

9. Хайдаров З. О возможности усиления фототока плазмы газового разряда в преобразователях изображений ионизационного типа // Физическая инженерия поверхности, 2010, т.8. № 3. ст. 214-221.

10. Хайдаров З. Особенности автоэлектронной эмиссии в сверхтонком зазоре газоразрядной ячейки в полупроводниковой ионизационной камере // Физическая инженерия поверхности, 2006, т.3. № 1-2. ст. 207-209.

11. Paritskii L.G., Khaydarov Z., Mukhamadiev O, Dadabaev O. Spatial stabilization of the current in a semiconductor-gas discharge system // Semiconductors, American Institute of Physics 27 (11-12)1994, pp. 1104-1108.

12. Парицкий Л.Г., Хайдаров З. Особенности контакта полупроводник-газовый разряд при малых межэлектродных расстояниях // Физика и техника полупроводников, 1993, Т.27, В.11/12, С. 2017-2020.

## ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ЯЧЕЙКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИНФРАКРАСНЫХ СИГНАЛОВ

<sup>1</sup>Хайдаров З., <sup>2</sup>Хайдаров Б.З., <sup>1</sup>Турсунова Х.

<sup>1</sup>Ферганский государственный университет

<sup>2</sup>Ферганский политехнический институт

[zokir\\_nursuh@mail.ru](mailto:zokir_nursuh@mail.ru)

**Аннотация:** в настоящей работе были исследованы физические свойства на контакте полупроводника из монокристаллического теллурид кадмия с плазмой газового разряда. Показано, что носители заряда в плазме наряду с падающим инфракрасным излучением способствует усиление фототока в газоразрядной ячейке. При достаточно больших напряжениях (больше, чем 2.5 kV) в газоразрядной ячейке наблюдается положительная обратная связь связанное с воздействием плазмы на поверхность полупроводника.

**Ключевые слова:** газоразрядная ячейка, плазма газового разряда, фотоэлектрический гистерезис, новый фотографический эффект, положительная обратная связь, инфракрасная фотография.

Физические явления на контакте полупроводник – плазма газового разряда является мало изученным объектом. В своё время были изучены физические свойства тонкой газоразрядной ячейки с различными полупроводниковыми электродами [1]. Однако полная картина физических

процессов, происходящих в тонкой (проядка 40-100 мкм) газоразрядной ячейке до конца нераскрыта. В работе [2] нами были теоретически представлены расчёты исследований происходящих в тонкой газоразрядной ячейке с двумя плазменными контактами. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследований тонкой газоразрядной ячейки с двумя плазменными контактами с электродом из теллурид кадмия и эти результаты сопоставляются с теоретическими расчётами.

Газоразрядная ячейка состоит из монокристаллического теллурид кадмия, отделённый с двух сторон тонкими газовыми зазорами (толщина каждого зазора –  $d = 65 \text{ мкм}$  и давление воздуха –  $p = 0,2 \text{ Тор}$ ) от стеклянных пластинок с прозрачными электродами из  $\text{SnO}_2$ . Полупроводниковая пластина тщательно полировалась с двух сторон до состояния блеска, механические царапины или другие микроскопические нарушения не имелись.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда воздействие носителей тока плазмы распространяется на всю глубину полупроводника. При таком представлении носители вызывает однородную объёмную генерацию, пропорциональную фототоку  $j_s$ , а также потоку фотоэлектронов  $I = j/e = \xi \mu n E$ , где  $\mu$  – подвижность носителей в полупроводнике,  $n$  – концентрация фотоносителей,  $E$  – напряжённость электрического поля,  $\xi$  – коэффициент пропорциональности, физический смысл которого будет пояснён ниже. Изменение концентрации неравновесных носителей  $n$  во времени описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = F - n/\tau + \xi \mu n E, \quad (1)$$

где  $F$  – интенсивность оптической генерации,  $\tau$  – время жизни неравновесных носителей.

Рассмотрим теперь кинетику нарастания потока при включении прямоугольной ступени напряжения. Решение уравнения (1) при начальном условии ( $t = 0, n = F\tau$ ) выражается формулой

$$n = F/(1/\tau - \xi \mu E) \{1 - \xi \mu E \tau \cdot \exp[-t(1/\tau - \xi \mu E)]\}. \quad (2)$$

При  $E < 1/\xi\mu\tau$  формула (2) имеет стационарное решение ( $t \rightarrow \infty$ ).

При  $E > 1/\xi\mu\tau$  стационарное решение отсутствует ( $n \rightarrow \infty$ ) и кинетика нарастания тока выражается формулой

$$n = F / (\xi\mu E - 1/\tau) [\xi\mu E \tau \cdot \exp(t/\tau) (\xi\mu E - 1/\tau)], \quad (3)$$

описывающей неограниченный экспоненциальный рост концентрации неравновесных носителей заряда с постоянной времени, уменьшающейся пропорционально напряжённости электрического поля.

На рис.1 показаны релаксационные кривые концентрации неравновесных носителей для различных значений напряжённости электрического поля ( $1 - E = 5 \cdot 10^3$  V/sm;  $2 - E = 9 \cdot 10^3$  V/sm;  $3 - E = 10^4$  V/sm;  $4 - E = 5 \cdot 10^5$  V/sm;  $5 - E = 5 \cdot 10^6$  V/sm;) и оптической генерации  $F = 10^{14}$  sm<sup>-3</sup>s<sup>-1</sup>, построенные по формулам (2) и (3).

Релаксационные кривые были сняты для CdTe с двумя плазменными контактами в газоразрядной ячейке, эти кривые были приведены на рис. 2 для различных значений приложенного напряжения. Напряжение равно:  $1 - 2$  kV;  $2 - 2.7$  kV;  $3 - 2.9$  kV;  $4 - 3$  kV;  $5 - 3.05$  kV. Обсудим теоретического и экспериментального результатов.

Из теоретических расчёт (рис. 1) следует, что стационарное значение концентрации неравновесных носителей  $n$  резко возрастает (кривая 5) и обращается в бесконечность при  $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$ . Из этого условия можно выяснить физический смысл коэффициента  $\xi$ . Обозначим  $\lambda = 1/\xi$  – некоторая эффективная длина, характерная для возбуждающего действия плазменного потока на полупроводник. Тогда условие  $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$  можно переписать в виде  $t = \lambda/\mu E = \tau$  или  $\lambda = \mu E \tau$ . Наибольший эффект воздействия плазменного возбуждения имеет место в том случае, когда длина дрейфового смещения носителей в полупроводнике  $L_E = \mu E \tau$  становится равной  $\lambda$ . Иначе говоря, когда время пролёта  $t_{np}$  носителем характерной длины  $\lambda$  достигает времени жизни  $t_{np} = \tau$  при увеличении напряжённости поля. Если ввести время пролёта  $t_{np}$  носителем всей длины полупроводника  $L$  ( $t_{np} = L/\mu E$ ) то тогда, условие  $\xi\mu E \rightarrow 1/\tau$

можно записать в виде  $\tau = (\lambda/L) t_{np}$ . Это условие напоминает условие эксклюзив ( $\tau = t_{np}$ ) с тем отличием, что перед  $t_{np}$  стоит множитель  $\lambda/L$  – отношение характерной длины к длине образца. Таким образом,  $\xi$  несомненно, связано с эффективностью воздействия плазмы.

На приведённых экспериментальных релаксационных кривых (рис. 2) характерно то, что при  $E = 1/\xi\mu\tau$  релаксация выражается линейным нарастанием фототока с наклоном (кривая 3), соответствующим

темпу оптической генерации при отсутствии рекомбинации. В этом случае рекомбинационные потери носителей в точности восполняются генерацией от плазмы и эффективное время жизни  $1/\tau_{эф} = 1/\tau - \xi\mu E$  – обращается в бесконечность. При  $E > 1/\xi\mu\tau$  реализуется условие отрицательного времени жизни, стационарное состояние отсутствует, имеет место экспоненциально подобное нарастание фототока во времени, в газоразрядной ячейке наблюдается положительная обратная связь. В области  $E < 1/\xi\mu\tau$ ,  $\tau_{эф}$  положительно, фототок имеет стационарное значение.

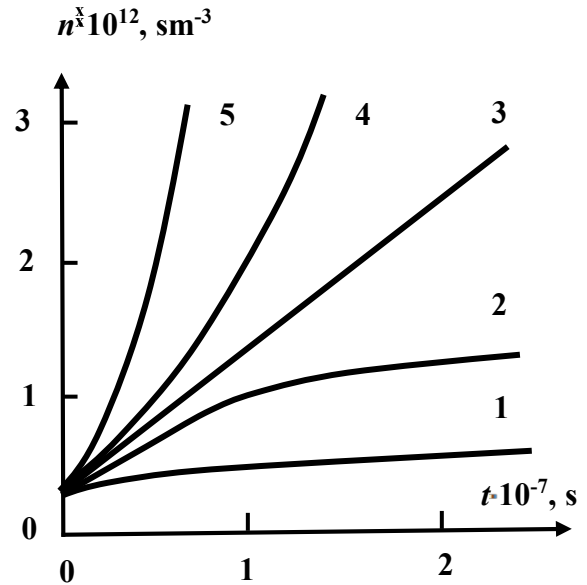
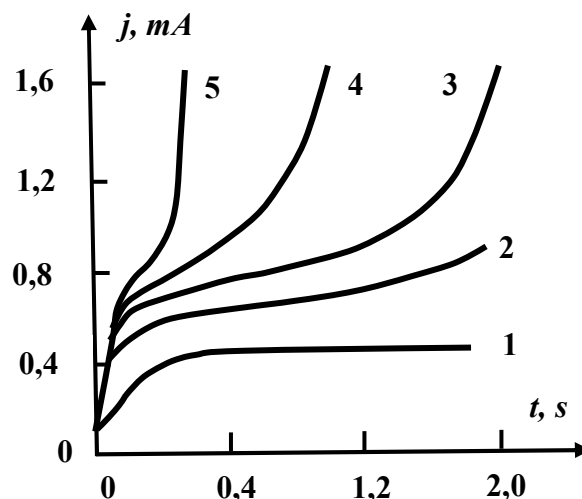


Рис. 1. Кинетика неравновесной концентрации электронов при различных значениях напряженности электрического поля  $E$ .

Как видно из экспериментальных релаксационных кривых (рис. 2) их общий характер в известной мере согласуется с теоретическими расчётами (рис. 1), в том числе и в области отрицательного времени жизни. Для напряжения 2 кV наблюдается достижение стационарного состояния, при больших напряжениях (3,05 кV) происходит резкое возрастание тока. Однако, наблюдается сильные временные расхождения в кинетике тока по сравнению с теоретическими расчётами. Это связано, по-видимому, тем, что в упрощённом расчёте не были учтены своеобразные явления (предполагали, что воздействия плазмы создают равномерных неосновных носителей по всей глубине полупроводника), сложные взаимодействия носителей плазмы газового разряда с поверхностными зарядами полупроводника и рекомбинационные процессы. Тем не менее, полученные результаты даёт нам новый инструмент для применения тонкой газоразрядной ячейки с полупроводниковыми электродами с двумя плазменными контактами в инфракрасной фотографии, но и для изучения физических свойств сверхтонкой (толщиной 10-100 нм) газоразрядной ячейки.



*Рис. 2. Кинетика фототока для различных значений приложенного напряжения на газоразрядной ячейке при постоянной интенсивности освещения (белым светом порядка  $4 \cdot 10^{-3}$  Вт/см<sup>2</sup>).*

Существенным научным достижением настоящей работы является то, что впервые в газоразрядной ячейке применяется демпфирующая дополнительная ячейка (каскад) для стабилизации газового разряда и таким образом, появляется возможность для продвижения инфракрасного фотографирования в далекую спектральную область вплоть до 100 мкм и далее. Поскольку теперь, на входном каскаде в полупроводниковой фотографической ионизационной

камере [8], можно использовать низкоомные фотопластинки, чувствительные к инфракрасному излучению для длинновольновой области спектра вплоть до 100 мкм и далее. Тип фотоприемника на входной части сверхтонкой газоразрядной ячейки не оказывает, сколько бы то, сильного влияния на стабилизации фотографического процесса. Однако, только температурный диапазон, обеспечивающий фотоэлектрический гистерезис с фотографическим (новым) эффектом [9], обеспечивает высокую фотографическую чувствительность и контрастность в полупроводниковой фотографической ионизационной камере. Таким образом, можно предположить, что с подобными конфигурациями расположения электродов могут применяться чувствительные к ИК-излучению аморфные, а также нанокластерные фотоприемники с квантовыми ямами для инфракрасного фотографирования на входе тонкой газоразрядной ячейки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хайдаров З., Йулдашев Х.Т. Новый фотографический эффект в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом. // Прикладная физика. 2016. №5. С.75-80.
2. Хайдаров З., Йулдашев Х.Т., Хайдарова К.З. Высокочувствительная полупроводниковая ионизационная фотографическая камера для инфракрасного диапазона. // Прикладная физика. 2017. №1. С.65-68.

#### Долговременная релаксация поверхностного потенциала в гетероструктуре p-CdTe-SiO<sub>2</sub>-Si-Al

Алимов Н.Э., Камолиддинов Н.С., Рибчановский А.М.

Ферганский государственный университет

[alimov.nodir.esonaliyevich@gmail.com](mailto:alimov.nodir.esonaliyevich@gmail.com)

**Аннотация.** В данной работе рассматривается спектральная фоточувствительность гетероструктуры p-CdTe-SiO<sub>2</sub>-Si, а также влияния внешнего электрического поля на остаточную проводимость. При наличии ассиметричных микропотенциальных барьеров и глубоких центров в CdTe, спектральная фоточувствительность сохраняет остаточный характер даже после прекращения воздействия внешнего поля. Для возвращения