

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hatch A., Williams B. Multipacting modes of high-frequency gaseous discharge.— Phys. Rev., 1958, vol. 112, p. 681.
2. Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.
3. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971.
4. Седяров И. К., Шемелин В. Д. Резонансный высокочастотный разряд в тороидальном резонаторе. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1973.

УДК 537.525

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШНУРОВАНИЯ ТОКА  
НА ЭЛЕКТРОДАХ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Г. Г. Гладуш, А. А. Самохин  
(Москва)

Известно, что вследствие отсутствия генерации заряженных частиц газоразрядной плазмы на холодных электродах вблизи последних образуются слои со свойствами, существенно отличающимися от свойств столба [1]. На эти слои приходится значительное напряжение, которое в некотором диапазоне тока падает с ростом плотности тока. Энгель и Штенбек, вычислившие прикатодную вольт-амперную характеристику, постулировали, что участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением на этой характеристике неустойчив. Имевшее место в эксперименте сжатие разряда на катоде связывалось с развитием этой неустойчивости. Данное явление в литературе носит название закона нормальной плотности тока — с увеличением тока эмиттирующая область на катоде расширяется, так что плотность тока остается постоянной и равной нормальной плотности тока.

Неоднородное горение разряда наблюдается также и на аноде, хотя явление здесь протекает несколько по-иному и менее изучено [2]. В работах [3] аналитически и численно показано, что прианодная вольт-амперная характеристика (ВАХ) так же, как и прикатодная, имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Явление шнурования тока на электродах интересно с физической точки зрения, так же важно и в практических приложениях тлеющего разряда — газоразрядные приборы, мощные газовые лазеры и т. д. В последнем случае шнурование тока на электродах может быть причиной шнурования тока и в объеме, которое ограничивает мощность устройств. Для борьбы с этим явлением применяют различные технические средства, например секционируют электроды и т. д. [4].

Теория шнурования тока, обязанного наличию участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на ВАХ, создана, например, для полупроводников с  $S$ -образной характеристикой. Важная особенность рассматриваемой здесь задачи состоит в том, что с уменьшением тока растет не только приэлектродное падение, но растет также и толщина приэлектродного слоя. Последнее обстоятельство делает задачу принципиально двумерной, что существенно усложняет ее решение.

Данная работа посвящена численному исследованию принципиальной возможности шнурования тока на катоде благодаря учету ионизации, рекомбинации и дрейфа заряженных частиц по полю. Это избавляет от необходимости придерживаться конкретной экспериментальной ситуации и, в частности, позволяет рассматривать двумерную задачу в плоской геометрии, что упрощает расчеты. Длительность же счета по времени будет зависеть от того, в какой мере проявятся интересующие нас эффекты.

**Постановка задачи.** В настоящей работе численным интегрированием нестационарной двумерной системы уравнений, описывающей движение электронов и ионов в самосогласованном электрическом слое с учетом

процессов ионизации и рекомбинации, изучается явление пробоя и развития разряда между двумя плоскими электродами. Считается, что поперечные размеры электродов много больше, чем расстояние  $L = 1$  см между электродами. Объем межэлектродного промежутка заполнен азотом при давлении  $p = 666,6$  Па. Выбор такого давления связан с необходимостью удерживать толщину приэлектродного слоя на катоде (в нормальном режиме горения [5]) на уровне не менее  $0,1 L$ : ограничение возникает из-за конечного числа узлов при численном моделировании методом конечных разностей.

Введем декартову систему координат, две оси которой  $Oz$  и  $Oy$  лежат в плоскости катода, а ось  $Ox$  направлена от катода к аноду. Пренебрегая краевыми эффектами, будем считать, что разряд однороден по  $z$  и периодичен по  $y$  с периодом  $2L$ . Тогда можно перейти к рассмотрению рабочего объема конденсатора с размерами вдоль осей  $Ox$ ,  $Oy$ ,  $Oz$ , равными соответственно  $L$ ,  $2L$ ,  $L$ , и включенного в цепь с источником напряжения  $\mathcal{E}$  и внешним сопротивлением  $R = 250$  кОм.

Относительно концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  с учетом дрейфа частиц вдоль электрического поля имеем следующие уравнения [5]:

$$(1) \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_e = \alpha j_e - \beta n_e n_i, \quad \mathbf{j}_e = \mu_e n_e \nabla \Phi;$$

$$(2) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_i = \alpha j_e - \beta n_e n_i, \quad \mathbf{j}_i = -\mu_i n_i \nabla \Phi,$$

где  $\alpha$  — первый коэффициент Таунсенда для азота [5];  $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с — коэффициент рекомбинации;  $\mu_e = 0,88 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/(с·В) и  $\mu_i = 290$  см<sup>2</sup>/(с·В) — коэффициенты подвижностей электронов и ионов соответственно. Система уравнений (1), (2) дополняется краевыми условиями на катоде и на аноде

$$(3) \quad (j_e - \gamma j_i)|_{x=0} = 0, \quad j_i|_{x=L} = 0,$$

где  $\gamma$  — коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода. Распределение потенциала  $\Phi$  электрического поля находится из уравнения Пуассона, решаемого совместно с краевыми условиями на электродах и боковых границах камеры:

$$(4) \quad \Delta \Phi = -\varepsilon(n_i - n_e);$$

$$(5) \quad \begin{cases} \Phi(0, y) = 0, & \frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_{y=\pm L} = 0, \\ \Phi(L, y) = U, & \int_{-L}^L \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{x=L} L dy = \varepsilon Q. \end{cases}$$

Здесь  $\varepsilon = 1,81 \cdot 10^{-6}$  В/см;  $U$  — напряжение на разряде в вольтах;  $Q$  — количество электронов, накопившихся на анодной пластине в результате дисбаланса между током на анод из разряда и током во внешней цепи. Величина  $Q$  находится в результате интегрирования обыкновенного дифференциального уравнения

$$(6) \quad \frac{dQ}{dt} = \frac{10^{19}}{1,6} \frac{\mathcal{E} - U}{R} - \int_{-L}^L j_e(L, y) L dy.$$

Для инициирования разряда в начальный момент времени вдоль катода располагался узкий слой нейтральной плазмы переменной плотности с максимумом на оси симметрии камеры:

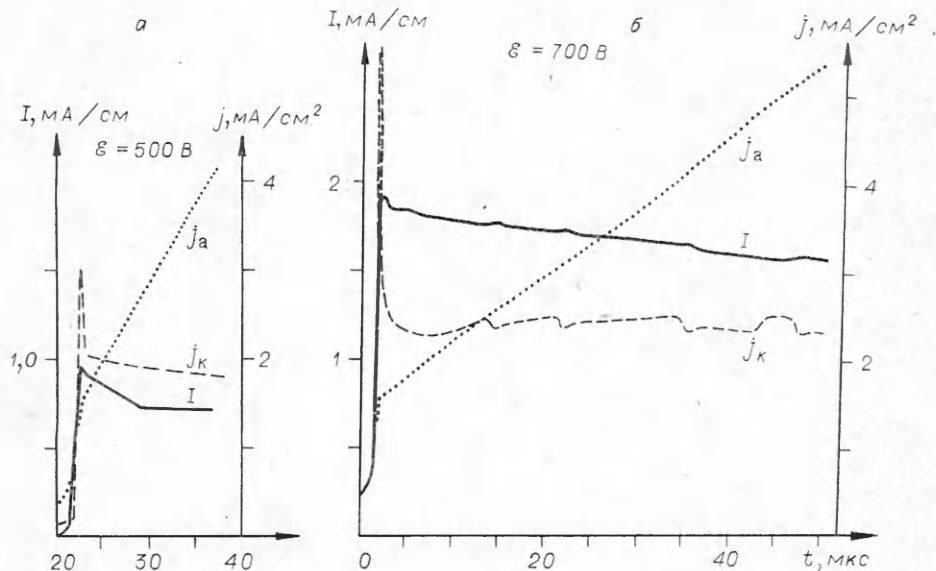
$$n_e|_{t=0} = n_i|_{t=0} = 10^8 \cos(\pi y/2L).$$

Напряжение на конденсаторе полагалось равным нулю, т. е.  $Q|_{t=0} = 0$ . Ранее [6] в рамках системы уравнений (4) — (5) исследовалось явление пробоя между плоскостью и острием и результаты сопоставлялись с аналитическими зависимостями.

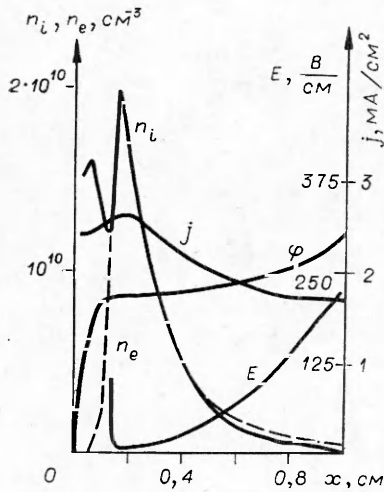
В данной работе излагаются результаты расчетов, выполненных для двух значений напряжения источника питания  $\mathcal{E} = 500$  и  $700$  В при сопротивлении внешней нагрузки  $R = 250$  кОм и прочих равных условиях. Значение  $\mathcal{E} = 500$  В соответствует приблизительно 10% перенапряжению по отношению к величине пробоя, определяемой в соответствии с критерием Пашена [5]. Выбор сопротивления  $R$  диктовался необходимостью получить такую величину полного тока  $I$ , чтобы среднее значение плотности тока на катоде  $I/2L^2$  было бы меньше нормальной плотности тока  $j_n$ . В соответствии с теорией Энгеля и Штенбека для наших параметров  $j_n = 2,8$  мА/см<sup>2</sup> [5]. Задаваясь ожидаемой средней плотностью тока, в 5 раз меньшей, и принимая во внимание, что напряжение на разряде при малых  $rL$  определяется главным образом приэлектродным падением приблизительно в 250 В, получим необходимое значение сопротивления  $R$ . Во втором случае (при  $\mathcal{E} = 700$  В) ожидаемая величина полного тока должна возрасти в 2 раза. Таким образом, для обоих вариантов средняя плотность тока в конденсаторе будет меньше нормальной и соответствует падающему участку ВАХ.

#### Явление пробоя и выход на квазистационарный режим.

1. После включения конденсатора в цепь за время порядка 0,1 мкс напряжение на разряде достигает своей максимальной величины, равной  $\mathcal{E}$ , т. е. заряжаются обкладки конденсатора и в объеме устанавливается однородное электрическое поле. Непосредственно явлению пробоя, сопровождающемуся резким ростом полного тока и формированием прикатодного слоя, предшествует стадия горения, которая протекает при практически неизменном электрическом поле. При  $\mathcal{E} = 500$  В ввиду незначительного превышения над напряжением пробоя на протяжении почти 20 мкс реализуется эта слаботорочная стадия. Наибольший интерес представляет стадия формирования приэлектродных слоев и дальнейшее квазистационарное течение процесса. Независимо от величины напряжения на источнике питания пробой конденсатора протекает качественно



Ф и г. 1



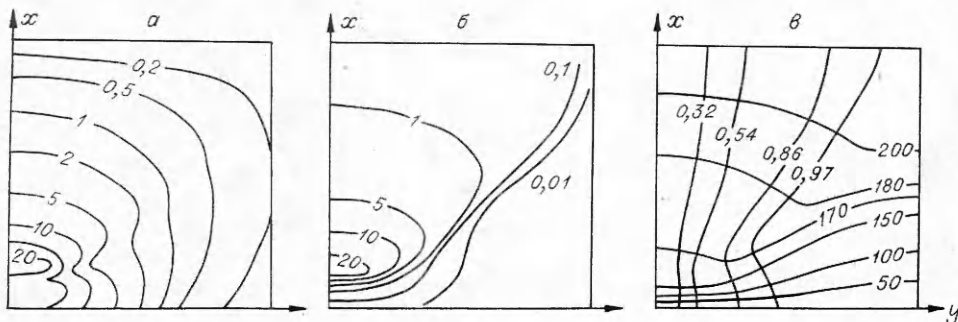
Ф и г. 2

ность плазмы превосходит аналогичную величину около анода приблизительно на порядок, что обуславливает и неоднородное распределение напряженности электрического поля, и концентрацию линий тока около катода в области повышенной проводимости (фиг. 2). Тем не менее, поскольку сечение проводящего канала около анода шире, чем около катода, распределение параметров в камере может быть охарактеризовано как соответствующее диффузному режиму горения. На фиг. 3, а-в соответственно показано пространственное распределение ионов, электронов (линии уровней в единицах  $10^9 \text{ см}^{-3}$ ), эквипотенциалей и линий функции тока, нормированной на единицу ( $t = 4 \text{ мкс}$ ,  $\mathcal{E} = 700 \text{ В}$ ). Спустя значительный промежуток времени (7 мкс для  $\mathcal{E} = 500 \text{ В}$  и 50 мкс для  $\mathcal{E} = 700 \text{ В}$ ) после пробоя происходит сглаживание параметров: сгусток плазмы около катода исчезает за счет дрейфового выноса ионов электрическим полем на катод, а в остальной части объема на оси разряда концентрация плазмы увеличивается за счет процессов ионизации. Одновременно с этим в объеме на оси устанавливается однородное электрическое поле, максимум плотности тока перемещается от катода к аноду и происходит заметное уменьшение сечения проводящего канала как в объеме, так и на аноде. На этой стадии можно говорить о контрагированном разряде [7].

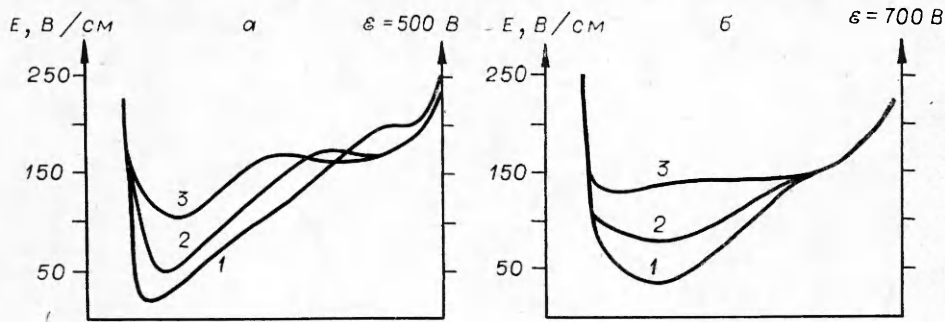
2. Имеет смысл рассмотреть переход из диффузного состояния в контрагированное более подробно. Характер этого процесса зависит от величины напряжения на источнике питания. При  $\mathcal{E} = 500 \text{ В}$  однородное поле в положительном столбе устанавливается благодаря волне напряженности электрического поля, распространяющейся от анода к катоду со скоростью порядка

одинаковым образом и подробно описан в работе авторов [7] для случая  $\mathcal{E} = 500 \text{ В}$ . Однако дальнейшее квазистационарное течение разряда обнаруживает заметные различия (фиг. 1), связанные с характером поведения во времени как полного тока  $I$ , так и плотности тока на катоде  $j_k$  и на аноде  $j_a$  на оси разряда.

Для обоих просчитанных вариантов непосредственно после пробоя около катода формируется приэлектродный слой, а в объеме образуется квазинейтральная плазма с сильно неравномерным распределением величин. На фиг. 2 показано соответствующее распределение плотности ионов  $n_i$  и электронов  $n_e$ , плотности тока  $j$ , потенциала  $\phi$  и напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  на оси разряда ( $t = 4 \text{ мкс}$ ,  $\mathcal{E} = 700 \text{ В}$ ). Около катода плот-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

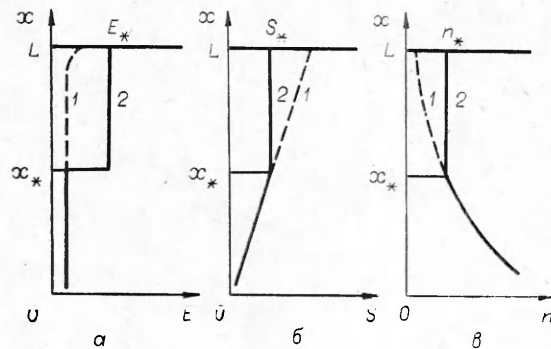
дрейфовой скорости ионов (фиг. 4, а,  $\mathcal{E} = 500$  В, 1 —  $t = 23,16$ ; 2 —  $25,14$ ; 3 —  $27,3$  мкс). В то же время при  $\mathcal{E} = 700$  В выравнивание поля в объеме происходит несравненно дольше (требуется почти 50 мкс вместо 7 мкс в первом варианте) и осуществляется за счет одновременного роста напряженности в каждой точке на оси разряда (фиг. 4, б,  $\mathcal{E} = 700$  В, 1 —  $t = 19,88$ ; 2 —  $32,01$ ; 3 —  $49,90$  мкс). Как показывают простые рассуждения [7], волна напряженности электрического поля в принципе не может реализоваться в одномерном случае, т. е. в виде плоской волны. Сужение проводящего канала за фронтом волны является необходимым условием для компенсации роста проводимости, обязанного распространению волны поля и связанной с ней ионизации. В качестве параметра здесь выступает полный ток  $I$  или сечение проводящего канала, сформировавшегося после пробоя: чем сечение больше, тем труднее распространяться волне. Проанализируем эту ситуацию в рамках упрощенной модели. На фиг. 5 дано схематическое изображение волны поля  $E$  (а) и связанное с ней изменение сечения проводящего канала  $S$  (б) и плотности плазмы  $n$  (в) на два момента времени — непосредственно после пробоя до возникновения волны (кривая 1) и некоторое время спустя (кривая 2). Значения величин  $E$ ,  $S$ ,  $n$  за фронтом волны (координата  $x_*$ ) считаются не зависящими от  $x$  и равными соответственно  $E_*$ ,  $S_*$ ,  $n_*$ . Таким образом, согласно этой упрощенной картине, волна поля имеет вид полочки с фиксированной высотой (фиг. 5, а), распространяющейся от анода к катоду со скоростью, как это следует из результатов численного решения, равной дрейфовой скорости ионов на фронте волны. Кроме того, считается, что линии тока, расходящиеся от катода, после пересечения фронта волны становятся параллельными друг другу и оси разряда (фиг. 5, б). При этом проводящий канал за фронтом волны представляет собой прямоугольную область, заполненную однородной плазмой (фиг. 5, в). Можно вычислить скорость изменения концентрации плазмы  $n_*$  за фронтом, обязанную процессам ионизации, а с учетом приблизительного постоянства во времени полного тока можно определить и скорость уменьшения сечения  $S_*$ :

$$(7) \quad d \ln n_*/dt = - d \ln S_*/dt = \nu_i(E_*),$$

где  $\nu_i$  — частота ионизации. С другой стороны, из условия непрерывности  $n(x)$  и  $S(x)$  следует, что скорость изменения этих величин за фронтом волны должна равняться скорости изменения этих же величин перед фронтом: последняя имеет кинематическую природу и обязана просто перемещению волны по неоднородной плазме. Используя соотношение (7), получим

$$(8) \quad \left. \frac{d \ln n}{dx} \right|_{x_*=0} = - \left. \frac{d \ln S}{dx} \right|_{x_*=0} = \frac{\mu_e}{\mu_i} \alpha(E_*).$$

Таким образом, из этого упрощенного рассмотрения следует, что для реализации волны поля необходимо, чтобы логарифмическая производная



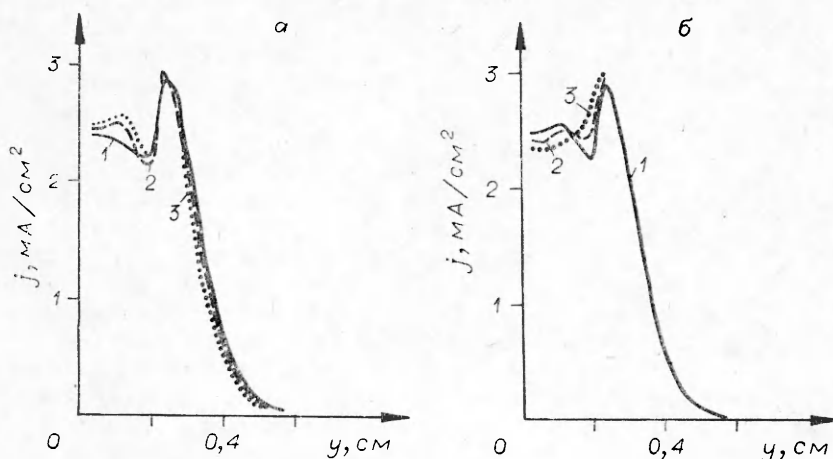
Фиг. 5

сечения проводящего канала после пробоя была бы соизмеримой с логарифмической производной проводимости. Поскольку распределение плазмы, как правило, резко неоднородное, то при одинаковом угле раскрытия трубок тока более благоприятные условия для волны реализуются при меньших сечениях и токах. Этот результат находится в качественном согласии с результатами, полученными для  $\mathcal{E} = 500$  и  $700$  В.

3. Теперь остановимся на другом качественном различии в разрядах при  $\mathcal{E} = 500$  и  $700$  В. Если в первом варианте плотность тока на катоде в центре  $j_k$  практически постоянна (см. фиг. 1, а), а уменьшение полного тока происходит за счет пропорционального уменьшения сечения эмиттирующей поверхности [7], то во втором варианте такое течение процесса имеет место лишь в среднем по времени (см. фиг. 1, б). Качественная картина протекания тока около катода при  $\mathcal{E} = 700$  В заметно сложнее: периодически повторяющиеся колебания плотности тока на катоде в центре связаны с перераспределением тока вдоль катода (фиг. 6, где а — стадия, соответствующая медленному росту плотности тока  $j$  в центре за счет сокращения эмиттирующей поверхности на катоде: 1 —  $t = 15,44$ ; 2 —  $18,90$ ; 3 —  $21,05$  мкс; б — стадия, соответствующая быстрому уменьшению плотности тока в центре: 1 —  $t = 21,44$ ; 2 —  $21,74$ ; 3 —  $22,03$  мкс).

Скажем сначала несколько слов о механизме, благодаря которому происходит сокращение площади эмиттирующей поверхности на катоде, она одна и та же для обоих вариантов. Распределение тока вдоль катода, как это следует из решения (см. фиг. 6), неоднородно: плотность тока на внешней границе проводящего канала для  $\mathcal{E} = 700$  В почти в 1,3 раза больше, чем в центре. Поэтому можно разделить прикатодную область на две части: центральную и внешнюю, приняв в качестве границы между ними точку на катоде, где имеется локальный минимум плотности тока. Как показывает анализ результатов расчетов, относительно высокая плотность тока во внешней области обязана нескомпенсированному заряду ионов, находящихся над прикатодным слоем рядом с квазинейтральной плазмой положительного столба. Эти ионы образуются по мере сжатия токопроводящего канала, выпадая из области прохождения электронов. Создаваемое ими дополнительное электрическое поле около катода и приводит к повышенной генерации ионов, а следовательно, и плотности тока на периферии эмиттирующей поверхности. Этот нескомпенсированный положительный заряд с течением времени перемещается к оси разряда, с одной стороны, за счет дрейфового ухода ионов на катод и, с другой стороны, за счет обужения токового канала. Причем с физической точки зрения первое обстоятельство является главным, а второе — порожденным.

Основная причина уменьшения полного тока разряда  $I$  (см. фиг. 1) связана с сокращением сечения токопроводящего канала около катода, при этом для  $\mathcal{E} = 500$  В быстрый рост напряжения на разряде между 23-й и 30-й мкс приводит к распространению волны напряженности электрического поля от анода к катоду (см. фиг. 4, а). В то же время для  $\mathcal{E} = 700$  В, согласно упрощенной модели, о которой говорилось выше (см. фиг. 5), распространение волны поля от анода к катоду оказывается невозможным, соответственно оказывается невозможным и быстрый рост напряжения на разряде. При этом уменьшение полного тока за счет сокращения сечения



Ф и г. 6

эмиттирующего канала на катоде в значительной степени компенсируется увеличением плотности тока на оси разряда (в центре катода) (см. фиг. 6, а), приводя к согласованному, медленному падению полного тока  $I$  (см. фиг. 1, б) и росту напряжения на разряде между 4-й и 50-й мкс.

Однако, как показывает расчет, по мере роста плотности тока в центре катода она достигает критической величины  $2,45 \text{ mA/cm}^2$ , после чего относительно быстро, за время  $\Delta t \approx 1 \text{ мкс}$ , происходит перераспределение тока в сечении (см. фиг. 6, б): плотность тока на оси разряда уменьшается до величины  $2,35 \text{ mA/cm}^2$  за счет роста плотности тока во внешней области. После этого начинается повторный рост плотности тока на оси разряда с одновременным сокращением ширины токового канала около катода.

Представляет интерес обсудить механизм этого явления. Как показывает расчет, он связан с перестройкой структуры электрического поля около катода. Рассмотрим токовую трубку, начинающуюся из определенной точки на катоде и кончающуюся в квазинейтральной плазме. С точки зрения поддержания тока главным процессом является ионизация в прикатодном слое. При этом определенное значение имеют и ионы, поступающие из объема квазинейтральной плазмы, хотя их количество несомненно мало по сравнению с ионами, образующимися в прикатодном скачке потенциала. Основная роль этих ионов состоит в том, что они создают дополнительную напряженность электрического поля, и поэтому реакция приэлектродного слоя и плотности тока на эти ионы существенно нелинейная. Таким образом, для величины тока в какой-либо точке на катоде определенное значение может иметь величина концентрации плазмы с другого конца токовой трубки. С этой точки зрения наибольший интерес представляет точка на катоде, где имеется локальный минимум плотности тока: согласно теории Энгеля — Штенбека, наиболее сильная зависимость тока от приэлектродного падения потенциала на аномальной ветке реализуется при меньших токах, естественно допустить, что это свойство сохраняется и в зависимости тока от концентрации ионов, поступающих из столба. Далее ясно, что по мере роста тока на оси разряда происходит такое искажение потенциала, которое соответствует поджатию токовых линий к центру (фиг. 7, где сплошные линии — один момент времени, штриховые — другой, более поздний момент времени). При некоторых условиях линия тока, выходящая из точки минимальной плотности тока на катоде, изгибаясь, попадает в область достаточно высокой плотности плазмы, что вызывает увеличение тока в соответствующей точке на катоде. Вследствие этого происходит рост полного тока, что приводит к падению напряжения на разряде и уменьшению плотности тока на оси разряда. Такое сглажива-



Ф и г. 7

ние профиля плотности тока вдоль катода приводит к выпрямлению линий поля, они отходят от оси разряда, перемещаясь в область пониженной плотности плазмы в положительном столбе, плотность тока в этих токовых трубках падает, полный ток также падает, напряжение на разряде возрастает и, как следствие, начинает возрастать ток в центре. Система возвращается в состояние, из которого начинается сокращение ширины токового канала с одновременным ростом плотности тока на оси разряда (см. фиг. 6, а) до критического значения и после чего снова происходит перераспределение тока на катоде (см. фиг. 6, б). Вышеописанная картина объясняет наблюдающиеся первые три быстрые осцилляции в плотности тока

на катоде. Этот же механизм ответствен и за последующие нестационарные явления, которые протекают с некоторым отличием от первых. Заканчивая обсуждение нестационарных эффектов в прикатодной области при  $\mathcal{E} = 700$  В, отметим, что среднее по времени значение плотности тока на катоде в центре остается практически неизменным и приблизительно на 20% выше, чем плотность тока на катоде при  $\mathcal{E} = 500$  В. Учитывая, что полные токи для двух посчитанных вариантов отличаются почти в 2 раза, можно говорить о теоретическом подтверждении закона нормальной плотности тока для катода.

4. Характерной общей чертой развития разрядов для  $\mathcal{E} = 500$  и 700 В является линейный рост плотности тока на аноде (см. фиг. 1) при относительно слабом изменении полного тока и происходящее при этом уменьшение сечения проводящего канала на аноде и в объеме.

Рост плотности плазмы в объеме связан с тем, что напряженность однородного электрического поля, устанавливающегося тем или иным способом в положительном столбе, оказывается выше значения, соответствующего условию ионизационно-рекомбинационного равновесия для данной концентрации плазмы. Однако, поскольку полный ток в соответствии с законом нормальной плотности тока пропорционален сечению эмиттирующей поверхности на катоде, законы изменения которой определяются приэлектродными процессами, рост проводимости в объеме не сопровождается ростом полного тока. Соответственно росту проводимости в объеме при слабо меняющемся полном токе осуществляется переход разряда из диффузного режима в контрагированный: плотность тока на оси разряда на аноде и в объеме в конце расчетов более чем в 2 раза превышает плотность тока на катоде.

В данной работе ввиду больших затрат машинного времени стационарный разряд не был получен. Однако на последний просчитанный момент времени достигаются состояния, в которых полный ток уже перестает меняться далее по времени (см. фиг. 1). Соответственно перестает меняться и напряженность однородного электрического поля в объеме. Исходя из условия ионизационно-рекомбинационного равновесия, можно сравнить между собой проводимость и сечение проводящего канала в столбе для  $\mathcal{E} = 500$  и 700 В в конечном состоянии. Поскольку в первом случае напряженность поля больше, чем во втором (достаточно сравнить скорости роста плотности тока на аноде  $j_a$  (см. фиг. 1)), равновесная проводимость также будет больше. Отсюда следует, что сечение проводящего канала в объеме возрастает не пропорционально полному току, а быстрее.

Выполненные расчеты тлеющего разряда для двух значений полного тока, отличающихся в 2 раза, показали, что одновременно с пробоем



разрядного промежутка за время  $\approx 1,5$  мкс возникает прикатодный слой объемного заряда. При использованных начальных данных приэлектродный слой формируется как вдоль поля, так и вдоль катода, покрывая лишь малую часть последнего: плотность тока на катоде (в центре) в дальнейшем практически не меняется и приблизительно одинакова для обоих вариантов. Это позволяет говорить о теоретическом подтверждении закона нормальной плотности тока для катода.

Непосредственно после пробоя распределение параметров может быть охарактеризовано как соответствующее диффузному режиму горения: плотность тока на аноде меньше, чем на катоде. С течением времени поле в объеме выравнивается и достигает величины, превышающей значение равновесной напряженности при данной концентрации плазмы. Это приводит к линейному росту плотности тока на аноде и сжатию проводящего канала в объеме: в конечной стадии разряд горит контрагированно.

Таким образом, на примере данных расчетов показано, что может реализоваться механизм сжатия квазинейтрального столба, обязанный явлениям на электродах. Вследствие несогласования величины поля в столбе и величины полного тока, устанавливающихся после пробоя, происходит непрерывное сжатие токового канала в столбе и на аноде. В случае низкого давления газа подобное согласование в дальнейшем может осуществляться за счет расширения катодного пятна из-за диффузии. Для высоких давлений такой механизм неэффективен и сжатие разряда может лишь усугубиться последующим разогревом газа.

Авторы выражают признательность А. А. Веденову за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов.

*Поступила 29 VII 1980*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. М.—Л.: Гостехиздат, 1935; Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М.: Гостехиздат, 1947.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М.: Наука, 1971.
3. Пашкин С. В. Об анодной области высоковольтного диффузного разряда при средних давлениях.— ТВТ, 1976, № 3; Баркалов А. Д., Гаврилюк В. Д. и др. Механизм протекания тока в молекулярном газе.— ТВТ, 1978, № 2.
4. Артамонов А. В., Веденов А. А. и др. CO<sub>2</sub>-лазер непрерывного действия на атмосферном воздухе.— Квант. электроника, 1977, т. 4, № 1.
5. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961.
6. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Численное исследование развития тлеющего разряда в двумерной геометрии.— ПМТФ, 1978, № 5.
7. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Теоретическое рассмотрение электродинамической неустойчивости тлеющего разряда. Закон нормальной плотности тока. Препринт ИАЭ-3103. М., 1979.

УДК 533.9.07+535.231.6

### ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ

*В. И. Кирко, И. А. Стадниченко*

*(Новосибирск)*

Важное место в исследованиях высокоскоростных плазменных струй занимает изучение радиационных характеристик движущегося плазменного сгустка. Одно из направлений этих работ состоит в разработке экспериментальных методов исследования распределения спектральной интенсивности излучения и яр-