

Динамика таунсендовского разряда в аргоне

© А.Н. Лодыгин, Ю.А. Астров, Л.М. Порцель, Е.В. Берегулин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: yuri.astrov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 27 августа 2014 г.)

Получены данные о величинах характерного времени „ответа“ таунсендовского разряда ϑ в аргоне в коротких промежутках при комнатной и криогенной (~ 100 К) температурах. В экспериментах использована структура, один из электродов которой выполнен из полупроводникового арсенида галлия, чем обеспечивается стабилизация пространственно-однородного состояния разряда. Значения ϑ получены из наблюдаемых величин резонансной частоты исследуемой структуры. Найдено, что для обеих температур опытов время ϑ в аргоне существенно превышает экспериментальные значения для разряда в азоте в тонких промежутках, полученные ранее при комнатной температуре. Данные исследования представляют интерес, в частности, в задачах разработки быстродействующих преобразователей ИК-изображений, где используется таунсендовский разряд в тонких промежутках.

Введение

Исследование свойств газовых разрядов при малых межэлектродных расстояниях $d_g \sim 0.1-1.0$ мм и относительно высоких давлениях газа $p = 100-500$ hPa представляет интерес, в частности, в связи с потенциальными приложениями микроразрядов — например, в качестве источников ультрафиолетового излучения, в микрореакторах, для очистки газов и в других целях [1]. Однако для указанных выше условий разряды имеют тенденцию к возникновению неустойчивостей, которые сопровождаются образованием нитей тока. Для получения объемной формы горения разряда используются разные методы его стабилизации. К таким разрядам относятся радиочастотные и барьерные разряды [2], микроразряды с полым катодом [3] и др.

Объемный стационарный разряд таунсендовского типа реализуется в газоразрядной системе, один из электродов которой изготовлен из высокоомного полупроводникового материала [4]. Газоразрядные системы с полупроводниковым электродом (SGD-структуры) нашли практическое применение в высокоскоростных преобразователях инфракрасных (ИК) изображений. В этих устройствах пространственное распределение плотности тока в тонком газоразрядном промежутке управляется электродом (фотоприемником), чувствительным к ИК-свету. При проецировании ИК-изображения на фотоприемник происходит его преобразование в видимое свечение газа [5–8].

Важной характеристикой преобразователя является его быстродействие, которое можно определить как характерное время реакции SGD-структуры на изменение интенсивности света, возбуждающего полупроводниковый электрод. Быстродействие преобразователя может ограничиваться как динамикой газового разряда, так и фотоэлектрическими процессами в полупроводнике. В случае, если в SGD-структуре используется электрод, изготовленный из полупроводникового материала с ма-

лым временем жизни неравновесных носителей тока (порядка $\tau = 10^{-8}-10^{-9}$ с), быстродействие устройства может ограничиваться скоростью ответа газового разряда на оптическое возбуждение структуры.

Экспериментальное изучение времени отклика SGD-структуры на возбуждение полупроводникового электрода импульсным ИК-излучением с малыми временами нарастания и спада импульса проводилось в работе [7]. Разрядный промежуток SGD-структуры толщиной $d_g = 100$ мкм заполнялся Ag или N₂ при остаточном давлении 50–100 hPa. Использовались фотоприемники, изготовленные из кремния, легированного глубокой примесью In. Отметим, что SGD-структура с таким фотоприемником требует охлаждения до температуры 90–100 К. Было найдено, что времена отклика такой системы — последние оценивались из кинетики свечения разрядного промежутка — составляли ~ 100 нс.

Теоретические исследования динамических характеристик таунсендовских разрядов проводились в [9–12]. Для описания переходных процессов газового разряда в этих работах использовались модели, в которых учитывались механизм лавинного размножения электронов в газе и освобождение вторичных электронов из катода потоком ионов. При этом считалось, что плотность тока мала, так что неоднородность электрического поля за счет объемного заряда ионов невелика.

В соответствии с результатами этих работ газоразрядная система обладает резонансными свойствами. Кроме процессов в газе, которые связаны с размножением электронов и эмиссией с катода, важную роль в динамике системы играют параметры внешней цепи, такие как величина балластного сопротивления и емкость, подключенная параллельно области разряда. В зависимости от соотношения этих величин возможны различные режимы горения разряда: стационарный разряд, затухающие колебания или возбуждение автоколебаний.

В связи с проблемой устойчивости SGD-системы авторы [12] теоретически рассмотрели ее динамику

как в устойчивой области горения разряда, так и в режиме генерации спонтанных колебаний. В цитируемой работе исследовался случай заполнения относительно тонкого промежутка ($d_g = 0.5-1$ мм) азотом. Влияние температуры газа на процессы в разряде не учитывалось. Заметим, что для рассматриваемых SGD-систем роль внешних элементов электрической цепи (по отношению к активной области разряда) играют сопротивление полупроводникового электрода и его емкость, а также емкость газоразрядного промежутка. В приближении малого затухания резонансной структуры в [12] получено следующее выражение для собственной частоты системы:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\Delta}{\Theta \vartheta}}, \quad (1)$$

$$\Delta = \frac{U_0 - U_B}{U_B}, \quad \Theta = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_S}{\sigma_S} \left(1 + \frac{d_S}{\varepsilon_S d_g} \right), \quad (2)$$

где U_0 — напряжение питания системы, U_B — напряжение поддержания таунсендовского разряда, Θ — „максвелловское“ время релаксации SGD-структуры, σ_S — проводимость полупроводника, d_S — толщина полупроводника, ε_0 и ε_S — диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника соответственно.

Параметр ϑ характеризует динамические свойства самого разряда. Он определяет характерное время изменения разрядного тока при отклонении напряжения на промежутке от стационарного значения. В модели [12] его значение дается соотношением

$$\vartheta = \frac{d_g}{\mu_i E_0 k}, \quad (3)$$

где μ_i — подвижность ионов, E_0 — параметр, определяющий зависимость первого коэффициента ионизации Таунсенда (коэффициента α) от электрического поля [13], значение k определяется величиной коэффициента вторичной эмиссии электрона с катода.

Поскольку Δ и Θ в эксперименте известны, измеряя собственную резонансную частоту системы, из соотношения (1) можно найти характерное время разряда ϑ . Такая методика использовалась нами ранее при изучении динамики таунсендовского разряда в азоте при комнатной температуре [14]. Величина ω_0 в этих экспериментах определялась из частотного спектра шума свечения газа в разрядной области как частота, соответствующая максимуму спектральной плотности шума. Было найдено, в частности, что время ϑ линейно зависит от длины разрядного промежутка, что соответствует представлениям стандартной модели таунсендовского разряда. Вместе с тем полученные таким методом величины ϑ оказались существенно короче теоретических значений.

В настоящей работе изучается динамика таунсендовского разряда в аргоне при двух температурах — комнатной и вблизи температуры жидкого азота, $T \approx 100$ К. Как и в [14], характерное время релаксации разряда определялось из экспериментальных значений резонансной частоты SGD-системы. В соответствии с полученными

данными, в исследованной области параметров спонтанный шум разряда в SGD-системе не обнаруживает особенностей в частотном спектре, которые позволили бы найти ω_0 . В опытах настоящей работы эта частота определялась из измерений амплитудно-частотных характеристик системы в условиях ее возбуждения малым гармоническим напряжением, которое (в дополнение к постоянному напряжению питания) прикладывалось к электродам структуры.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 изображена схема экспериментов. Исследуемая SGD-структура включает полупроводниковый и прозрачный электроды, разделенные диэлектрической прокладкой с отверстием диаметром 20 мм, которое формирует газоразрядную область. Толщина прокладки определяет значение d_g , которое изменялось в опытах настоящей работы в диапазоне 0.1–1.0 мм.

Полупроводниковый электрод (полуизолирующий GaAs:Cr) диаметром 30 мм и толщиной ~ 1 мм имеет на внешней поверхности полупрозрачный электрический контакт, изготовленный методом напыления в вакууме тонкой пленки металла (Ni). В качестве прозрачного электрода используется стеклянная пластина, покрытая проводящим слоем SnO₂.

Исследуемая SGD-структура помещалась в специализированный криостат и при необходимости могла быть охлаждена до $T \approx 100$ К. Полупроводниковый электрод при этом находился в тепловом контакте с охлаждаемым фланцем криостата. Криостат имел входное и выходное окна. Входное окно служило для освещения полупроводникового электрода инфракрасным светом, что позволяло изменять его сопротивление. Выходное окно использовалось для контроля свечения разряда с

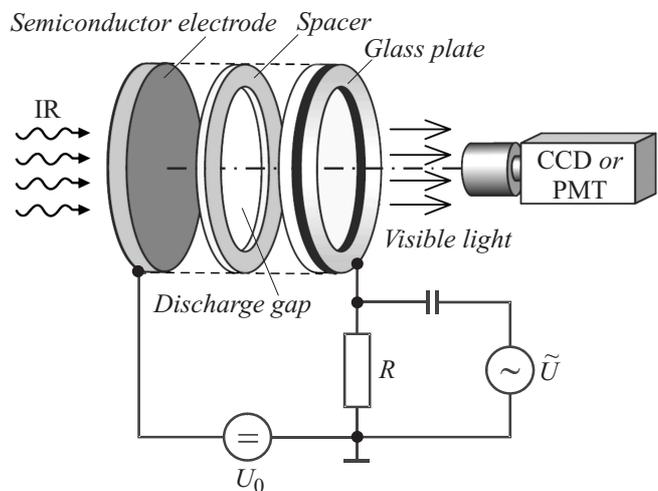


Рис. 1. Схема экспериментов. Состояние разряда исследуется с помощью телевизионной (CCD) камеры или фотоэлектронного умножителя (PMT).

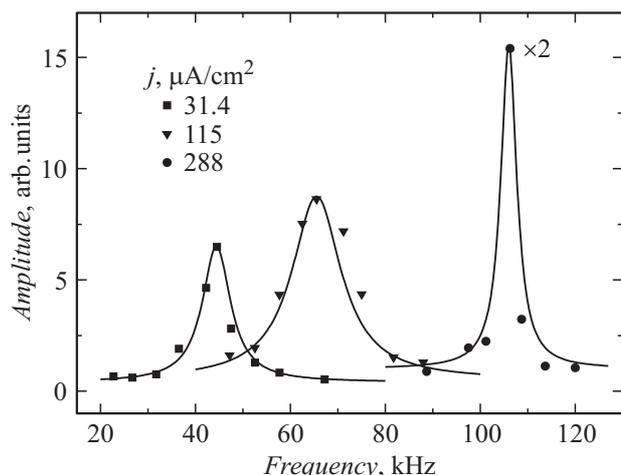


Рис. 2. Частотные зависимости отклика структуры на возбуждение малым переменным напряжением U при различных плотностях тока разряда. $d_g = 1.0$ mm, $p = 125$ hPa.

помощью телевизионной (CCD) камеры или фотоэлектрического умножителя (ФЭУ).

Газоразрядная камера заполнялась аргонem с чистотой 99.998% при давлении $p = 100\text{--}200$ hPa, которое измерялось с помощью вакуумметра CAP 100. С целью дополнительной очистки газа от возможных примесей, перед наполнением экспериментальной камеры он пропусклся через ловушку, охлаждаемую жидким азотом. К электродам структуры прикладывалось постоянное напряжение $U_0 = 300\text{--}800$ V через сопротивление нагрузки $R = 1.0$ kΩ. Источником напряжения служил прибор Stanford Research Systems, Model PS 325. Постоянный ток устройства измерялся с помощью мультиметра Keithley через величину падения напряжения на сопротивлении нагрузки в цепи. Ток разряда и соответственно яркость свечения газа при $U_0 > U_B$ определяются сопротивлением электрода, которое контролируется его освещением ИК-светом. Интенсивность свечения газа и его динамика регистрировались с помощью ФЭУ.

Для нахождения резонансной частоты SGD-структуры дополнительно к высокому напряжению в цепь питания системы через конденсатор подавался малый гармонический сигнал \tilde{U} (рис. 1) с частотой $f = 20\text{--}200$ kHz и амплитудой 10–40 mV. В этих условиях амплитудно-частотный спектр сигнала свечения газа содержит наряду со сплошным спектром спонтанного шума отклик на возбуждение на частоте f . Амплитуда отклика $A(f)$ определялась путем фурье-преобразования временной реализации свечения разряда, которая записывалась осциллографом.

На рис. 2 показаны примеры амплитудно-частотных зависимостей отклика системы, каждая из которых измерена в условиях постоянной амплитуды возбуждающего гармонического напряжения. Данные получены при комнатной температуре и относятся к фиксированному значению сопротивления полупроводникового электрода

$R_S \approx 1.3 \cdot 10^6 \Omega$. (Величина R_S относится к 1 cm^2 площади электрода.) Плотность тока устройства j в опытах определялась напряжением питания. Эти результаты свидетельствуют, что ответ структуры на возбуждение слабым переменным напряжением характеризуется резонансными зависимостями. При этом с ростом j собственная частота структуры f_0 увеличивается.

На рис. 3 приведены зависимости собственной угловой частоты структуры ω_0 от плотности тока для двух значений межэлектродного расстояния $d_g = 0.5$ и 1.0 mm. Видно, что с ростом j собственная частота изменяется пропорционально $j^{0.5}$. Указанная закономерность согласуется с выражениями (1) и (2), которые определяют величину ω_0 для случая постоянного R_S .

Использование результатов измерений собственной частоты структуры и соотношений (1), (2) позволяют

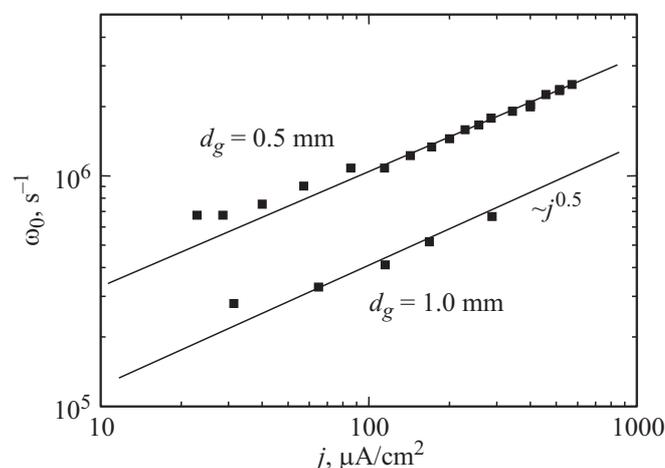


Рис. 3. Зависимости резонансной частоты структуры от плотности тока. Величина сопротивления электрода для 1 cm^2 планарной системы $R_S \approx 10^6 \Omega$, $T = 300$ K, $p = 125$ hPa.

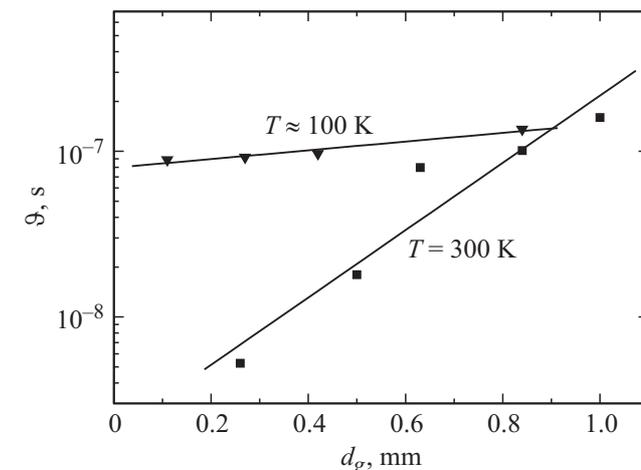


Рис. 4. Зависимости характерного времени реакции разряда на возмущения от длины промежутка для комнатной и низкой температур. $p(300 \text{ K}) = 125$ hPa. Значение p при низкой T подбиралось таким, чтобы плотность газа в промежутке для обеих серий опытов была одинакова.

определить зависимость характерного времени ϑ от длины разрядной области. На рис. 4 показаны такие зависимости, измеренные для двух температур опытов $T = 300$ К и $T \approx 100$ К. Результаты относятся к одной и той же плотности газа в промежутке. В соответствии с полученными данными при комнатной температуре наблюдается довольно сильный (сверхлинейный) рост ϑ при увеличении межэлектродного расстояния. При этом для малых $d_g \approx 0.2$ мм величина ϑ составляет сотни наносекунд. В криогенном разряде наблюдается существенное увеличение ϑ . В отличие от экспериментов при комнатной температуре, характерное время изменения разрядного тока ϑ при низких температурах относительно слабо зависит от длины промежутка.

Обсуждение результатов и заключение

При исследовании разрядов на постоянном токе, как правило, используются структуры, где оба электрода металлические и имеют низкое сопротивление. Как уже отмечено во Введении, получение стационарного состояния таунсендовского разряда в тонких промежутках таких систем проблематично вследствие склонности разряда к неустойчивостям в форме шнурования тока [15]. Это делает практически невозможным исследование динамики однородного состояния таунсендовского разряда в системах с металлическими электродами. Используемый в настоящих экспериментах метод, основанный на применении SDG-структуры для исследования таунсендовского разряда, позволяет получать такую информацию.

Ранее нами было установлено, что для случая таунсендовского разряда в азоте при комнатной температуре опытов время ϑ линейно возрастает с увеличением d_g [14], что на качественном уровне согласуется с выводами теории [12]. В соответствии с результатами настоящих исследований, для разряда в аргоне такая закономерность не наблюдается. В этом случае при комнатной температуре имеется более сильная (близкая к квадратичной) зависимость ϑ от d_g , рис. 4. Отметим, что значения времени ϑ при этом существенно превышают найденные в [14] соответствующие величины для N_2 при сравнимых параметрах заполнения промежутка газом.

Еще более существенное расхождение между выводами теории [12] и наблюдаемой в экспериментах динамикой разряда обнаруживается при низкой T вблизи температуры жидкого азота. В этом случае в исследованном диапазоне d_g характерное время ϑ практически не зависит от длины разрядного промежутка d_g , что не согласуется с зависимостью, которая описывается соотношением (3). При этом низкотемпературные ($T \approx 100$ К) значения ϑ превышают соответствующие величины для комнатной температуры. Различия особенно сильное для тонких зазоров (рис. 4).

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют, таким образом, что свойства криогенного сла-

боточного разряда в аргоне существенно отличаются от соответствующих характеристик разряда при комнатной температуре. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что для интерпретации закономерностей, наблюдающихся в настоящей работе, в дополнение к обычным представлениям о размножении электронов за счет ударной ионизации и вторичной эмиссии с катода необходимо учитывать и другие возможные механизмы генерации электронов в разряде.

Процессы, которые определяют динамику таунсендовских разрядов в атомарных газах и при криогенных температурах, к настоящему времени практически не исследованы. Наиболее изученным в этой связи является гелий, для которого получен ряд данных о плазмохимических реакциях в условиях самостоятельного криогенного разряда [16]. Найдено, в частности, что в поддержании слаботочного разряда в He при низких температурах большую роль играют метастабильные состояния, которые служат эффективными промежуточными состояниями в процессах ступенчатого возбуждения и ионизации. Включение таких процессов в описание динамики переходных режимов криогенной ($T \approx 100$ К) SDG-системы для условий заполнения промежутка гелием позволило дать интерпретацию наблюдаемых в экспериментах особенностей [17]. Отметим также, что для криогенного разряда в другом атомарном газе — неоне — так же как и в случае гелия — отмечалось существенное увеличение времени существования метастабильных состояний при криогенных температурах [18].

Результаты настоящего исследования представляют интерес при разработке микроразрядных устройств, где требуется высокая скорость прибора, таких, например, как SDG-преобразователи ИК-изображений. Отметим также, что, в соответствии с результатами теоретического исследования [12], увеличение параметра ϑ при прочих равных условиях сопровождается ростом критической плотности тока, при которой в системе возникает осцилляционная неустойчивость. Таким образом, использование криогенного таунсендовского разряда в Ar может быть предпочтительным в системах, где требуется повышенная устойчивость состояния разряда.

Авторы благодарят Ю.П. Райзера и М.С. Мокрова за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантами РФФИ (12-02-00889) и ведущих научных школ (НШ-347.2014.2).

Список литературы

- [1] *Selected papers from the 2nd Int. Workshop on Microplasmas (IWM-2004, Hoboken, NJ, USA, 6–8 October 2004).* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. N 11.
- [2] *Kogelschatz U., Eliasson B., Egli W.* // Pure Appl. Chem. 1999. Vol. 71. P. 1819–1828.
- [3] *Schoenbach K.H., A.E-Habachi, Shi W., Ciocca M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1997. Vol. 6. P. 468.

- [4] *Portsel L.M., Lodygin A.N., Astrov Yu.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 235 208 (9 p.).
- [5] *Астров Ю.А., Берегулин Е.В., Валов П.М., Парицкий Л.Г., Порцель Л.М., Рывкин С.М., Сресели О.М.* // ЖТФ. 1978. Vol. 48. P. 393–396.
- [6] *Astrov Yu.A., Portsel L.M., Teperick S.P., Willebrand H., Purwins H.-G.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. P. 2159–2166.
- [7] *Portsel L.M., Astrov Yu.A., Reimann I., Ammelt E., Purwins H.-G.* // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. P. 39–65.
- [8] *Astrov Yu.A., Portsel L.M., Lodygin A.N., Shuman V.B., Abrosimov N.V.* // Infrared Phys. & Technol. 2009. Vol. 52. P. 25–31.
- [9] *Мелехин В.Н., Наумов Н.Ю.* // ЖТФ. 1984. Vol. 54. P. 1521–1529.
- [10] *Астров Ю.А.* Динамические свойства горения разряда в системе с резистивным электродом. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1255. Л., 1988. С. 39.
- [11] *Phelps A.V., Petrović Z.Lj., Jelenković B.M.* // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 47. P. 2825–2838.
- [12] *Райзер Ю.П., Гуревич Е.Л., Мокров М.С.* // ЖТФ. 2006. Vol. 76. P. 40–51.
- [13] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. 3-е изд., перераб. и доп. Долгопрудный: Издательский дом „Интеллект“, 2009. С. 734.
- [14] *Astrov Yu.A., Lodygin A.N., Portsel L.M.* // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89. P. 033 109 (10 p.).
- [15] *Petrović Z.Lj., Škoro N., Marić D., Mahony C.M.O., Maguire P.D., Radmilović-Radenović M., Malović G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 194 002 (5 p.).
- [16] *Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Раковец А.А.* Криогенные разряды. М.: Наука, 1988. С. 64.
- [17] *Portsel L.M., Astrov Yu.A., Reimann I., Purwins H.-G.* // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. P. 1077–1086.
- [18] *Phelps A.V., Molnar J.P.* // Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 1202–1208.