

04:07

©1994 г.

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

О.Н.Крютченко, А.Ф.Маннанов, В.А.Степанов, М.В.Чиркин

Рязанский государственный педагогический университет,
390000, Рязань, Россия
(Поступило в Редакцию 24 февраля 1994 г.)

Изучены механизмы поддержания ионизационного баланса в катодном слое и отрицательном свечении слабо аномального разряда в гелии на основе экспериментально измеренных частотных зависимостей комплексного сопротивления этих областей разряда. Показана возможность выделения информации о прикатодной области разряда даже при наличии длинного положительного столба и определения на этой основе эмиссионной эффективности холодного катода, времени жизни и концентрации метастабильных атомов гелия в отрицательном свечении. Установлена роль процесса генерации заряженных частиц при столкновениях метастабильных атомов друг с другом и атомами примесей как фактора, значительно ограничивающего скорость роста катодного падения потенциала при увеличении плотности тока.

В связи с использованием тлеющего разряда в газовых лазерах возобновился интерес к проблеме построения теоретической модели его прикатодной области, более адекватного по сравнению с теорией Энгеля и Штенбека [1] отражающей особенности процессов генерации ионов в катодном слое и отрицательном свечении. Учет запаздывания между набором электроном энергии, необходимой для ионизации, и собственно актом ионизации [2] позволяет приблизить свойства модели к реальному объекту. Однако при использовании лишь вольт-амперной характеристики прикатодной области недостаток информации о вкладах вторично-эмиссионных механизмов в баланс тока на поверхности холодного катода и роли различных процессов в поддержании ионизационного баланса затрудняет количественное сопоставление теории с экспериментальными результатами.

Один из методов исследования, позволяющий разделить явления в газоразрядном промежутке по их инерционности, заключается в измерении частотной зависимости комплексного сопротивления при модуляции разряда постоянного тока малым гармоническим сигналом. Однако идентификация линейного отклика разряда на внешнюю модуляцию с конкретными физическими процессами, проведенными в [3,4],

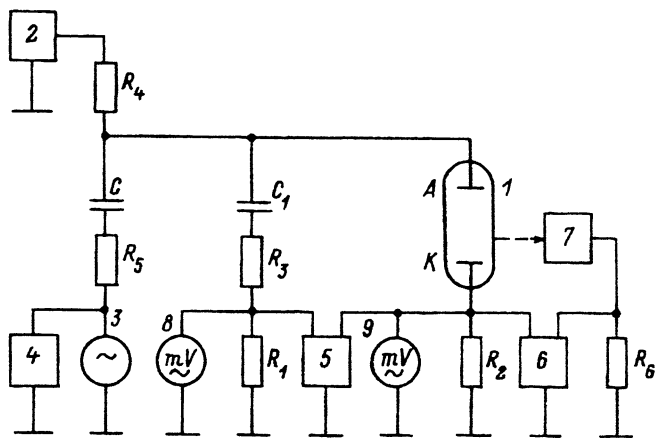


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — макет; 2 — источник питания; 3 — генератор гармонических сигналов ГЗ-111; 4 — частотомер ЧЗ-34; 5, 6 — измеритель разности фаз Ф2-16; 7 — спектрометр ДФС-12 с фотоэлектронным умножителем; 8, 9 — милливольтметры ВЗ-59.

нуждается в уточнениях, поскольку в ряде случаев противоречит результатам других работ. Например, в [5] экспериментально показана пренебрежимая малость вклада эмиссии электронов при девозбуждении метастабильных атомов инертных газов на поверхности холодного катода в общий ток эмиссии, в то время как в [3,4] с ней связан один из механизмов переноса тока. В этих работах игнорируется также инерционный характер генерации части ионов вследствие реакции Пеннинга и столкновений метастабильных атомов друг с другом, влияние которых на электрические характеристики разряда в инертных газах хорошо известно [6].

В настоящей работе решена задача идентификации инерционных механизмов поддержания ионизационного баланса в катодном слое и отрицательном свечении слабо аномального разряда в гелии и изучены возможности метода модуляции разряда малым гармоническим сигналом для экспериментального выделения характеристик катодной области при наличии длинного положительного столба.

Исследования проведены для газоразрядных промежутков с холодным катодом из алюминия в диапазонах давлений 300–500 Па и плотностей тока 20–500 мкА/см². Выбор объекта обусловлен наличием достоверной экспериментальной информации о распределении напряженности электрического поля в катодном слое такого разряда [7] и практическими задачами, возникающими при разработке и производства гелий-неоновых лазеров.

Исследуемый экспериментальный макет соединен с вакуумной системой (рис. 1), позволяющей производить откачку до давления остаточных газов не более 10⁻³ Па; экспериментальная установка допускает возможность термической обработки макета. Комплексное сопротивление разряда измерено путем модуляции напряжения на аноде сигналом от генератора гармонических колебаний и регистрации действующих значений и разности фаз переменных составляющих тока и напряжения. Для измерения переменной составляющей напряжения на

аноде параллельно разряду включена $R_1 - R_3 - C_1$ -цепочка, а соединенное с катодом небольшое сопротивление R_2 позволяет регистрировать ток разряда. Комплексное сопротивление Z_p рассчитывается по показаниям измерительных приборов с помощью выражения

$$Z_p = R_p + iX_p = \frac{U_1 R_2}{U_2 R_1} \left[(R_1 + R_3) - i \frac{1}{\omega C_1} \right] e^{i\varphi}, \quad (1)$$

где U_1, U_2 — действующие значения напряжений на сопротивлениях R_1, R_2 ; φ — измеренная разность фаз; ω — частота модуляции.

Одновременно с комплексным сопротивлением регистрируется переменная составляющая интенсивности спектральных линий излучения из области отрицательного свечения разряда, для чего около макета расположен спектрометр с фотоэлектронным умножителем.

Для изучения возможности выделения характеристик катодной области разряда использован экспериментальный макет, включающий два разрядных промежутка. Один из них представляет собой активный элемент гелий-неонового лазера коаксиальной конструкции, в которой стеклянная трубка с внутренним диаметром 1 мм и длиной 123 мм введена внутрь холодного катода, имеющего форму цилиндра диаметром 24 мм, плавно переходящего в полусферу. Расстояние от среза разрядного канала трубки до дна полусферы составляет 20 мм. Второй разрядный промежуток выполнен аналогично, однако внутрь разрядного канала на всю его длину введен металлический штырь, благодаря чему положительный столб отсутствует. Обе части макета подвергнуты одинаковой электровакуумной обработке, а на поверхности холодных катодов сформирована окисная пленка. Падение напряжения на окисном слое при поддержании разряда определен по его вольт-амперной характеристике, измеренной в [8].

Импеданс прикатодной области разряда и переменная составляющая излучения из отрицательного свечения изучены также в макете с плоскими подвижными электродами из алюминия в форме круга диаметром 31 мм.

На рис. 2, 3 в виде годографов на комплексной плоскости (R_p, X_p) приведены частотные зависимости импеданса разряда. Около экспериментальных точек указаны значения частоты модуляции в кГц. Кривые 1-3 на рис. 2 соответствуют прикатодной области разряда в гелий-неоновых лазерах для плотности тока 300 мкА/см^2 и давления газа 333 Па. В случае кривой 2 в разрядный промежуток введено небольшое количество аргона (парциальное давление 1.5 Па). Кривая 3 — годограф импеданса прикатодной области с катодом, окисленным при 100°C без предварительного вакуумного отжига, в то время как в случае кривых 1, 2 окисление проведено при 400°C после предварительного отжига. Годограф комплексного сопротивления разряда при наличии длинного положительного столба в узком разрядном канале соответствует кривой 4; наполнение и условия окисления катода в данном случае аналогичны кривой 1.

Кривые 1 и 4 (рис. 2) практически полностью совпадают в диапазоне частот 0-2 кГц; отличие действительных частей импеданса всего разряда R'_p и его прикатодной области R_p на величину дифференциального сопротивления положительного столба учтено соответствующим сдвигом оси абсцисс. Если частота модуляции превышает 2 кГц, то

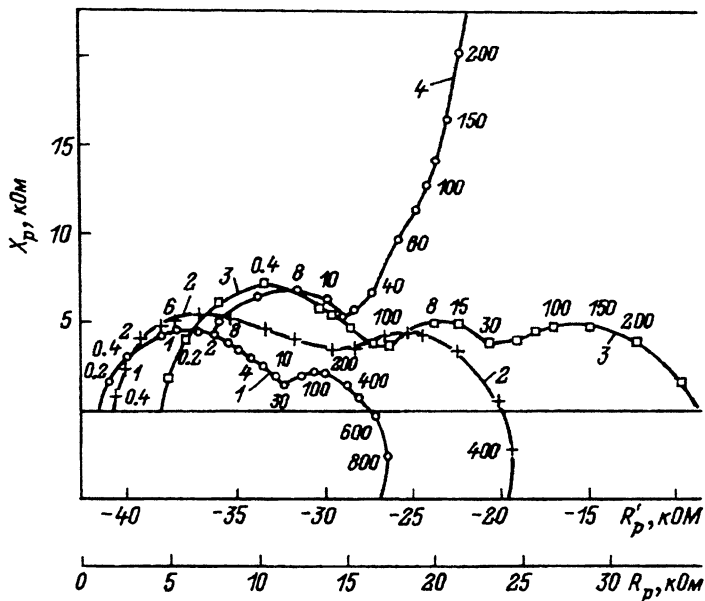


Рис. 2. Годографы комплексного сопротивления разряда.

1-3 — прикатодная область, 4 — прикатодная область и положительный столб. Давление газа 333 Па, средняя плотность тока на поверхности катода 300 мкА/см². Температура окисления катода, °С: 1, 2, 4 — 400, 3 — 100. Парциальное давление аргона, Па: 1, 3, 4 — 0, 2 — 1.5. Около экспериментальных точек указаны частоты модуляции в кГц.

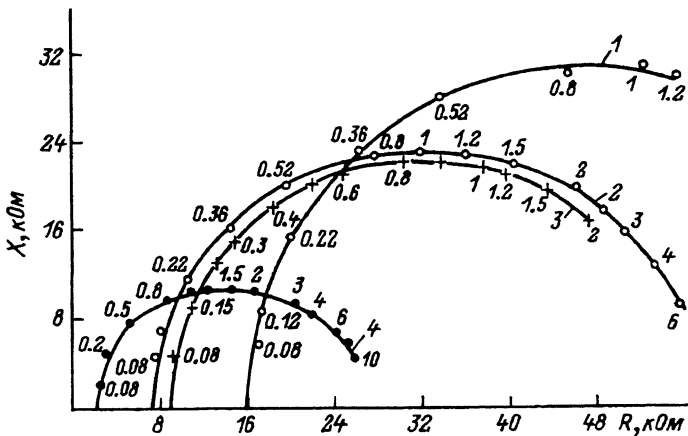


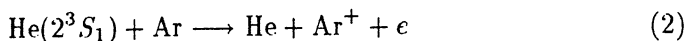
Рис. 3. Низкочастотные годографы комплексного сопротивления прикатодной области разряда в макете с плоскими электродами.

Давление газа, Па: 1, 2 — 333; 3, 4 — 466. Плотность тока, мкА/см²: 1, 2 — 130; 3, 4 — 190. Межэлектродное расстояние, мм: 1, 2 — 23; 3, 4 — 7. Катодное падение потенциала, В: 1 — 127, 2 — 87, 3 — 166, 4 — 89.

инерционные процессы в разрядном капилляре начинают оказывать влияние на величину комплексного сопротивления. Такой результат согласуется с приведенной в [9] оценкой времен инерционных процессов в положительном столбе.

Для анализа результатов эксперимента комплексное сопротивление прикатодной области удобно представить в виде схемы замещения из последовательного соединения нескольких RL -цепочек, каждой из которых соответствует некоторый инерционный процесс [3,4]. Мнимая часть импеданса имеет локальные максимумы вблизи частот, обратных характерным временам RL -цепочек. Анализ кривой I позволяет выделить два процесса с временами 130 и 0.8 мкс, ответственных за максимумы мнимой части Z_p на частотах 1.2 и 200 кГц соответственно. Смена знака у мнимой части комплексного сопротивления на высоких частотах вызвана нарастающим вкладом тока смещения.

Введение в прикатодную область легкоионизируемых атомов уменьшает величину характерного времени наиболее инерционного процесса (кривая 2 на рис. 2): отношение $R/L = \tau^{-1}$ при парциальном давлении аргона 1.5 Па возрастает на $3.5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, что близко по величине к произведению константы скорости реакции



на концентрацию атомов аргона. Дальнейшее увеличение парциального давления аргона сопровождается линейным ростом отношения R/L . Качественно аналогичные изменения производит добавка к гелию других газов, с которыми возможна реакция Пеннинга.

Исключение из режима окисления катода предварительного вакуумного отжига приводит к появлению у мнимой части импеданса третьего максимума на частоте около 12 кГц (инерционный процесс с временем релаксации 13 мкс), а также к двухкратному увеличению характерных времен других процессов (кривая 3).

На рис. 3 приведены начальные участки годографов комплексного сопротивления прикатодной области разряда для макета с плоскими электродами при различных величинах катодного падения потенциала, давления и плотности тока на поверхности катода. Условия разряда, соответствующие кривой 3, близки к случаю, исследованному в [7], для которого экспериментально измеренные значения ширины области катодного падения потенциала и отношения плотностей электронного и ионного токов на поверхности катода составляют 0.382 см и 0.35.

Годографы импеданса в макете с плоскими электродами (рис. 3) аналогичны по структуре приведенным на рис. 2. В представляющем наибольший практический интерес диапазоне частот достаточно ограничиться учетом инерционности процесса с максимальным временем релаксации. Это позволяет моделировать линейный отклик прикатодной области разряда на внешнюю модуляцию с помощью схемы замещения, состоящей из последовательного соединения дифференциального сопротивления $\rho = dU_k/dI$ (I — ток разряда, U_k — катодное падение потенциала) и одной RL -цепочки. По экспериментальным данным параметры схемы замещения определены методом наименьших модулей при реализации на ЭВМ процедуры наискорейшего спуска. Для частот ниже 2 кГц отклонение экспериментальных точек от расчетной

кривой не превышает 2%, что лежит в пределах погрешности измерений. На более высоких частотах начинает проявляться вклад в импеданс менее инерционных процессов.

Для идентификации конкретных инерционных механизмов удобно разделить их на три группы: релаксация объемного заряда в катодном слое [10]; установление баланса ионного и электронного токов на поверхности катода [3,4]; установление скорости генерации ионов в катодном слое и отрицательном свечении.

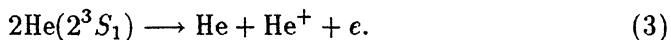
Время релаксации объемного заряда имеет порядок Q/I , где I — ток разряда, Q — положительный объемный заряд в катодном слое. Использование результатов работы [7] позволяет оценить величину этого отношения (≈ 0.5 мкс).

К возможным инерционным процессам второй группы относятся зарядка защитной окисной пленки на поверхности катода, напряженность электрического поля в которой влияет на вероятность выхода вторичных электронов [8]; эмиссия электронов из катода при ожедевозбуждении метастабильных атомов, устанавливающаяся в результате их диффузии через катодный слой; фотоэмиссия электронов из катода, время релаксации которой определяется скоростью распределения резонансного излучения из области отрицательного свечения.

В условиях эксперимента время перезарядки окисной пленки превышает 5 мс [8], время диффузии метастабильных атомов составляет 500–600 мкс, а резонансное излучение через катодный слой распространяется на 10–15 мкс [11].

В соответствии с приведенными временами протекания этих процессов релаксация объемного заряда оказывает влияние на частотную зависимость импеданса на частотах свыше 50 кГц, диффузия резонансного излучения через катодный слой — в диапазоне частот 5–50 кГц. Регистрация вклада последнего процесса в величину комплексного сопротивления лишь при загрязненной поверхности катода (кривая 3 на рис. 2) подтверждает правомерность сделанного вывода, поскольку квантовый выход фотоэффекта в этом случае возрастает на порядок [12].

Физический процесс, формирующий частотную зависимость комплексного сопротивления прикатодной области в диапазоне 0–5 кГц, не может быть идентифицирован ни с одним из перечисленных выше. Изменение времени релаксации этого процесса при введении в газ легкоионизируемых примесей позволяет связать его с ионизацией метастабильных атомов. В отсутствие легкоионизируемой компоненты этот процесс обеспечивается реакцией



Ступенчатой ионизацией метастабильных атомов в данном случае можно пренебречь из-за слишком малой концентрации быстрых электронов в отрицательном свечении (10^7 – 10^5 см⁻³) [6,13].

В условиях эксперимента в катодном слое разряда поддерживается электрическое поле с отношением среднего значения напряженности к концентрации атомов газа E/N в диапазоне 2 – $5 \cdot 10^{15}$ В·см⁻². В этом случае около 20% энергии, приобретенной потоком электронов,

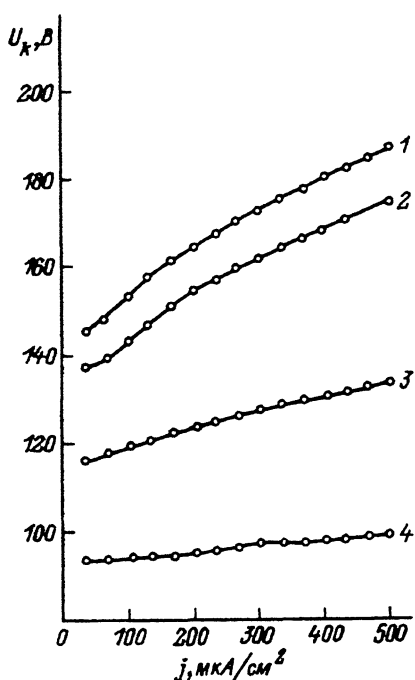


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики прикатодной области разряда для катода в форме цилиндра, переходящего в полу-сферу.

Давление газа 333 Па. Температура окисления катода, °С: 1 — 100; 2, 3 — 300, 4 — 400. В случае кривых 3, 4 катод перед окислением подвергнут вакуумному отжигу при температуре 400° С.

расходуется на возбуждение резонансных состояний атомов гелия, а остальная часть на ионизацию атомов прямым электронным ударом [14]. После нескольких излучательных переходов возбужденные атомы переходят в состояние $2^{21}S_0$, а из него в 2^3S_1 вследствие высокой эффективности тушащих столкновений с медленными электронами, концентрация которых в отрицательном свечении составляет $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [6,13]. Следовательно, реакции (2), (3) являются источником ионов, способным частично скомпенсировать дефицит скорости их генерации при увеличении плотности тока разряда. По мере увеличения температуры окисления возрастает эмиссионная эффективность катода, снижаются катодное падение потенциала и напряженность поля в катодном слое. При этом возрастают доля энергии электронов, расходуемая на возбуждение атомов [14], и концентрация метастабильных атомов, что является причиной наблюдаемого уменьшения наклона ВАХ (рис. 4).

Оценка в соответствии с работой [2] расстояния, характеризующего нелокальность связи скорости ионизации атомов электронным ударом и электрического поля, дает в условиях эксперимента величину около 0.2 см, что в два раза меньше ширины катодного слоя [7]. Поскольку сечение возбуждения атомов гелия электронами пучка в несколько раз меньше сечения ионизации [14], то их возбуждение происходит уже за пределами катодного слоя (в отрицательном свечении), а реакции (2), (3) вызывают лишь увеличение ионного тока на границе отрицательного свечения, не оказывая непосредственного влияния на развитие электронной лавины. В таких условиях катодное падение потенциала U_k следует рассматривать как функцию тока и концентрации метастабильных атомов в отрицательном свечении $U_k = f(I, M)$, причем

изменение последней при модуляции разряда инерционно и в пренебрежение ступенчатой ионизацией и диффузией описывается уравнением:

$$dM/dT = S(I, U_k) - K_n N_n M - 2K_M M^2, \quad (4)$$

где K_M, K_n — константы скоростей процессов (2) и (3); N_n — концентрация атомов легкоионизируемого газа; $S(I, U_k)$ — скорость возбуждения метастабильных атомов.

Время жизни метастабильных атомов τ_M в таком приближении определяется выражением

$$(\tau_M)^{-1} = K_n N_n + 4K_M M_0, \quad (5)$$

где M_0 — стационарное значение концентрации метастабильных атомов в отрицательном свечении.

В чистом гелии ($N_n = 0$) величина времени τ_M в диапазоне 100–200 мкс может быть достигнута при концентрации метастабильных атомов в отрицательном свечении $M_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Линеаризация функциональных зависимостей $f(I, M)$, $S(I, U_k)$ и уравнения (4) по малым приращениям величин δI , δU_k , δM приводит к следующему выражению для импеданса прикатодной области:

$$Z_p = \frac{\delta U_k}{\delta I} = \frac{\partial f}{\partial I} \frac{1 + i\omega\tau_M - w}{1 + i\omega\tau_M + q}, \quad (6)$$

где безразмерные параметры w и q выражаются через частные производные функции f и S по току и напряжению

$$w = -\tau_M \frac{\frac{\partial f}{\partial M} \frac{\partial S}{\partial I}}{\frac{\partial f}{\partial I}}, \quad (7)$$

$$q = -\tau_M \frac{\partial S}{\partial U_k} \frac{\partial f}{\partial M}. \quad (8)$$

Знак “минус” в (8) и (7) связан с тем, что частная производная $\partial f/\partial M$ меньше нуля (напряжение горения разряда с ростом концентрации метастабильных атомов падает) [6].

Параметры схемы замещения (ρ, R, L) выражаются через введенные величины следующим образом:

$$\rho + R = \frac{\partial f}{\partial I}, \quad \rho = \frac{\partial f}{\partial I} \frac{1 - w}{1 + w}, \quad \tau = \frac{\tau_M}{1 + q}. \quad (9)$$

Выражение (6) содержит четыре параметра, а синтезированная по экспериментальным данным схема замещения — лишь три. Исключить возникшую неопределенность позволяют измерения коэффициента передачи от переменной составляющей тока разряда к переменной составляющей интенсивности излучения из отрицательного свечения.

Модуляцию интенсивности излучения внешним сигналом удобнее всего изучать для линии с длиной волны 501.6 нм (переход $3^1P_1 - 2^1S_0$).

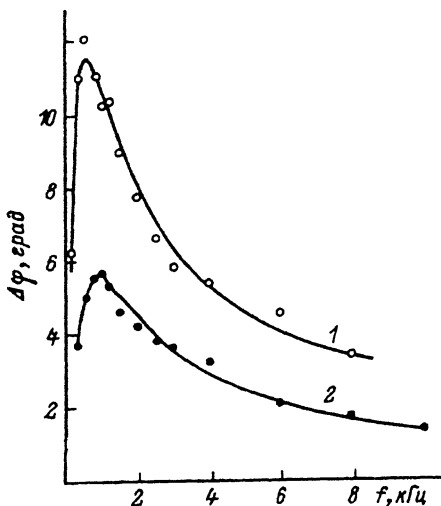


Рис. 5. Частотные зависимости сдвига фаз между колебаниями интенсивности излучения гелия на длине волны 501.6 нм. Давление гелия 333 Па; плотность тока на поверхности катода, мкА/см²: 1 — 65, 2 — 130.

Для малой переменной составляющей интенсивности излучения δJ имеем

$$\delta J = \frac{\partial S_1}{\partial U_k} \delta U_k + \frac{\partial S_1}{\partial I} \delta I, \quad (10)$$

где $S_1(I, U_k)$ — скорость возбуждения атомов гелия в состояние 3^1P_1 .

Поскольку преобладающим механизмом возбуждения гелия в состоянии 2^3S_1 оказываются переходы из синглетных состояний, то функции $S(I, U_k)$ и $S_1(I, U_k)$ описывают один и тот же процесс возбуждения атомов. Разность фаз $\Delta\varphi$ между колебаниями тока и излучения определяется в этом случае выражением

$$\operatorname{tg} \Delta\varphi = \frac{X_p}{R_p + \frac{\partial f}{\partial I} \frac{w}{q}}. \quad (11)$$

Выражения (9), (11) позволяют однозначно определить введенные неизвестные параметры по экспериментальным данным.

На рис. 5 приведены частотные зависимости разности фаз колебаний интенсивности оптического излучения и тока разряда. Колебания излучения опережают по фазе колебания тока, а характер полученных экспериментальных зависимостей достаточно точно описывается выражением (11). Определение величины параметра q с помощью метода наименьших квадратов позволяет по известным параметрам схемы замещения найти время жизни метастабильных атомов τ_M . Для условий кривой 2 на рис. 3 $\tau_M = 240$ мкс (плотность тока 130 мкА/см²); уменьшение плотности тока в два раза приводит к величине τ_M равной 427 мкс. Соответствующие этим временам концентрации метастабильных атомов в отрицательном свечении составляют $5.8 \cdot 10^{11}$ и $3.3 \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Если малое приращение тока разряда ΔI происходит за время, намного меньшее τ_M , то, согласно выражению (6), концентрация метастабильных атомов в первый момент остается неизменной и соответствующее увеличение катодного падения потенциала равно $\Delta I(R + \rho)$. По

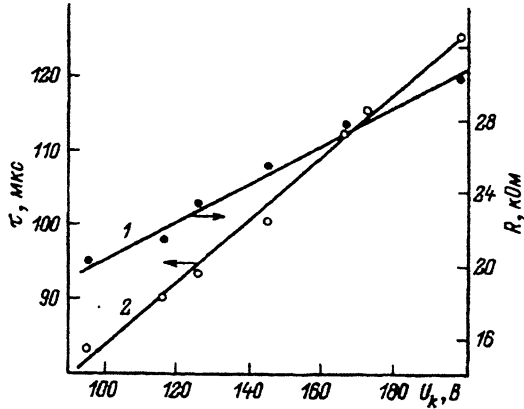


Рис. 6. Зависимость параметров низкочастотной схемы замещения прикатодной области разряда от катодного падения потенциала. Давление газа 333 Па, плотность тока 350 мкА/см²: 1 — R , 2 — $\tau = L/R$.

мере увеличения концентрации метастабильных атомов приращение катодного падения потенциала стремится к $\Delta I\rho$. Поэтому отношение $(R+\rho)/\rho$ характеризует степень ограничения скорости роста катодного падения потенциала за счет процесса ионизации метастабильных атомов. Для катода с высокой эмиссионной эффективностью (кривая 4 на рис. 4) величина этого отношения достигает 9–10. Снижение эмиссионной эффективности катода значительно его уменьшает: для кривых 1, 2 на рис. 3 это отношение равно 4.8 и 9 при катодных падениях потенциала 127 и 87 В соответственно (плотность тока в обоих случаях равна 130 мкА/см²).

Влияние катодного падения потенциала на параметры R и τ низкочастотной схемы замещения разряда при постоянных плотностях тока и давлении гелия иллюстрирует рис. 6. Монотонно возрастающий характер обеих зависимостей позволяет использовать R и τ в качестве информативных критериев качества холодного катода в гелий-неоновых лазерах.

Таким образом, в исследуемых условиях поддержания тлеющего разряда установлено, что генерация заряженных частиц в отрицательном свечении при столкновении метастабильных атомов гелия друг с другом и атомами примесей формирует частотную зависимость комплексного сопротивления прикатодной области разряда в диапазоне частот 0–5 кГц. Этот же процесс эффективно ограничивает скорость роста катодного падения потенциала при увеличении плотности тока и должен учитываться при построении теоретической модели разряда.

Совместные измерения частотных зависимостей комплексного сопротивления и фазы коэффициента передачи колебаний тока в колебания интенсивности излучения из отрицательного свечения при переходах между синглетными состояниями атомов гелия позволяют определить время жизни и концентрацию метастабильных атомов гелия в отрицательном свечении.

Возможность получения информации о низкочастотной схеме замещения прикатодной области даже при наличии длинного положительного столба позволяет оценивать качество катодов в активных элементах гелий-неоновых лазеров. Это иллюстрируют зависимости параметров R и τ от величины катодного падения потенциала (рис. 6), увеличивающегося при неизменных плотностях тока, и давления при снижении эмиссионной эффективности катода.

Список литературы

- [1] *Энгель А., Штенбек М.* Физика и техника электрического разряда в газах. М.: Л., 1936. 283 с.
 - [2] *Мойжес Б.Я., Немчинский В.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 4. С. 22-29.
 - [3] *Benson F.A., Bradshaw M.W.* // Radio and Electronic Engineer. 1965. Vol. 29. N 5. P. 313-324.
 - [4] *Benson F.A., Bradshaw M.W.* // Proc. IEE. 1966. Vol. 113. N 1. P. 62-72.
 - [5] *Helm H.* // Beitr. Plasmaphys. 1979. В. 19. N 4. S. 233-257.
 - [6] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе (установившийся ток). М.: Наука, 1971. 368 с.
 - [7] *Doughty D.A., Den Hartog E.A., Lawler J.E.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 25. P. 2668-2671.
 - [8] *Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А.* и др. // Поверхность. В печати.
 - [9] *Александров Л.С., Перебякин В.А., Степанов В.А., Чиркин М.В.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 4. С. 467-473.
 - [10] *Van Geel C.* // Physica. 1939. В. 6. N 8. S. 606-814.
 - [11] *Смирнов Б.М.* Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 233 с.
 - [12] *Мак-Даниель И.* Процессы столкновения в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
 - [13] *Зыкова Е.В.* Канд. дис. Киев, 1984. 225 с.
 - [14] *Kukukaraci H.N., Saelee H.T., Lucas J.* // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. N 1. P. 9-25.
-