

ОСОБЕННОСТИ КОНТАКТА ПОЛУПРОВОДНИК—ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД ПРИ МАЛЫХ МЕЖЭЛЕКТРОДНЫХ РАССТОЯНИЯХ

Л. Г. Парицкий, З. Хайдаров

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.)

Определена автоэлектронная эмиссия с реальной поверхности полуизолирующего арсенида галлия. Автоэмиссионный ток контролируется сопротивлением полупроводника и определяет пространственную стабилизацию разряда при малых межэлектродных промежутках (менее 20 км) в системе полупроводник — газовый разряд путем нейтрализации объемного заряда положительных ионов, тем самым препятствуя переходу таунсендовского разряда в тлеющий.

С уменьшением газового зазора в системе полупроводник — плазма газового разряда существенно расширяется область пространственной стабилизации тока системы как по диапазону давлений газа, так и по величинам допустимых приложенных напряжений [1]. Эта тенденция является благоприятной для некоторых практических применений, относящихся к визуализации пространственного распределения плотности тока в фоточувствительных полупроводниковых материалах, поскольку приводит к повышению разрешающей способности [2], облегчает техническую реализацию условий надежной работы и расширяет круг используемых материалов. Полная картина процессов в газоразрядной ячейке при малых зазорах не может быть удовлетворительно интерпретирована в рамках простой теории газового разряда [3–5] и требует привлечения факторов, относящихся к эмиссионным процессам на реальной поверхности полупроводникового электрода.

Далее приводятся результаты исследования механизма тока в указанных условиях с полупроводниковым электродом из полуизолирующего арсенида галлия.

Исследования вольт-амперных зависимостей (ВАХ) проводились в следующей конфигурации элементов, состоящих из пластины монокристаллического GaAs с удельным сопротивлением 10^7 Ом·см с напыленным металлическим прозрачным электродом. Внутренняя поверхность полупроводника была отделена от плоского латунного электрода диэлектрическим покрытием из пластины слюды или тонкого слоя лака, имеющего в центре круглое сквозное отверстие. Изменяя толщину диэлектрического слоя, можно было изменять величину межэлектродного зазора воздушного промежутка в пределах от 3 до 20 мкм. Следует отметить, что даже при тщательной обработке соприкасающихся поверхностей между ними остается зазор порядка одного микрона [6], поэтому экспериментальное исследование системы с разрядным зазором менее $2+3$ мкм оказывается практически неконтролируемым. Особое внимание было обращено на, возможно, более полное устранение токов утечки, для чего разрядная ячейка помещалась в специально изготовленную камеру из полистирола. Откачка воздуха из камеры проводилась на вакуумной установке ВУП-4 и обеспечивала остаточное давление до 10^{-5} Тор. Используемые полупроводниковые пластины выбирались из числа обычно работающих в полупроводниковых преобразовательных системах ионизационного типа; их поверхность после шлифовки и механической полировки не проходила

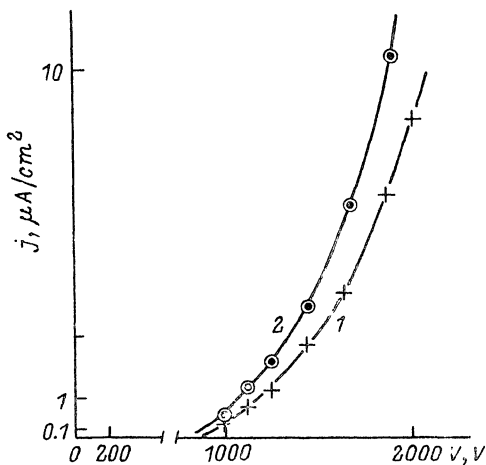


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики автоэлектронной эмиссии с арсенида галлия: 1 — в темноте, 2 — при освещении.

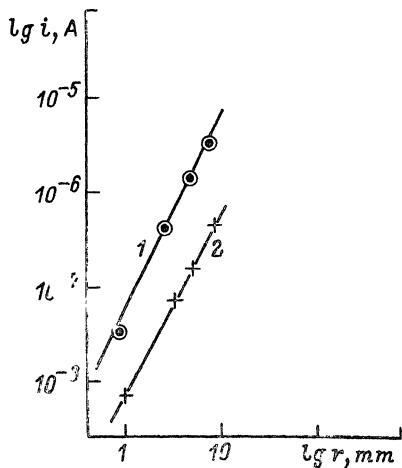


Рис. 2. Зависимость автоэмиссионного тока от радиуса отверстия в диэлектрической прослойке. V , кВ: 1 — 1.5, 2 — 1.

стадий химического травления, т. е. имела значительный нарушенный поверхностный слой материала полупроводника, обеспечивающий в ионизационной системе высокую скорость поверхностной рекомбинации неравновесных носителей тока в полупроводнике.

Были проведены исследования тока при относительно высоком вакууме, когда длина свободного пробега электрона значительно превосходит толщину разрядного зазора и полностью исключается ударная ионизация газа. На рис. 1 приведены ВАХ ячейки при этих условиях при толщине зазора $d = 10$ мкм в темноте (кривая 1) и при освещении полупроводника (кривая 2). Очевидно, что природа тока здесь может быть связана либо с автоэлектронной эмиссией, либо с утечкой по поверхности диэлектрического зазора в сильном электрическом поле по периметру отверстия, ограничивающего вакуумный зазор, т. е. за счет краевого эффекта. Для разрешения этой альтернативы были проведены измерения ВАХ при нескольких значениях диаметра сквозного отверстия в диэлектрике. При этом предполагалось, что при преобладающем токе утечки величина общего тока с ростом диаметра будет возрастать линейно (соответственно увеличению длины окружности), а при преобладании автоэлектронной эмиссии — квадратично (соответственно увеличению площади отверстия). На рис. 2 приведены результаты измерений, из которых однозначно следует, что ток возрастает пропорционально площади поперечного сечения и краевая утечка не вносит сколько-то существенного вклада. На рис. 3 приведены вольт-амперные зависимости, построенные в масштабе $\lg j$ ($1/V$). Экспериментальные точки удовлетворительно располагаются по прямым, что свидетельствует о выполнении функциональной зависимости для автоэлектронного тока, определяемой известной формулой Фаулера-Нордгейма [7], модифицированной Нордгеймом [8] с учетом эффекта Шоттки,

$$j = 1.55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp \left[\frac{6.86 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E} f(y) \right], \quad (1)$$

где j — плотность тока в A/cm^2 , E — напряженность поля в V/cm , φ — работа выхода в эВ, $f(y)$ — эллиптическая функция Нордгейма и $y = 3.62 \cdot 10^{-4} E^{1/2}/\varphi$.

Оценка величины тока автоэлектронной эмиссии из арсенида галлия при следующих параметрах: $\varphi = 4.7$ эВ [9], $E = 1.5 \cdot 10^7$ В/см дает значение $j = 3.7$

Рис. 3. Вольт-амперные характеристики автоэлектронной эмиссии с арсенида галлия: 1 — в темноте, 2 — при освещении.

$\cdot 10^{-8}$ А/см², причем $f(y) = 0.86$ по таблице [9]. Сравнение величины автоэмиссионного тока, полученного в экспериментах и из формулы (1), показывает, что наблюдаемые токи значительно больше расчетных значений. Причины расхождения в значениях токов относятся к различию в условиях эксперимента. Приводимая формула относится к случаю высокого вакуума к тщательно обезгаженной и совершенной поверхности кристалла. Из литературы известно, что несовершенство поверхности, наличие микронеровностей, оксидных слоев и адсорбированных молекул приводят к существенному возрастанию величины автоэмиссионного тока при сохранении в целом теоретической функциональной зависимости. Так, по данным [10], при измерениях на неровных, насыщенных газом поверхностях токи автоэлектронной эмиссии наблюдались даже в полях порядка 10^4 В/см.

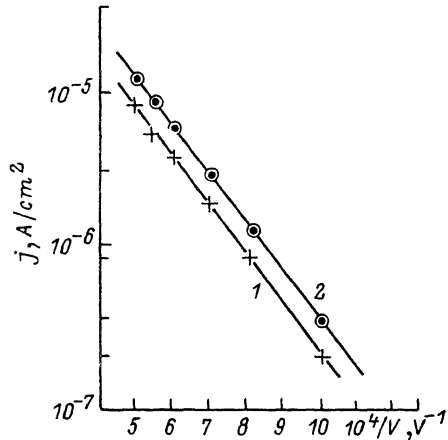
Таким образом, в реальных условиях эксперимента имеет место достаточно сильная автоэлектронная эмиссия с поверхности полупроводника, которая при газовом заполнении может играть роль поставщика электронов для лавин Таунсенда в газовом разряде, а также быть основным механизмом прохождения тока при очень малых зазорах, когда размножение носителей затруднено. Отметим, что наблюдаемый автоэлектронный ток контролируется сопротивлением полупроводника.

На рис. 4 показаны ВАХ в ячейке при атмосферном давлении 760 Тор с тем же полупроводниковым электродом при разных значениях величины разрядного зазора соответственно 3, 5, 8, 10, 12, 20 мкм, а кривая б представляет ВАХ фотоприемной пластины при замене газоразрядного контакта на металлический в виде напыленного слоя никеля. Из хода кривых следует, что при атмосферном давлении они имеют с самого начала более резкий ход нарастания тока, чем обычно, при режимах разряженного газа, используемых в ионизационной системе. Дальнейшее нарастание тока ограничивается сопротивлением полупроводника. Напряжение пробоя линейно возрастает с увеличением толщины зазора, как это следует из рис. 5, причем экстраполяция дает нулевое значение V_{gl} при нулевом значении d .

Рассмотрим особенности характера разряда в случае достаточно сильной автоэлектронной эмиссии, реализуемой в наших условиях. Будем считать, что начальный ток $i_o = i_j$, определяемый внешней ионизацией, включает адитивно и составляющую, характеризующую автоэмиссионный ток j_A , т. е. $i_o = j_I + j_A$. Повторяя все выкладки теории в предположении, что j_A все время остается меньшим j_I , получаем следующее упрощенное выражение для полного тока разряда

$$j = (j_A + j_I) \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}, \quad (2)$$

где α — коэффициент объемной ионизации, γ — коэффициент, характеризующий γ -процессы на катоде. Экспоненциальный множитель в формуле (2) можно рассматривать как коэффициент газоразрядного усиления. В данном приближении он постоянен и не зависит от величины начального тока. Полученное приближен-



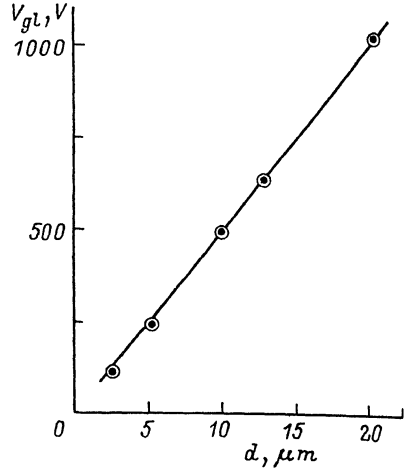
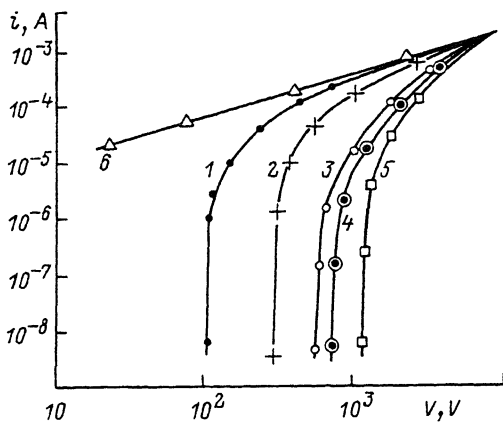


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики при разных толщинах газового промежутка (1—5) и ВАХ полупроводника (6). d , мкм: 1 — 3, 2 — 5, 3 — 8, 4 — 10, 5 — 20.

Рис. 5. Зависимость пробивного напряжения от толщины газового промежутка.

ное соотношение может быть аппроксимировано за пределы малости автоэмиссионного тока по сравнению с током обусловленными объемными ионизаторами по крайней мере до пределов, когда влиянием объемных зарядов можно пренебречь. Тогда следует считать, что возможна ситуация, когда существенное образование лавин ударной ионизации затруднено из-за малости разрядного зазора, протекает значительный по величине ток в основном автоэлектронной эмиссии с газовым усилением, обуславливающим достаточно интенсивное свечение разряда. Наличие автоэлектронной эмиссии оказывает положительное воздействие на пространственную стабилизацию газового разряда. Поток электронов, вырванных полем из катода, приводит к интенсивной нейтрализации объемного заряда положительных ионов в разрядном промежутке, и тем самым отдаляет условия такого искажения распределения электрического поля в зазоре, которое соответствует переходу от таунсендовского к тлеющему разряду, сопровождающемуся срывом стабильного горения разряда. Экспериментальными данными, полученными в [1], при малой величине разрядных промежутков это подтверждается. При использованной обработке поверхности, характеризующейся наличием значительного нарушенного слоя на контакте полупроводника с газовой плазмой, разряд становится относительно мало чувствительным к локальным свойствам поверхности полупроводника при сохранении значительного автоэмиссионного тока, что определяет большую равномерность распределения плотности тока и свечения разряда по площади полупроводникового электрода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л. Г. Парицкий, З. Хайдаров, О. Мухамадиев и др. ФТП, 27 (1993).
- [2] Ш. С. Касымов. Автореф. дис. ФТИ. Л. (1974).
- [3] Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. М. (1950).
- [4] Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. М. (1987).
- [5] А. М. Ховатсон. Введение в теорию газового разряда. М. (1980).
- [6] G. Bolchisfan, L. Brit. J. Appl. Phys., 1, 211 (1950).
- [7] R. N. Fowler, L. W. Nordheim. Procs. Roy. Soc., A119, 175 (1928).
- [8] L. W. Nordheim. Procs. Roy. Soc., A181, 626 (1928).
- [9] М. Грин. Поверхностные свойства твердых тел. М. (1972).
- [10] Н. Е. Bargesa, H. Erocher. Phys. Rev., 90, 945 (1950).