

- [2] Гришина Т.А., Драбкин И.А., Годердзишвили Г.И. и др. - ЖТФ, 1987, т. 57, № 12, с. 2355-2360.
- [3] Гришина Т.А., Драбкин И.А., Костиков Ю.П. и др. - Изв. АН СССР, Неорг. материалы, 1982, т. 18, № 10, с. 1709-1713.
- [4] Wang X., Reyes-Mena A., Lichtman D. - J. Electrochem. Soc., 1982, v. 129, N 4, p. 851-854.
- [5] Медведев Ю.В., Берченко Н.Н., Костиков Ю.П. и др. - Изв. АН СССР, Неорг. материалы, 1987, т. 23, № 1, с. 108-111.
- [6] Christie A.B., Sutherland J., Wallis J.M. - Surface Sci., 1983, v. 135, N 1-3, p. 225-242.
- [7] Коган В.Б., Фридман В.М., Кафаров В.В. Справочник по растворимости, Л.: Наука, 1969, т. 3.

Поступило в Редакцию
23 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

А.Н. Лодыгин, Л.Г. Парицкий,
З. Хайдаров

Плоская газоразрядная ячейка с полупроводниковым фоточувствительным электродом является основным элементом полупроводниковых преобразователей и фотографических систем ионизационного типа [1-4]. Прохождение постоянного тока в такой системе сопровождается рядом своеобразных явлений, приводящих к стабилизации газоразрядного тока и возможности управления его величиной и пространственным распределением по сечению разряда путем модуляции проводимости полупроводникового электрода [5]. Существенную роль в токопрохождении играет поверхностный электрический заряд, локализирующийся на границе раздела полупроводник-плазма газового разряда, самосогласованный по величине с плотностью тока и во многом определяющий стационарную вольт-амперную характеристику системы.

В случае переходных процессов, например, при подключении внешнего напряжения или "мгновенном" изменении проводимости полупроводника, величина указанного поверхностного заряда может оказаться в полном несоответствии с током проводимости, что вызывает явления электростатического характера.

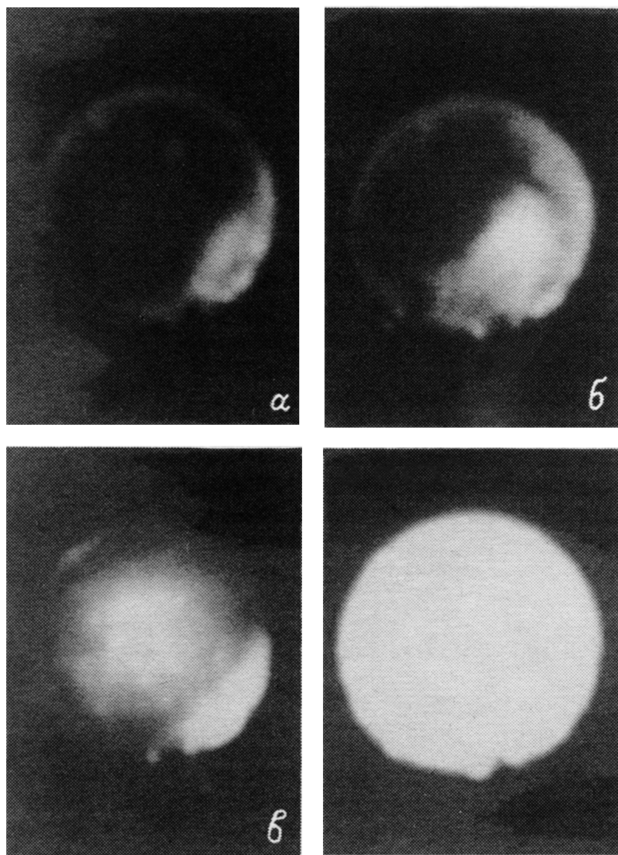
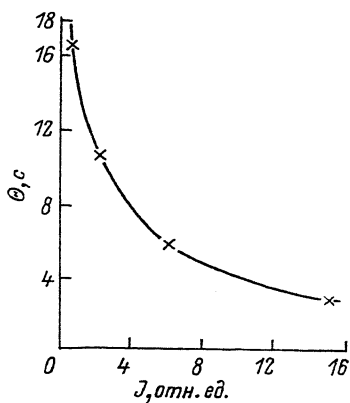


Рис. 1. Картина свечения разряда в разные моменты времени после импульса напряжения: а - через 4 с, б - 8 с; в - 12 с, г - 20 с.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования газоразрядной ячейки с зазором 40 мкм при давлении воздуха 0.2 атм с электродом из высокоомного кремния при $T=80$ К в условиях весьма малых сквозных токов или их отсутствия, когда эффекты электростатического характера проявляются наиболее отчетливо. При приложении к ячейке постоянного напряжения 500–550 В зажигается стационарный разряд и наблюдается (с использованием усилителя света) равномерное свечение при плотности тока 10^{-8} – 10^{-7} А/см². Если дополнительно подать на ячейку короткий (10^{-6} с) импульс напряжением 2 кВ той же полярности, свечение исчезает и затем постепенно восстанавливается (рис. 1) так, что светящиеся области от края расширяются к центру, охватывая затем всю площадь полупроводникового электрода. Наблюдаемое явление

Рис. 2. Зависимость порогового времени пробоя θ от освещенности полупроводника.



ние может быть объяснено следующим образом. В момент подачи импульса, дополнительная напряженность поля устанавливается обратно пропорционально диэлектрическим проницаемостям полупроводника и разрядного зазора. При этом, если падение напряжения на разрядном зазоре больше напряжения пробоя, происходит дополнительная ударная ионизация, вследствие чего на поверхность полупроводника осаждается большой заряд положительных ионов, неравновесный по отношению к плотности постоянного тока. С этим зарядом связано электрическое поле, противоположное по направлению исходному постоянному, так что действующее поле в зазоре оказывается меньшим напряженности ударной ионизации и свечение гаснет. Поверхностный заряд постепенно нейтрализуется за счет проводимости полупроводника и по мере его исчезновения на разных участках вновь зажигается разряд от постоянного напряжения.

В более чистом виде электростатические явления наблюдаются в отсутствие постоянного сквозного тока в следующей постановке опыта. На ячейку подается короткий прямоугольный импульс напряжения, вызывающий пробой газового зазора и соответственно вспышку равномерного по площади свечения, в результате чего на поверхности полупроводника образуется заряд положительных ионов, который сразу же начинает релаксировать, нейтрализоваться свободными носителями тока в полупроводнике. Через определенный промежуток времени θ подается второй импульс напряжения той же полярности. При этом, если к моменту θ суммарное поле в зазоре, равное разности внешнего поля E_{Π} и поля E_{σ} поверхностных зарядов, в ходе релаксации достигнет напряженности пробоя $E_{\Pi\sigma}$, наблюдается вспышка разряда. Таким образом можно „зондировать“ кинетику поверхностного заряда. На рис. 2 приведена полученная на опыте зависимость пороговой величины θ от освещенности полупроводника, увеличивающей его проводимость.

Интенсивность свечения разряда I пропорциональна квадрату действующего к моменту пробоя электрического поля $(E_{\Pi} - E_{\sigma})^2$ и, следовательно, меняется в ходе релаксации поверхностного заряда. На рис. 3 приведена полученная на опыте зависимость I от времени θ для разных значений освещенности полупроводника. Зависимость имеет пороговый характер и качественно соответствует теоретическому соотношению

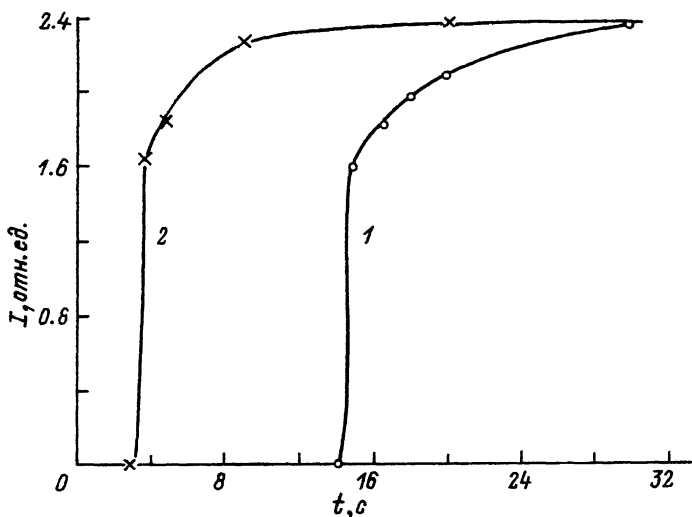


Рис. 3. Зависимость интенсивности свечения разряда от времени: 1 - в темноте, 2 - при освещении $\sim 10^{-9}$ Вт/см².

$$I = \left[\alpha (E_{\text{Л}} - E_{\text{пр}}) \left(1 - \frac{E_{\text{б}}}{E_{\text{Л}} - E_{\text{пр}}} \exp(-t/\tau) \right) \right]^{1/2},$$

где τ - максвелловское время в полупроводнике, α - постоянный коэффициент.

Следует отметить возрастание разброса по интенсивности свечения и по моменту зажигания разряда по мере приближения к пороговому моменту времени, что связано по-видимому с неоднородностью проводимости полупроводника и дисперсией задержки пробоя.

Электростатические явления подобного типа определяются своеобразием переходных процессов в ионизационных приборах и, с другой стороны, могут служить эффективным инструментом изучения физики газового разряда с распределенным сопротивлением электрода.

Л и т е р а т у р а

- [1] Парицкий Л.Г., Касымов Ш.С. Авт. св. № 479071. Бюллетень изобретений, № 28, 1975.
- [2] Касымов Ш.С., Парицкий Л.Г., Рывкин С.М. Деп. ВИНТИ № 2693, 1974.
- [3] Астров Ю.А., Муругов В.М., Парицкий Л.Г. и др. - Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, в. 14, с. 701-704.
- [4] Астров Ю.А., Муругов В.М., Парицкий Л.Г. и др. - Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 8, с. 1681-1688.

Поступило в Редакцию
23 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ИТТРИЙ-ЖЕЛЕЗИСТОГО ГРАНАТА

В. Г. В е с е л а г о, И. В. В л а д и м и р о в,
Р. А. Д о р о ш е н к о, М. С. С е т ч е н к о в,
М. Д. Н а д е ж д и н

Фотоиндуцированные изменения ДС наблюдались на пластинах иттрий-железистых гранатов [1, 2]. В данной работе описаны поляризационнозависимые фотоиндуцированные эффекты, обнаруженные в монокристаллических пленках $Y_3Fe_5O_{12}$. Исследования проведены на эпитаксиальных пленках толщиной ~ 7 мкм, выращенных на подложках (111) Ga_2O_3 . Фотоиндуцированные изменения ДС изучались при 80 К по эффекту Фарадея. Воздействие света осуществлялось от лампы КГМ 12-100. Ориентация кристаллографических осей в исследованных пленках определялась на дифрактометре Дрон-3.

Проведенные исследования показали, что воздействие линейно-поляризованного света с вектором поляризации \vec{E} , параллельным направлению доменных границ (ДГ), ориентированных вдоль $[11\bar{2}]$, $[1\bar{2}1]$, $[\bar{2}11]$, не вызывает изменений ДС. При отклонении от этих направлений поляризации \vec{E} в плоскости (111) и одновременном воздействии переменного магнитного поля $H = H_m \sin \omega t$ частотой 50 Гц небольшой амплитуды соответствующая ДС поворачивается в противоположное от вращения \vec{E} направление. Поле H прикладывалось вдоль исходной ДС, а амплитуда поля бралась достаточной для преодоления поля коэрцитивности H_c . Наблюдаемое отклонение составляло $\pm(5-20)^\circ$ для ДС, ориентированных вдоль различных осей $\langle 112 \rangle$ в исследованных образцах, и максимум отклонений достигался при соответствующих отклонениях \vec{E} на $\pm(30-60)^\circ$. Дальнейшее вращение поляризации приводило к возвращению ДС в исходное состояние. Характерные доменные структуры и фотоиндуцированные изменения ДС представлены на рисунке. Воздействие поляризованного света с \vec{E} , перпендикулярным направлению ДГ исходной полосовой ДС, вызывает образование зигзагообразной ДС (см. рисунок г, д). Отметим, что воздействие света с \vec{E} , перпендикулярным ДГ вдоль $[01\bar{1}]$, приводит к наличию в