

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ТОКА В СИСТЕМЕ ПОЛУПРОВОДНИК—ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД

Л. Г. Парицкий, З. Хайдаров, О. Мухамадиев, О. Дадабаев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021,
Санкт-Петербург, Россия

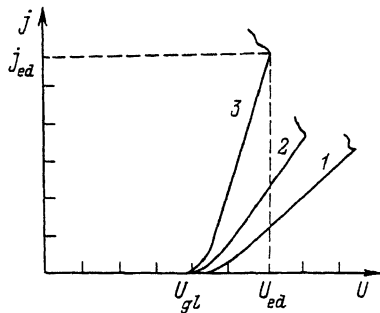
(Получена 12 июля 1993 г. Принята к печати 12 июля 1993 г.)

Экспериментально исследована пространственная стабилизация горения разряда в воздухе в ячейке с полупроводниковым электродом из арсенида галлия и кремния в широком диапазоне остаточного давления, величины межэлектродного расстояния и проводимости полупроводника. Установлено, что срыв стабильности связан преимущественно с образованием объемного заряда положительных ионов в разрядном промежутке, определяющем переход от таунсендовского к тлеющему разряду. В случае высокого удельного сопротивления полупроводника (более 10^8 Ом·см) реализуется механизм развития разряда неустойчивости тока в полупроводнике под действием ионизирующих элементов плазмы разряда.

Электронные явления на контакте полупроводника с плазмой газового разряда в условиях отсутствия или пренебрежимой малости процессов эрозии и переноса вещества имеют ряд своеобразных особенностей и относятся к числу малоисследованных полупроводниковых контактных явлений. Распространение заряда двойного электрического слоя в глубину полупроводника определяет сильную зависимость величины и пространственного распределения плотности тока от состояния полупроводника и позволяет контролировать ток и свечение газового разряда. Система полупроводник—газовый разряд явилась одним из основных элементов в полупроводниковой фотографии — научного направления инициированного и существенно развитого Рывкиным [1–3]. Значительный интерес представляет такое проявление свойств контакта, каким является пространственная стабилизация газового разряда. Многообразие факторов, определяющих полупроводниковую стабилизацию разряда и их нелинейные функциональные связи, делают эту проблему достаточно сложной. В литературе недостаточно экспериментальных данных, касающихся зависимости устойчивости тока как от параметров разрядного промежутка, так и от электрических характеристик полупроводника [4, 5]. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования стабилизации горения разряда в ячейке с электродами из кремния и арсенида галлия в широком диапазоне давления воздуха и величины межэлектродного расстояния.

Проводились измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) газоразрядной ячейки, одним из электродов которой являлась полупроводниковая пластина толщиной 1 мм и площадью до 1 см^2 с внешним прозрачным омическим контактом, а другим электродом — слой SnO_2 на стекле, через который осуществлялось наблюдение свечения разряда. В качестве полупроводникового электрода в одной серии опытов использовался полуизолирующий арсенид галлия, компенсированный хромом, при этом измерения велись при комнатной температуре. В другой серии опытов, проводившихся при охлаждении до температуры 90 К, электродом служил кремний, легированный платиной. Во всех случаях после

Рис. 1. Типичные ВАХ ячейки с полупроводниковым электродом при различной возрастающей (1, 2, 3) интенсивности освещения.



зажигания разряда при повышении напряжения реализовались условия равномерного свечения по площади электрода. Дальнейшим плавным повышением напряжения ячейка доводилась до состояния нарушения режима стабильности, что выражалось в более резком возрастании тока одновременно с появлением на фоне равномерного свечения более ярких пятен, чаще всего нестационарных во времени и по геометрическому положению. Практически во всех случаях отмечалось совпадение условий появления неустойчивости тока с нарушением равномерности свечения разряда.

На рис. 1 приведены типичные ВАХ ячейки, снятые при разных значениях проводимости полупроводника, которая задавалась равномерным его освещением через прозрачный контакт. По полученным ВАХ определялось напряжение зажигания U_{gl} , напряжение, соответствующее срыву стабильности U_{ed} , и ток срыва j_{ed} . Отмечались индивидуальные различия в ВАХ при изменении условий, особенно при существенных изменениях величины разрядного промежутка, проводимости полупроводника и давления воздуха. Были исследованы ячейки при значениях межэлектродного расстояния в диапазоне от 10 мкм до 5 мм. На

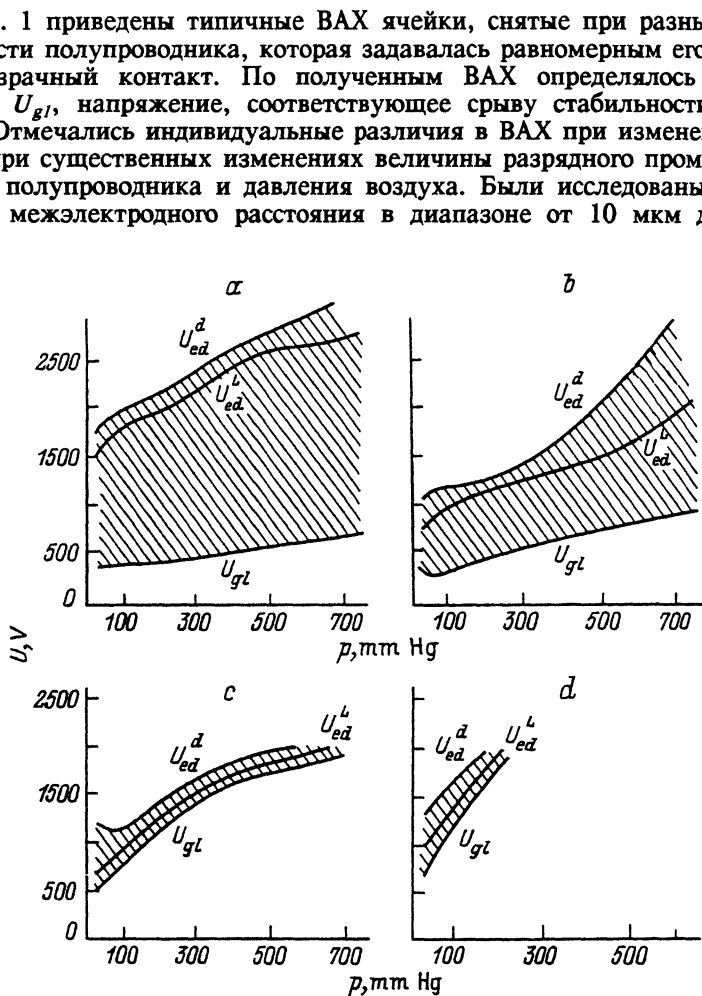


Рис. 2. Диаграмма области стабильного горения разряда $U(p)$ при разных значениях величины газового зазора d для ячейки с электродом из полупроводникового арсенида галлия. d , мкм: а — 26, б — 65, с — 360, д — 960.

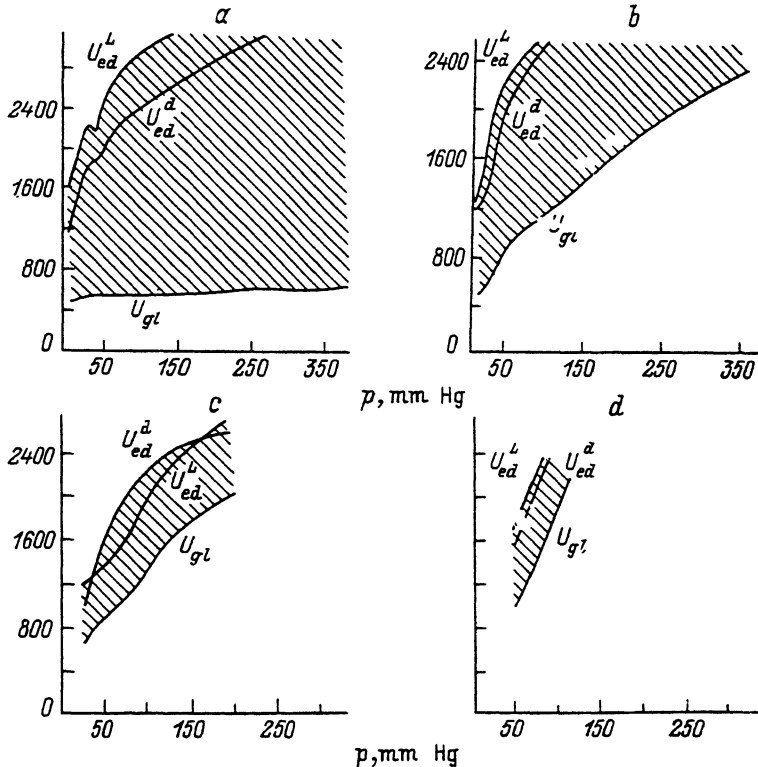


Рис. 3. Диаграмма области стабильного горения разряда $U(p)$ при разных значениях величины газового зазора d для ячейки с электродом из кремния, легированного платиной. $T = 90$ К. d , амк: $a - 10$, $b - 450$, $c - 1.07$, $d - 2.3$.

рис. 2 и 3 представлены экспериментальные результаты в виде серии диаграмм зависимости напряжения зажигания U_{gl} и напряжения срыва стабильности U_{ed} от давления воздуха P при заданной величине разрядного зазора d . Значения U_{ed} приведены в двух случаях: U_{ed}^d при равновесной проводимости полупроводника и U_{ed}^L при максимальном его освещении. По вертикальной оси отложено напряжение, приложенное к ячейке. Нижняя кривая, соответствующая напряжению зажигания разряда, является по существу известной кривой Пашена при $d = \text{const}$. Величины напряжений для заданных значений p и d от U_{gl} до U_{ed}^d или U_{ed}^L представляют интервал стабильного горения разряда, при этом, как следует из рис. 1, падение напряжения на разрядном промежутке во всем указанном интервале практически не изменяется и электрическое поле растет только в полупроводниковом электроде. Область стабильности на диаграммах отмечена штриховкой. Рассмотрение серии диаграмм для ячейки с арсенидом галлия позволяет отметить следующие обстоятельства:

в области относительно малых значений d ($26 + 100$ мкм) при сопротивлении полупроводника от $R = 1.3 \cdot 10^8$ Ом до $R = 4 \cdot 10^7$ Ом существует широкая область стабилизации при всех исследованных значениях давления газа, включая атмосферное. При этом с повышением d область стабилизации несколько сужается с $\Delta U = U_{ed} - U_{gl}$, примерно равного 2 кВ, до ~ 1 кВ;

в интервале изменения d , больших 300 мкм, помимо сужения области стабилизации по ΔU до $500 + 200$ В происходит уменьшение интервала давлений до ~ 600 мм рт. ст.;

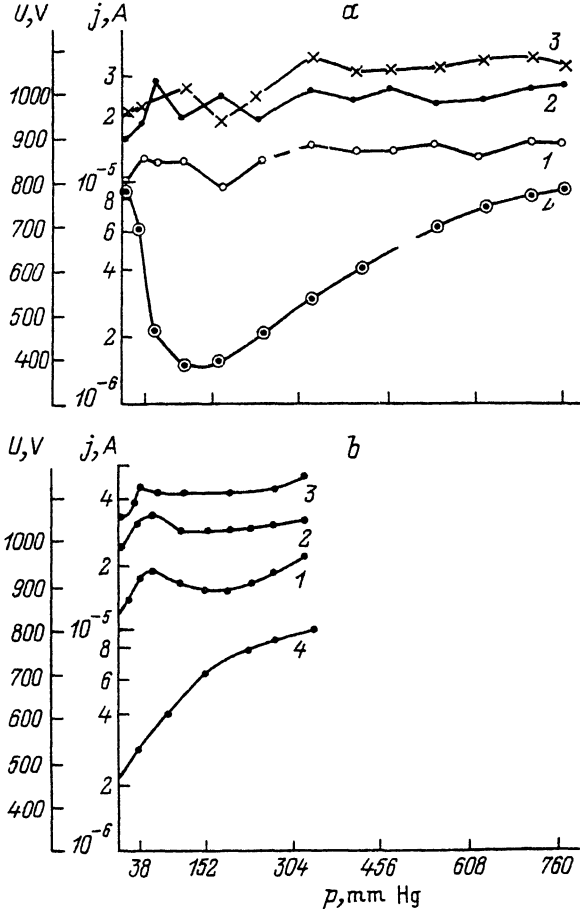


Рис. 4. Зависимость предельного тока $j_{\text{ед}}$ (1—3) и напряжения зажигания разряда $U_{\text{гл}}$ (4) от давления в ячейке с полупроводниковым электродом из арсенида галлия (а) и кремния (б). а — R, Ом: 1 — $1.3 \cdot 10^7$, 2 — $6 \cdot 10^7$, 3 — 10^8 ; б — R, Ом: 1 — $2 \cdot 10^8$, 2 — $1.2 \cdot 10^8$, 3 — $5 \cdot 10^7$.

дальнейшее увеличение d ($0.96 \div 2.65$ мм) приводит к сокращению области стабилизации со стороны больших давлений до $p \approx 50$ мм рт. ст. и некоторому сокращению ΔU ;

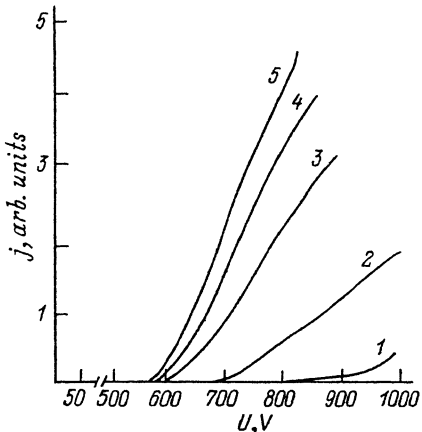
при $d \approx 4.5$ мм наблюдается лишь зажигание разряда при давлении $p < 50$ мм рт. ст., но область стабилизации полностью отсутствует. Следует отметить также, что во всех случаях уменьшение сопротивления полупроводника освещением приводит к уменьшению напряжения срыва стабилизации.

Аналогичное рассмотрение серии диаграмм для ячейки с электродом из кремния при температуре 90 К позволяет отметить следующие характерные черты:

— как и в предыдущем случае, здесь имеется широкая область стабилизации при малых разрядных промежутках ($10 \div 200$ мкм), которая при дальнейшем увеличении d сужается как по диапазону напряжений, так и по рабочему интервалу давлений;

— в отличие от ячейки с арсенидом галлия здесь, как правило, уменьшение сопротивления полупроводникового электрода не сокращает, а, напротив, увеличивает диапазон напряжений, характеризующий область стабильного горения.

Рис. 5. ВАХ ячейки с электродом из высокоомного (более $10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) арсенида галлия при возрастающей (1, 2, 3, 4, 5) интенсивности освещения.



На рис. 4, *a*, *b* приведены зависимости предельного тока, определяемого из ВАХ, в ячейке из арсенида галлия (*a*) и из кремния (*b*) от величины остаточного давления газа при межэлектродном расстоянии в 30 мкм. На этих же графиках показано значение напряжения зажигания разряда.

Переходя к обсуждению полученных экспериментальных результатов, мы, во-первых, должны определить, к какому типу разряда относится рассматриваемый здесь разряд в ячейке с полупроводниковым электродом. Имеются достаточные основания считать, что в данном случае на постоянном токе реализуется самостоятельный таунсендовский разряд, что в первую очередь соответствует диапазону плотностей токов. Наличие слоя распределенного сопротивления полупроводника сказывается в следующих отношениях. Во-первых, это специфическая поверхность, которая в случае катодного электрода определяет величину коэффициента γ в теории Таунсенда, от которого существенно зависит потенциал зажигания разряда. Поскольку при использовании достаточно высокоомного полупроводникового материала глубина проникновения поля в полупроводник велика, то можно было ожидать зависимости U_{gl} от освещенности полупроводника. Такая зависимость была экспериментально обнаружена на образцах арсенида галлия с удельным сопротивлением несколько выше $10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. На рис. 5 приведена серия ВАХ ячейки с таким электродом. Из кривых следует, что напряжение зажигания разряда достаточно сильно зависит от интенсивности освещения полупроводникового электрода, причем наиболее существенно — при переходе от равновесного темнового тока, и в дальнейшем U_{gl} мало меняется с увеличением проводимости полупроводникового электрода. Качественно зависимость потенциала зажигания разряда от освещенности полупроводникового электрода можно объяснить возрастанием электрического поля вблизи поверхности полупроводника по мере уменьшения длины экранирования, определяющего зависимость γ -процессов на катоде от освещенности. Рассмотрение экспериментальных данных, касающихся величины напряжения зажигания разряда в случае арсенида галлия с удельным сопротивлением $10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при разных значениях pd , показывает, что полученные закономерности обычные и совпадают со стандартными кривыми Пашена для разряда между металлическими электродами [6]. В случае ячейки с электродом из кремния имеет место существенное отклонение от стандартных кривых.

Отметим, что, насколько нам известно, до настоящего времени отсутствуют литературные данные о потенциале зажигания разряда в ячейке с полупроводниковым электродом. Специфика полупроводникового электрода связана с его распределенным сопротивлением, которое реагирует на локальные изменения тока в каждой точке поперечного сечения разряда как элемент отрицательной обратной связи, гасящий флуктуацию тока, тогда как сосредоточенное сопротивление в цепи реагирует на полный ток электрода и не может осуществлять столь же эффективную отрицательную обратную связь. С этим обстоятельством в первую очередь и связан в целом эффект стабилизации разряда полупроводниковым электродом.

Нарушение стабильности разряда может иметь причиной перехода от таунсендовского к тлеющему разряду, т. е. изменение самого типа газового разряда.

Как известно [7], переход к тлеющему разряду связан с нарушением однородности электрического поля в разрядном промежутке, вызываемой появлением объемных зарядов. В общем случае искажение поля вдоль линий тока может приводить и к нарушению однородности разряда по сечению разрядного зазора. Даже в случае нормально проходящего таунсендовского разряда, отличительной особенностью которого принимается отсутствие или пренебрежимая малость объемных зарядов в разрядном зазоре, лишь весьма приближенно можно считать, что поле вполне однородно. На самом деле на большей части длины разрядного промежутка ионный ток превышает ток электронов вследствие различия их подвижностей и концентрация ионов значительно превышает концентрацию электронов. Таким образом, в разряде в основном все пространство заполнено положительным зарядом ионов. Вопрос о переходе таунсендовского в тлеющий разряд, сопровождающийся участком отрицательного дифференциального сопротивления ВАХ, следует рассматривать по критерию абсолютной величины объемного заряда и степени искажения электрического поля по сравнению с состоянием его постоянства.

Приближенные оценки показывают, что зависимость поля E от расстояния вдоль линии тока определяется соотношением [7]

$$E = E_K \sqrt{1 - x/l} \quad (1)$$

или

$$l = \mu_+ E_K^2 / 8\pi j. \quad (2)$$

У катода поле (E_K) максимально, а ближе к аноду оно уменьшается, причем тем сильнее, чем больше плотность тока. Величина l представляет некоторую эффективную длину, характеризующую степень искажения поля. Когда l становится равной длине разрядного зазора, напряженность поля на аноде становится равной нулю и это положение принимается в качестве критерия перехода от таунсендовского к тлеющему разряду. Предельный ток существования таунсендовского разряда j соответствует соотношению

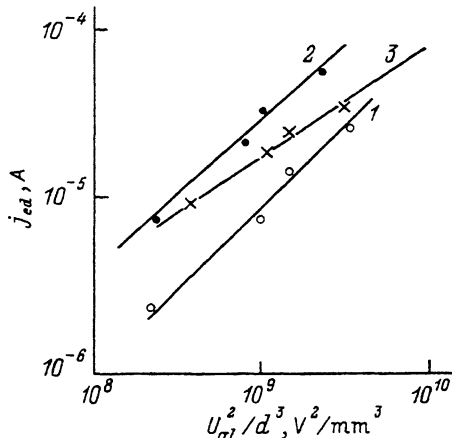
$$\frac{j}{p^2} \approx \frac{(\mu_+ p) U_{g1}^2}{8\pi (pd)}. \quad (3)$$

Характерным здесь является то обстоятельство, что предельный ток не зависит от давления газа.

Для случая ячейки с арсенидом галлия приближенно можно считать малой зависимость тока срыва стабильности от давления (рис. 4, а). Из (3) следует, что должна иметь место линейная зависимость тока срыва от комбинации величин U_{g1}^2/d^3 . На рис. 6 такая зависимость построена для двух значений давления (кривые 1 и 2). Экспериментальные точки в соответствии с оценочной формулой (3) хорошо ложатся на прямую с наклоном, соответствующим линейной зависимости.

Тот факт, что кривые 1 и 2 не совпадают, связан с приближенным характером (3), не учитывающим зависимости подвижности ионов от давления и электрического поля. Таким образом, учитывая приближенность формулы (3) и статистический характер самого явления нарушения стабильности горения разряда, можно заключить, что рассмотренный механизм срыва стабилизации реализуется. Полученные кривые относятся к малым и средним значениям освещенности полупроводникового электрода. Было установлено, что при больших освещенностях происходит изменение наклона зависимости $j = f(U_{g1}^2/d^3)$ в сторону сублинейности (кривая 3) при хорошем расположении экспериментальных точек на прямой линии в использованном двойном логарифмическом масштабе. Такое

Рис. 6. Зависимость величин предельного тока стабильности от величины U_{gl}^2/d^3 при двух разных значениях давления газа в ячейке с электродом из арсенида галлия. 1 и 2 — в темноте, 3 — при интенсивном освещении.



отклонение может быть, в частности, связано с неоднородной генерацией носителей тока в полупроводнике при освещении, в результате чего проводимость области полупроводника, примыкающая к разряду, оказывается более высокоомной, что могло сказываться на величине определяемого тока и потенциала зажигания.

Аналогичное измерение для случая полупроводникового электрода из кремния показало отсутствие предсказываемого теорией поведения, причем в этих случаях имело место и аномальное поведение напряжения срыва стабильности при освещении — а именно уменьшение сопротивления электрода вызвало не уменьшение, а уже отмечавшееся возрастание напряжения срыва стабилизации (рис. 4, б).

Экспериментальные данные в целом показывают, что ограничение пространственной устойчивости горения разряда в ячейке с фоточувствительным полупроводниковым электродом имеет ограничения по величине его распределенного сопротивления как со стороны малых, так и со стороны больших его значений. При этом физическая природа шнурования тока в этих крайних случаях различна. Нарушение пространственной стабильности в разряде определяется объемными зарядами в газовом зазоре, искажением однородности электрического поля, характерными для перехода в тлеющий разряд.

В случае больших сопротивлений полупроводникового электрода существенными становятся процессы ионизирующего действия активных компонентов разряда в полупроводнике. Действительно, при весьма высоких значениях сопротивления материала электродов и, следовательно, низкой концентрации равновесных и фотоносителей существенной становится генерация носителей тока в полупроводнике при действии газоразрядной плазмы. Характер этой генерации таков, что она происходит в весьма узком поверхностном слое (коротковолновое излучение, электроны с энергией ~ 100 эВ и ионы), и далее носители тока могут вытягиваться полем на большие расстояния вглубь полупроводника, производя модуляцию проводимости. Тогда происходит следующий процесс, приводящий к локальному возрастанию тока, — в результате модуляции толщи полупроводникового электрода и снижения его сопротивления происходят возрастание тока в плазме, увеличение интенсивности свечения газа и потока ионизирующих частиц, которые в еще большей степени уменьшают сопротивление полупроводника в этой области. Продолжение такого процесса, которое можно характеризовать как положительную обратную связь, приводит к S-образной вольт-амперной характеристике полупроводника и концентрации тока в одной или нескольких локальных областях на поверхности раздела полупроводник—разрядный промежуток. Подобный механизм нарушения стабильности наблюдался нами в полуизолирующем арсениде галлия при освещении и выражался в самопроизвольном стягивании ранее равномерного по всей площади в газоразрядном зазоре свечения в узкую область [8, 9]. Соответствующие расчеты показали, что такой процесс развивается при повышении напряженности поля в полупроводнике выше некоторого порогового значения.

Реализация рассмотренного механизма пространственной дестабилизации разряда связана с развитием флуктуаций тока в самом полупроводнике и сильно зависит от состояния его поверхности, т. е. от чувствительности полупроводникового материала к сильнопоглощаемой радиации со стороны разрядного промежутка, и в частности, от полярности приложенного напряжения, эффективной скорости поверхностной рекомбинации и наличия оксидного или нарушенного слоя на поверхности раздела полупроводник—газоразрядная плазма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин. ФТП, 4, 714 (1970).
- [2] Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин. ЖНПФК, 3, 184 (1970).
- [3] С. М. Рывкин, Л. Г. Парицкий и др. Квантовая электроника, 8, 1681 (1977).
- [4] В. Ю. Баранов, В. М. Борисов и др. ЖТФ, 45, 1343 (1975).
- [5] Ю. А. Астров, Л. М. Порцель. ЖТФ, 12, 2502 (1981).
- [6] Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. М. (1950).
- [7] Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. М. (1987).
- [8] Л. Г. Парицкий. ФТП, 8, 1544 (1983).
- [9] А. Н. Лодыгин, Л. Г. Парицкий, З. Хайдаров. ФТП, 17 (1983).

Редактор В. В. Чалдышев