

УСИЛИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКА С ПЛАЗМЕННЫМИ КОНТАКТАМИ

Х. Т. Юлдашев, З. Хайдаров, Ш. С. Касымов

*Ферганский политехнический институт,
г. Фергана, Узбекистан*

Поступила в редакцию 27.09.2016

В статье приводятся результаты теоретических расчетов и экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик кристаллов арсенида галлия и теллурида кадмия с плазменными контактами в газоразрядной фотографической системе.

Ключевые слова: полупроводниковый электрод, ионизационная камера, газоразрядный промежуток, полупроводниковый арсенид галлия, фотоприемник, вольтамперная характеристика, плазменный контакт.

ПІДСИЛЮВАЛЬНІ ПРОЦЕСИ В ГАЗОРОЗРЯДНІЙ КОМІРЦІ, ЩО СКЛАДАЄТЬСЯ З НАПІВПРОВІДНИКА З ПЛАЗМОВИМИ КОНТАКТАМИ

Х. Т. Юлдашев, З. Хайдаров, Ш. С. Касимов

У статті наводяться результати теоретичних досліджень і експериментальних досліджень вольт-амперних характеристик кристалів арсеніду галію і телуриду кадмію з плазмовими контактами в газорозрядній фотографічній системі.

Ключові слова: напівпровідниковий електрод, іонізаційна камера, газорозрядний проміжок, напівізолюючий арсенід галію, фотоприймач, вольтамперна характеристика, плазмовий контакт.

AMPLIFICATION PROCESSES IN DISCHARGE CELL CONSISTING OF THE SEMICONDUCTOR PLASMA CLEAN CONTACTS

Kh. T. Yuldashev, Z. Khaydarov, Sh. S. Kasymov

The article presents the results of theoretical calculations and experimental studies of the current-voltage characteristics of crystals of gallium arsenide and cadmium telluride contacts with a plasma gas discharge in the photographic system.

Keywords: a semiconductor electrode ionization chamber, discharge gap, semi-insulating gallium arsenide, a photodetector, the current-voltage characteristic, plasma contact.

ВВЕДЕНИЕ

Газоразрядные системы с полупроводниковым электродом (SGD-структуры) [1, 2] нашли практическое применение в высокоскоростных преобразователях инфракрасных (ИК) изображений [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, локализуемый на границе раздела полупроводник-плазма газового разряда, самосогласованный по величине с плотностью тока и во многом определяющий

стационарную вольтамперную характеристику системы [6].

Плазменные контакты к полупроводниковым материалам являются очень мало исследованным объектом. Они нашли определенное практическое применение в полупроводниковых фотографических системах [7, 8]. Хотя детальные исследования свойств контакта полупроводник-газоразрядная плазма не проводились, однако, уже начальные данные исследований позволили выявить ряд интересных фотоэлектрических особенностей этого вида контактов. В отличие от носителей в металлических электродах электроны и ионы плазмы имеют энергию, значительно превышающую равновесную. Они, попадая на поверхность полупроводника, способны вызвать ионизацию как на поверхности, так и в некоторой глубине полупроводника.

Кроме того, вблизи поверхности возникает тор-мозное излучение электронов, которое совместно со свечением газового разряда создаёт поток фотонов на поверхность, вызывающий внешний и внутренний фотоэффекты. Особенность всех указанных факторов возбуждения носителей тока в полупроводнике проявляет (исключая реабсорбцию рекомбинационного излучения) поверхностный характер.

Известно, что электроны с энергией ~50 эВ проникают вглубь полупроводника примерно на 50–100 Å, ультрафиолетовое и коротковолновое излучения плазмы ~1000 Å, а ионы — значительно меньше. На границе плазмы и полупроводника при прохождении тока образуется значительный поверхностный заряд. Его распространение вглубь полупроводника под действием напряженности электрического поля связано с рядом физических факторов, в частности, сильно зависит от свойств полупроводниковых материалов, а также примесей и дефектов в них. Свойства и тип полупроводниковых материалов, даже их кристаллографическая ориентация (как будет показано в настоящей работе), сильно влияют на контактные явления полупроводника с газоразрядной плазмой.

В настоящей работе исследованы контактные явления на поверхности полупроводника с газоразрядной плазмой и исследованы усилительные процессы в газоразрядной ячейке, состоящей из арсенида галлия и теллурида кадмия с двумя плазменными контактами.

На рис. 1 приведена принципиальная схема ионизационной системы с двумя плазменными контактами. В зазоре между фотоприемником (2) и регистрирующей частью (экраном) (4) с помощью калиброванных лавсановых прокладок (3', 3'') помещался электрод в виде плоской металлической сетки (6), имеющей мелкую структуру. Светочувствительным фотоприемником (2) служит полуизолирующий теллурид кадмия, на одну из поверхностей которого напылен полупрозрачный никелевый контакт (1). Контрэлектрод (экран) изготовлен из стеклянной пластинки 5, покрытой токопроводящим слоем. Прозрачность стеклянной пластинки необходима для визуального наблюдения и фотографирования свечения газового разряда. Толщина каждой лавсановой прокладки составляет 40 мкм.

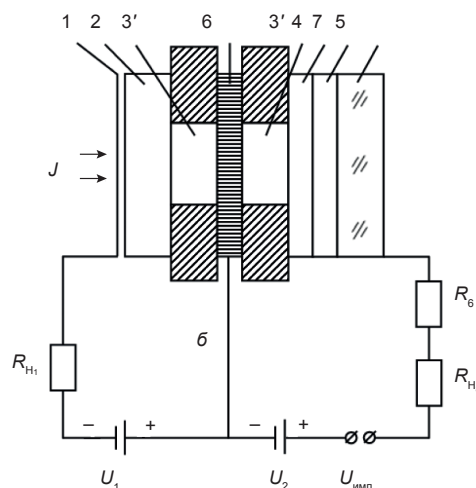


Рис. 1. Принципиальная схема ионизационной системы с двумя плазменными контактами

В качестве источника питания использован высоковольтный блок ВС-23. Для снятия ВАХ применяли самописец ЛКД4-003.

Подобная газоразрядная ячейка размещена между двух стеклянных пластинок с прозрачными проводящими покрытиями из SnO₂. Постоянное напряжение подается между стеклянными пластинами. Примерно при $U = E_d = 600$ вольтх (E — напряженность электрического поля, d — длина газоразрядного промежутка) происходит пробой газоразрядного промежутка и начинается тлеющий разряд. Эксперимент проводился при комнатной температуре, остаточное давление воздуха обеспечивалось в полупроводниковой ионизационной камере (ПИК) с помощью форвакуумного насоса.

Результаты исследований показывают, что в газоразрядной ячейке с полупроводником из арсенида галлия имеется достаточно большое усиление с коэффициентом усиления (K), превышающим 50. Однако, с полупроводником из теллурида кадмия усиление как по току, так и по яркости свечения, не наблюдается. По видимому, это связано с тем, что на поверхности полупроводника из теллурида кадмия имеется достаточное количество ловушек, которые прихватывают электроны, поступающие из газоразрядной плазмы. Для кинетики тока с учетом оптической генерации (F) можно написать следующие уравнения без учета эксклюзии и влияния ловушек, в условиях

$$E \ll \xi\mu\tau,$$

$$j = \frac{e\mu EF}{1/\tau - \xi\mu E} \left\{ 1 - \xi\mu E\tau \exp[-t(1/\tau - \xi\mu E)] \right\}. \quad (1)$$

В условиях

$$E \succ \xi\mu\tau,$$

$$j = \frac{e\mu EF}{\xi\mu E - 1/\tau} \left[\xi\mu E\tau \exp t(\xi\mu E\tau - 1/\tau) - 1 \right], \quad (2)$$

где τ — время жизни, μ — подвижность, ξ — коэффициент пропорциональности.

На рис. 2а и б показаны релаксационные кривые носителей тока в полупроводнике при разных значениях приложенного напряжения и постоянного освещения, а на рис. 2в и г — такие же кривые при разных значениях интенсивности внешнего света и постоянного напряжения. В области $E \prec 1/\xi\mu\tau$ ($1/\tau_{\text{эф}} = 1/\tau - \xi\mu E$, $\tau_{\text{эф}}$ — эффективное время жизни положительно) величина тока при $t \rightarrow \infty$ имеет стационарное значение. При $E \succ 1/\xi\mu\tau$ реализуется условие эффективного времени жизни — стационарное состояние отсутствует.

Характерно, что при $E = 1/\xi\mu\tau$ релаксация выражается линейным нарастанием тока с наклоном, соответствующим темпу оптической генерации носителей тока при отсутствии рекомбинации. В этом случае предполагается, что рекомбинационные потери носителей в точности восполняются генерацией от плазмы и эффективное время жизни $\tau_{\text{эф}}$ обращается в бесконечность.

Теперь выясним физический смысл коэффициента ξ . Обозначим в виде

$$L_E = 1/\xi, \quad (3)$$

некоторую эффективную длину, характерную для возбуждающего действия плазменного потока на полупроводник. Тогда при условии

$$E = 1/\xi\mu\tau,$$

$$L_E = 1/\mu E\tau \quad (4)$$

и, следовательно, наибольший эффект воздействия плазменного возбуждения имеет

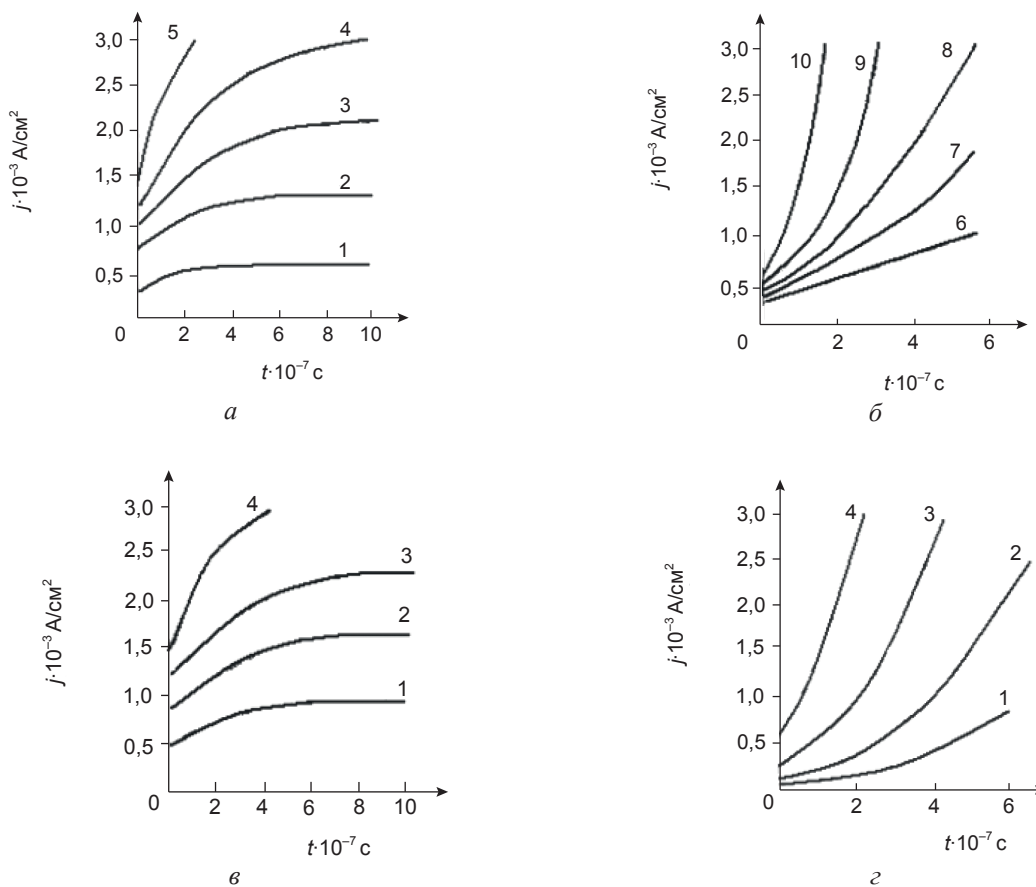


Рис. 2. Расчетные релаксационные кривые носителей тока в полупроводнике: а, б — при разных значениях напряженности E электрического поля и постоянного освещения. E равно: 1 — $0,4 \cdot 10^4$ В/см; 2 — $0,9 \cdot 10^4$; 3 — $1,5 \cdot 10^4$; 4 — $1,3 \cdot 10^4$; 5 — $1,6 \cdot 10^4$; 6 — $2 \cdot 10^4$; 7 — $2,25 \cdot 10^4$; 8 — $2,5 \cdot 10^4$; 9 — $3 \cdot 10^4$; 10 — $4 \cdot 10^4$; $F = 10^{16}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$, $\tau = 10^{-7}$ с, $\mu = 500$ см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$, $\xi = 1$ см $^{-1}$; в, г — при разных интенсивностях оптической генерации F ; для в — F равно: 1 — $0,6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$; 2 — 10^{16} ; 3 — $1,5 \cdot 10^{16}$; 4 — $2 \cdot 10^{16}$ и $E = 10^4$ В/см; для г F равно 1 — $0,8 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$; 2 — $0,2 \cdot 10^{16}$; 3 — $0,8 \cdot 10^{16}$; 4 — $2 \cdot 10^{16}$ и $E = 10^4$ В/см

место в том случае, когда длина дрейфового смещения носителей в полупроводнике становится равной L_E , время пролета носителем характерной длины L_E достигает времени жизни τ при увеличении напряженности электрического поля. Если ввести время пролета T_L носителем всей длины образца L , $T_L = L/\mu E$, то условие (4) можно записать в виде

$$T_L = \frac{L}{L_E} \tau \quad \text{или} \quad \tau = \frac{L_E}{L} T_L. \quad (5)$$

Это условие формально напоминает условие возникновения эксклюзии ($\tau = T_L$) при $L_E = L$. Характерная длина L_E несомненно связана с эффективностью воздействия плазмы.

Вольтамперные характеристики кристалла полуизолирующего арсенида галлия ($\rho \approx 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) толщиной 0,5 мм приведены на рис. 3а при разных значениях интенсивности освещения F . Остаточное давление воздуха составляет в системе 0,2 атм. Ток в системе до напряжения примерно 600 В отсутствует. При указанном напряжении происходит пробой газоразрядных зазоров и увеличение тока с повышением напряжения. Напряжение с постоянной скоростью поднималось до некоторого фиксированного значения (V_1, V_2, V_3), затем подъем напряжения резко прекратился и с этого момента происходило самопроизвольное нарастание тока с одновременным уменьшением напряжения на исследуемом материале. При остановке подъема напряжения ниже значения, соответствующего точке V_1, V_2, V_3 , изменение тока во времени не происходило. Самопроизвольный рост тока при переходе в нестационарный режим происходит в виде участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением и с наклоном, в точности соответствующим внутреннему сопротивлению источника тока. Значения токов и напряжений точек V_1, V_2, V_3 по существу являются нестационарными. На вид вольтамперных характеристик существенное влияние оказывает интенсивность внешнего освещения. Полупроводниковые материалы из арсенида галлия являются одним из немногих чувствительных фотоприемников к ультрафиолетовым и коротко-волновым излучениям плазмы. Подобные материалы

вызывают значительный интерес в отношении перспективности их использования в новом качестве элементов в полупроводниковой фотографической системе. Поэтому материалы из арсенида галлия более детально нами экспериментально исследованы.

Кристаллы теллурида кадмия выращивались из расплава методом горизонтальной направленной кристаллизации и легировались в процессе выращивания хлором. Монокристаллические пластины имели p -тип проводимости с концентрацией акцепторных примесей $\rho \cong 10^8 \text{ см}^{-3}$, подвижностью электронов и дырок соответственно: $\mu_n = 800 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и $\mu_p = 40 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, временами жизни $\tau_n = \tau_p \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Вольтамперные характеристики кристалла теллурида кадмия представлены на рис. 3в и рис. 3г при толщине материала 2,5 мм, 1,5 мм и 0,5 мм соответственно и при разных значениях интенсивности внешнего света. Как видно из кривых, при увеличении напряжения в системе не наблюдается самопроизвольное нарастание тока. Напротив, начальные участки ВАХ имеют линейный характер и при больших напряжениях происходит насыщение тока, причем, чем меньше толщина материала, тем меньше напряжение насыщения. Величина напряжения, соответствующая линейному участку ВАХ, при толщине полупроводникового материала 0,5 мм приблизительно в 5 раз меньше, чем при толщине 2,5 мм, т. е. насыщение связано прямо с напряженностью поля. Для объяснения насыщения тока может быть привлечено явление эксклюзии носителей. С увеличением напряженности L_E электрического поля значение эффективной длины по формуле (5) становится близким к толщине полупроводника L , при этом выполняется условие $T_L \approx \tau$ т. е. время пролёта носителем тока всей длины полупроводника в системе достигает времени жизни.

Действительно, если бы прохождение тока определялось контактными областями, то линейные участки ВАХ вообще не наблюдались бы. Однако, в начальном участке ВАХ реализуется линейная зависимость общего тока от напряжения. Эксклюзия происходит в условиях высокого уровня оптического возбуждения, когда величина

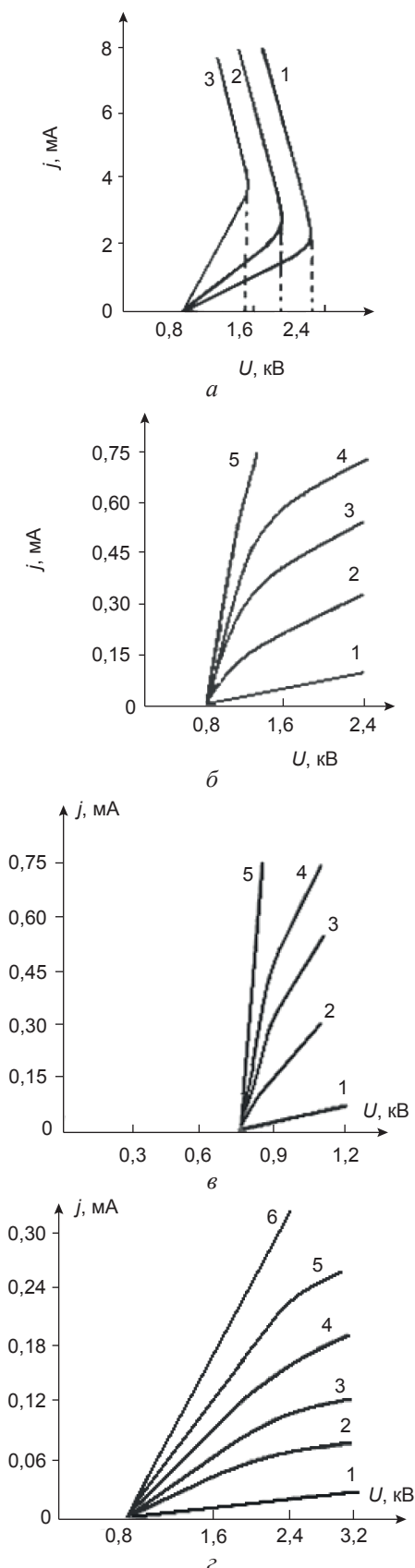


Рис. 3. ВАХ системы с разными фотоприемниками и при разных интенсивностях освещения: *a, б* — фотоприемник — GaAs, интенсивность освещения — $1,5 \cdot 10^{-5}$ Вт/см²; 2 — $2 \cdot 10^{-4}$; 3 — $9 \cdot 10^{-4}$; *в, з* — фотоприемник — CdTe, толщиной *б* — 2,5 мм, *в* — 1,5 мм, *з* — 0,5 мм, интенсивность освещения: 1 — темновая; 2 — $2 \cdot 10^{-4}$; 3 — $9 \cdot 10^{-4}$; 4 — $1,5 \cdot 10^{-3}$; 5 — $2,5 \cdot 10^{-3}$; 6 — $4 \cdot 10^{-3}$

фототока значительно превосходит темновой ток. В этом случае дрейфовая подвижность неравновесных носителей, как известно, определяется формулой

$$\mu_{др} = \frac{n - p}{n / \mu_p + p / \mu_n}, \quad (6)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p — их подвижности соответственно.

Если бы реализовалась простая модель подвижности, определяемая формулой (6), то можно было ожидать сильную зависимость напряжения насыщения от интенсивности света. Однако эксперименты показали, что с повышением интенсивности света напряжение, соответствующее насыщению, меняется довольно слабо. Можно предположить, что один из типов носителей сильно захватывается в неподвижные состояния на ловушках и тогда в формулу (6) должна быть введена концентрация только подвижных носителей. Если концентрация захваченных носителей велика, то дрейфовая подвижность относительно мало зависит от интенсивности освещения. На присутствие прилипания косвенно указывают некоторые особенности ВАХ, в частности, насыщение выражено менее отчетливо и имеется определенный наклон кривых.

Таким образом, преобладающим механизмом насыщения фототока в фотоприемнике из теллурида кадмия с двумя плазменными контактами в полупроводниковой фотографической системе является эксклюзия, проходящая в необычных условиях высокого уровня оптического возбуждения с малой величиной подвижности и при наличии прилипания носителей тока. Усложняющим фактором является также существенное перераспределение напряженности поля в полупроводнике по мере уменьшения концентрации носителей за счёт вытягивания их полем в плазменный контакт.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе приведенных результатов опыта можно отметить, что полупроводниковые материалы из арсенида галлия являются исключительно универсальными в отношении работоспособности их полупроводниковой

фотографической системы. В частности, их стабилизирующее свойство фототока с плазменными контактами в фотографической системе открывает возможности создания нового класса приборов для регистрации инфракрасных излучений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юлдашев Х. Т., Касымов Ш. С., Хайдаров З. Фотопреобразователь ИК — изображений со сверхтонкой газоразрядной ячейкой и люминофором // Прикладная физика. — 2016. — № 2. — С. 94–99.
2. Лодыгин А. Н., Астров Ю. А., Порцель Л. М., Берегулин Е. В. Динамика таунсендовского разряда в аргоне // ЖТФ. — 2015. — Т. 85(5). — С. 27–31.
3. Астров Ю. А., Лодыгин А. Н., Порцель Л. М. Гексагональные структуры тока в системе полупроводник-газоразрядный промежуток // ЖТФ. — 2011. — Vol. 81(2). — С. 42–47.
4. Юлдашев Х. Т. Исследование процессов усиления в системе полупроводник-газоразрядный промежуток. // 8th International conference on Eurasian scientific development. — Вена. — 2016. — С. 178–183.
5. Юлдашев Х. Т., Касымов Ш. С., Хайдаров З. Усилительные процессы в узкой ионизационной системе с полупроводниковым электродом // Труды международной конференции. «Современные проблемы физики». — Минск. — 2016. — С. 116–122.
6. Юлдашев Х. Т., Касымов Ш. С. Исследование характеристики преобразователя изображений в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом // ФИП. — 2015. — № 2. — С. 218–225.
7. Парицкий Л. Г. Особенности фототока в полупроводнике с плазменными контактами (Деп. в ВИНТИ.: № 4902–82). — М., 1982. — 14 с.
8. Лодыгин А. Н., Парицкий Л. Г., Хайдаров З. Некоторые особенности фототока в полупроводнике с плазменными контактами (Деп. в ВИНТИ.: № 4903–82). — М., 1982. — 17 с.

LITERATURA

1. Yuldashev Kh. T., Kasymov Sh. S., Khaydarov Z. Fotopreobrazovatel' IK — izobrazhenij so sverhtonkoj gazorazryadnoj yachejkoj i lyuminoфором // Prikladnaya fizika. — 2016. — No. 2. — P. 94–99.
2. Lodygin A. N., Astrov Yu. A., Portsel' L. M., Beregunin E. V. Dinamika taunsendovskogo razryada v argone // ZhTF. — 2015. — Vol. 85(5). — P. 27–31.
3. Astrov Yu. A., Lodygin A. N., Portsel' L. M. Geksagonal'nye struktury toka v sisteme poluprovodnik-gazorazryadnyj promezhutok // ZhTF. — 2011. — Vol. 81(2). — P. 42–47.
4. Yuldashev Kh. T. Issledovanie processov usileniya v sisteme poluprovodnik-gazorazryadnyj promezhutok // 8th International conference on Eurasian scientific development. — Vena. — 2016. — P. 178–183.
5. Yuldashev Kh. T., Kasymov Sh. S., Khaydarov Z. Usilitel'nye processy v uzkoj ionizacionnoj sisteme s poluprovodnikovym elektrodom // Trudy mezhdunarodnoj konferencii. «Sovremennye problemy fiziki». — Minsk. — 2016. — P. 116–122.
6. Yuldashev Kh. T., Kasymov Sh. S. Issledovanie harakteristiki preobrazovatelya izobrazhenij v sverhtonkoj gazorazryadnoj yachejke s poluprovodnikovym elektrodom // FIP. — 2015. — No. 2. — P. 218–225.
7. Paritskiy L. G. Osobennosti fototoka v poluprovodnike s plazmennymi kontaktami (Dep. v VINITI.: No. 4902–82). — M., 1982. — 14 p.
8. Lodygin A. N., Paritskiy L. G., Khaydarov Z. Nekotorye osobennosti fototoka v poluprovodnike s plazmennymi kontaktami (Dep. v VINITI.: No. 4903–82). — M., 1982. — 17 p.