

ударной волны прослеживается в динамике. Амплитуда осцилляций в лавинном участке релаксационной зоны сначала возрастает, а в равновесной зоне потока по мере приближения к контактной поверхности флуктуация излучения обнаруживает тенденцию к затуханию. Отметим, что, в то время как частота колебаний флукутирующего излучения от опыта к опыту остается практически неизменной и равной ~ 30 кГц, глубина модуляции излучения меняется в широких пределах: от 5 до 50 %.

На рис. 2 приведены 4 осциллограммы. Две первые из них получены в одном эксперименте и отображают изменение интенсивности излучения ударно-нагретой плазмы в двух сечениях, разнесенных относительно друг друга вдоль камеры низкого давления на расстояние 280 мм. Осциллограммы 3, 4 также получены в одном эксперименте, но при регистрации излучения в двух взаимно перпендикулярных направлениях в фиксированном сечении. Взаимная корреляция осциллирующих сигналов по частоте и амплитуде в каждом из рассмотренных случаев позволяет сделать предположение об объемной природе развития неустойчивости, косвенно указывая на возникновение слоисто-периодической структуры в потоке за фронтом ударной волны и практически полностью исключая возможность интерпретации возникновения наблюдаемых флуктуаций излучения за счет нарушения однородности течения в потоке за фронтом падающей ударной волны из-за шероховатости внутренней поверхности камеры низкого давления. Амплитуда колебаний весьма чувствительна к содержанию малых примесей молекулярных газов в исследуемом газе. На рис. 3 приведен ряд осциллограмм, показывающих изменение светимости плазмы в потоке за фронтом ударной волны в зависимости от процентного содержания примеси водорода, азота и углекислого газа в ксеноне. Увеличение процентного содержания в тех же пределах примесей водорода и CO_2 сопровождается идентичным изменением светимости ударно-нагретой плазмы.

Из анализа экспериментальных данных следует, что увеличение содержания примесей молекулярных газов в ксеноне сопровождается резким подавлением флуктуации излучения ударно-нагретой плазмы и сокращением размеров релаксационной зоны потока за фронтом ударной волны.

Литература

- [1] Тумакаев Г. К. // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны / Под ред. Р. И. Солоухина. Минск, 1983. С. 154—160.
 [2] Тумакаев Г. К., Степанова З. А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2305—2306.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 мая 1988 г.

ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ, ОГРАНИЧЕННОЙ ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТЬЮ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. Е. Крейндель, С. П. Никулин, А. В. Пономарев

Изучение эмиссионных свойств газоразрядных систем стимулируется возможностью их широкого использования в электронных и ионных источниках. В отличие от ранее исследованной эмиссии электронов из прианодной плазмы дугового разряда [1] в настоящей работе анализируются особенности извлечения электронов через цилиндрический эмиссионный канал в катод (рис. 1) при горении разряда низкого давления типа тлеющего.

Поскольку величина катодного падения потенциала в таких разрядах обычно на порядок выше анодного и достигает сотен вольт, то эмиссией через потенциальный барьер, создаваемый катодным падением, можно пренебречь при наличии открытой плазменной поверхности. Тогда эмиссионный ток определяется соотношением

$$I = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}} \pi r^2, \quad (1)$$

где n — плотность плазмы, T — электронная температура, r — радиус открытой поверхности плазмы (рис. 1).

В разряде низкого давления движение ионов в катодном падении можно считать бесстолкновительным и для расчета r воспользоваться «законом 3/2» для цилиндрического полного слоя. Определяя плотность выходящего из плазмы ионного тока по известной формуле Бома и задавая связь между n и током разряда I_p в виде $n = aI_p$ (обычно $a = \text{const}$, в общем случае $a = a(I_p)$), запишем «закон 3/2» в виде

$$I_p = \frac{10}{9} \frac{\varepsilon_0 U^{3/2}}{a R^2 \sqrt{ekT}} f(\xi), \quad (2)$$

где U — катодное падение потенциала, R — радиус эмиссионного канала, $f(\xi) = \xi \beta^2 (1/\xi)$, $\xi = r/R$, β^2 — трансцендентная табулированная функция [2].

Разрешая (2) относительно ξ и подставляя полученное выражение в (1), получим

$$I = AI_p \{f^{-1}(B/I_p)\}^2, \quad (3)$$

где $A = ae \sqrt{\pi kT/2m_e} R^2$; $B = 10/9 (\varepsilon_0 U^{1/2}/aR^2 \sqrt{ekT})$; f^{-1} — функция, обратная к $f(x)$. Функция $f(x)$ немонотонная, поэтому обратная функция является двузначной (рис. 1). Для определе-

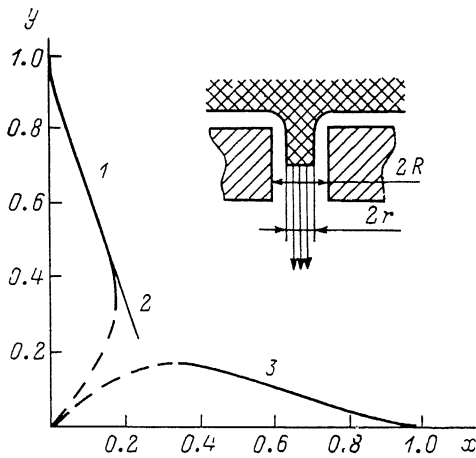


Рис. 1.

1 — $y = f^{-1}(x)$, 2 — $y = 0.9 - 2.9x$, 3 — $y = f(x)$.

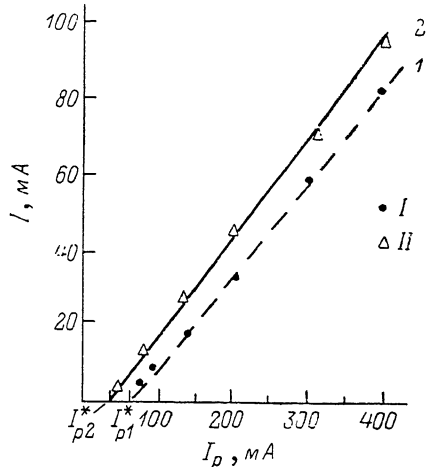


Рис. 2.

$U_{\text{катод}}$, кВ: 1 — 10, 2 — 20. I, II — эксперимент; сплошная линия — расчет: $A=0.32$, $B=6$ мА; штриховая — расчет: $A=0.3$, $B=10.5$ мА.

ния ξ необходимо использовать верхнюю ветвь, так как плазма в цилиндрическом канале устойчива лишь при $\xi \geq 0.31$ [3].

Для расчета параметров A и B необходима модель разряда, которая позволяла бы определить значения a , T , U при известном I_p , но для используемого нами эмиттера на основе отражательного разряда с полным катодом [4] такая модель до настоящего времени не разработана. Однако известно [5], что величины a , T , U слабо меняются при изменении I_p , поэтому можно рассмотреть, в какой степени экспериментальные эмиссионные характеристики описываются функциями вида (3) при постоянных A и B , подобранных путем последовательных приближений. Из рис. 2 видно, что расчетные линии вполне удовлетворительно описывают ход экспериментальных характеристик, причем, несмотря на довольно сложную функциональную зависимость, эти характеристики можно с хорошей точностью аппроксимировать линейными функциями вида

$$I = C(I_p - I_0). \quad (4)$$

Ранее были получены аналогичные экспериментальные результаты [5], но при их анализе не рассматривались причины сдвига характеристик вправо от начала координат. При наличии сдвига, несмотря на линейность характеристик, эффективность извлечения $\alpha = I/I_p$ не остается постоянной, а возрастает с увеличением I_p , что объясняется уменьшением протяженности области катодного падения потенциала и соответствующим увеличением площади эмиттирующей поверхности S . Для зависимости $S(I_p)$ в широком диапазоне токов можно

получить простое аналитическое выражение, если воспользоваться тем обстоятельством, что верхняя ветвь $f^{-1}(x)$ при $x \in [0.02, 0.15]$ хорошо аппроксимируется линейной функцией $f^{-1}(x) \approx 0.9 - 2.9x$ (рис. 1). Тогда

$$S = \pi r^2 \approx \pi R^2 \left(0.9 - 2.9 \frac{B}{I_p}\right)^2. \quad (5)$$

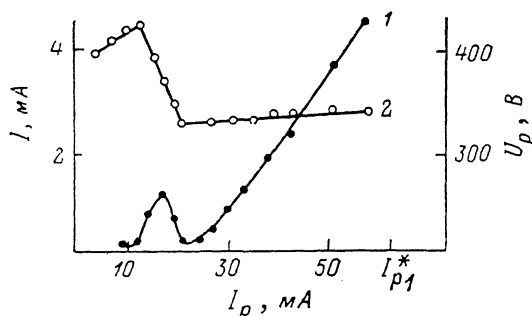


Рис. 3.

$U_{y,кз} = 10$ кВ. 1 — I , 2 — U_p .

Подставляя (5) в (1), получим

$$I = 0.81 A \left(I_p - 6.3 B + 10 \frac{B^2}{I_p} \right). \quad (6)$$

Последнее слагаемое в скобках играет роль лишь при малых I_p . В основном диапазоне I_p можно пренебречь, тогда для I будет выполняться соотношение (4), если в нем положить $C = 0.81$ А, $I_0 = 6.3$ В.

При $I_p < I_p^* = B/0.17$ использованная модель неприменима, так как в этом случае вся электронная эмиссия должна идти через потенциальный барьер. Измерения показали (рис. 3), что в этой области при уменьшении I_p сначала продолжается спад I , но при $I_p \approx 15-20$ мА

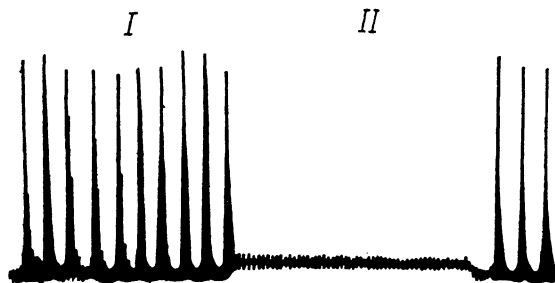


Рис. 4.

на эмиссионной характеристике образуется локальный максимум, появление которого соответствует падающему участку вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда. Осциллографирование показало, что на этом участке происходит колебание тока, причем одновременно реализуются две моды, соотношение между которыми меняется с ростом I_p . В начале падающего участка ВАХ преобладают резкие релаксационные колебания (рис. 4, мода I). Аналогичные колебания, представляющие собой периодический пробой промежутка и распад образовавшейся плазмы, наблюдались при переходе от таунсендовского разряда к тлеющему в [6]. Рост $\langle I_p \rangle$ идет за счет увеличения частоты этого процесса. При дальнейшем увеличении $\langle I_p \rangle$ все большее время в разряде происходят слабые колебания (рис. 4, мода II), которые можно интерпретировать как неустойчивое горение разряда с полым катодом.

Появление максимума в зависимости $I(I_p)$ можно объяснить тем, что после пробоев эмиссия идет с открытой поверхности большой площади (r близко к R). Протяженность катодного падения при этом мала, так как $I_{p \max}$ в импульсе достигает 0.5 А. Уменьшение I в конце падающего участка ВАХ обусловлено относительным возрастанием времени пребывания раз-

ряда во второй моде, когда при малой величине разрядного тока эмиссионное отверстие открыто широкой областью катодного падения и эмиссия электронов в соответствующие моменты времени осуществляется через потенциальный барьер.

Получение аналогичных результатов, очевидно, возможно и при использовании других типов плазменных эмиттеров.

Литература

- [1] Галанский В. Л., Крейнделъ Ю. Е., Окс Е. М., Рипп А. Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1518—1521.
- [2] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [3] Крейнделъ Ю. Е., Никулин С. П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208—1209.
- [4] Крейнделъ Ю. Е. // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск: Наука, 1976. С. 130—140.
- [5] Источники электронов с плазменным эмиттером / Под ред. Ю. Е. Крейнделя. Новосибирск: Наука, 1983. 120 с.
- [6] Мелегин В. И., Наумов Н. Ю., Ткаченко Н. П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 454—462.

Институт электрофизики
Уральское отделение АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
21 апреля 1988 г.