



Изв. вузов «ПНД», т.5, № 6, 1997

УДК 537.525

ОБРАЗОВАНИЕ ФРОНТА ИОНИЗАЦИИ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Д.А. Морозов, В.А. Степанов, М.В. Чиркин

Экспериментально исследованы закономерности самовозбуждения колебаний в окружающей металлическим экраном газоразрядной плазме низкого давления. Идентифицированы механизмы нелокальных бифуркаций предельного цикла, соответствующего нестационарной форме электрического разряда. Реконструированы мгновенные распределения потенциала электрического поля вдоль плазменного канала. Обнаружен движущийся от катода к аноду уединенный фронт ионизации, зарождающийся в результате возникновения пространственно неоднородных колебаний поля большой амплитуды.

Введение

Важное направление развития физики газового разряда связано с высокоскоростными волнами ионизации (ВВИ), в которых область сильного электрического поля (фронт ионизации) движется вдоль разрядного промежутка. Из фронта ионизации к окружающему промежутку проводящему экрану течет ток смещения, а за фронтом значительно увеличивается степень ионизации газа. Результаты экспериментальных исследований ВВИ и современные представления о механизмах их распространения обобщены в обзорах [1,2]. Высокая скорость волн ($10^8 - 10^{10}$ см/с), эффективное возбуждение частиц газа и отсутствие контракции (шнурования разряда) делают это явление перспективным для практического применения.

В одномерном приближении распространение ВВИ описывает уравнение нелинейной диффузии потенциала $\varphi(x,t)$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{e\mu_e}{c} \frac{\partial}{\partial x} \left[N_e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] = 0, \quad (1)$$

дополненное уравнением баланса для количества электронов в единице длины плазменного столба $N_e(x,t)$

$$\frac{1}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial t} = \Omega(N_e, \frac{\partial \varphi}{\partial x}). \quad (2)$$

Ось Ox направлена вдоль разрядного канала от высоковольтного электрода к заземленному, c — емкость единицы длины линии «плазменный столб —

металлический экран», μ_e – подвижность электронов. Функция $\Omega(N_e, \partial\phi/\partial x)$ – разность частот генерации и гибели заряженных частиц, зависящая от особенностей этих процессов в конкретных условиях возбуждения плазмы.

Уравнения (1), (2) справедливы, если скорость волн существенно меньше скорости света, а их длина на порядок и более превышает пространственные масштабы процессов амбиполярной диффузии и релаксации энергетического спектра электронов. В рамках указанных ограничений система уравнений (1), (2) описывает распространение любых возмущений в окружающей металлическим экраном газоразрядной плазме. Кинетические страты, также представляющие собой последовательность движущихся областей сильного электрического поля и высокой скорости ионизации [3], в круг рассматриваемых явлений не входят, поскольку для их существования имеют принципиальное значение нелокальные функции распределения электронов по энергиям и продольная диффузия ионов.

К настоящему времени подробно изучены волны ионизации, возникающие при импульсном пробое газа, когда скорость роста напряжения на высоковольтном электроде превышает 10^{12} В/с. Однако, в положительном столбе гелиевого разряда экспериментально обнаружены волны тока и электрического поля, распространяющиеся со скоростью порядка 10^8 см/с [4], близкой к скоростям распространения ВВИ. Для их возбуждения достаточно промодулировать гармоническим сигналом потенциал анода относительно заземленного катода. В низкочастотном диапазоне пространственный декремент затухания обнаруженных волн отрицателен, что вызвано ионизационной неустойчивостью плазмы ($\partial\Omega/\partial N_e > 0$). В работе [5] выделен механизм неустойчивости слабоионизированной низкотемпературной плазмы, связанный с особенностями кинетики прямой ионизации и гибели заряженных частиц в условиях, когда произведение давления гелия на радиус разрядного канала оказывается меньше 0.2 мм рт. ст.·см. Малое время релаксации концентрации электронов в узком разрядном канале при низком давлении газа ($\tau_e \sim 10^{-8}$ с) создает в этом случае возможность для развития неустойчивости в длинной линии «плазменный столб – металлический экран».

Известно, что движущийся фронт ионизации может образоваться в результате перераспределения потенциала внутри разрядного промежутка [2]. В случае роста возмущений в плазменном столбе этот эффект создает предпосылки реализации нестационарного режима поддержания разряда, при котором на определенной стадии эволюции волнового процесса зарождается фронт ионизации. Такая форма разряда представляет практический интерес, поскольку не требует применения высоковольтной наносекундной техники для возбуждения ВВИ.

Задача настоящей работы заключается в поиске самосогласованного нестационарного режима поддержания электрического разряда, в плазменном столбе которого образуется движущийся фронт ионизации.

1. Организация эксперимента

Эксперименты проведены с наполненными гелием стеклянными трубками с длинами 125 мм и 62.5 мм и внутренним диаметром разрядного канала 1 мм. Аноды трубок имеют форму диска диаметром 20 мм, холодные алюминиевые катоды выполнены в виде полых цилиндров диаметром 25 мм и длиной 60 мм. Внутрь катода на глубину 25 мм введен разрядный канал. Давление гелия варьировалось в пределах, соответствующих условиям реализации исследованного в [5] механизма неустойчивости плазмы.

Для обнаружения фронта ионизации требуется фиксировать мгновенные распределения потенциала вдоль разрядного канала. Эти измерения выполнены с помощью регистрации зарядов, индуцированных на поверхности окружающего плазму экрана. Экран изготовлен в виде набора секций 1 (рис. 1, а), заземленных через резисторы с малым сопротивлением (50 Ом) или конденсаторы емкостью $C_{ин} = 1.5$ нФ. Регистрация колебаний зарядов секций осуществлялась с помощью

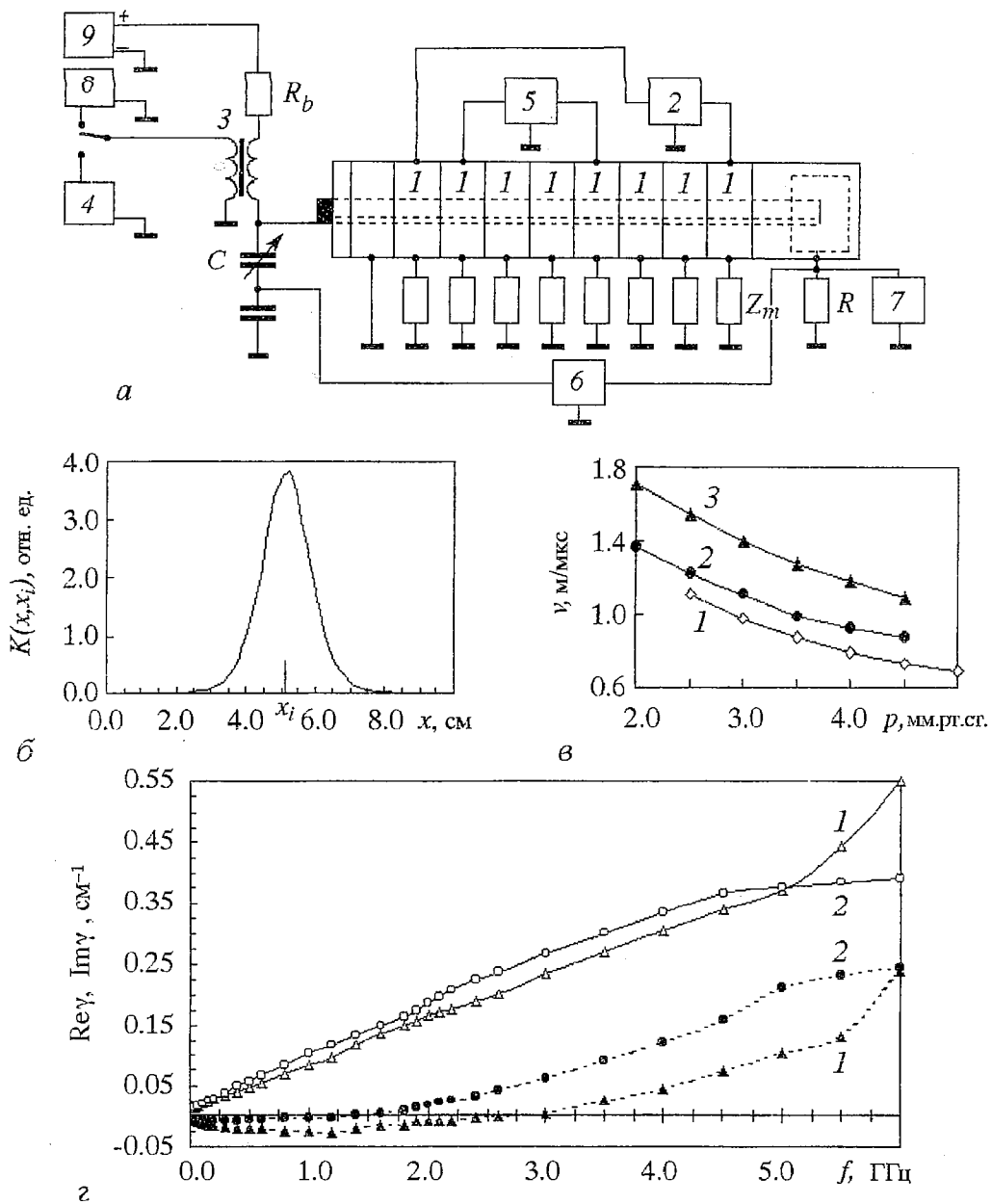


Рис. 1. Измерение распределений потенциала вдоль плазменного столба: *a* – схема экспериментальной установки (1 – секции экрана, 2 и 6 – двухлучевые осциллографы С1-74, 3 – широкополосный трансформатор, 4 – генератор гармонических колебаний, 5 – измеритель разности фаз ФК2-12, 7 – анализатор спектра СК4-59, 8 – генератор импульсов, 9 – источник постоянного напряжения); *б* – аппаратная функция системы регистрации; *в* – зависимость групповой скорости волн от условий возбуждения разряда (постоянная составляющая тока разряда, мА: 1 – 4.5; 2 – 6.0; 3 – 10.0); *г* – кривые дисперсии (давление гелия, мм рт.ст.: 1 – 3.0; 2 – 4.5). Пунктир – действительная часть постоянной распространения, сплошные линии – мнимая часть

двухлучевого осциллографа 2. В случае использования резисторов ($Z_m=R$) сигнал пропорционален току смещения, текущему на измерительную секцию, а при заземлении секции через конденсаторы емкостью C_m ($Z_m=1/(i\omega C_m)$) – заряду q_i .

Поскольку в условиях эксперимента потенциал измерительной секции не равен нулю, регистрация заряда секции приводила к перераспределению

индуцированного заряда по остальной части экрана. Для того, чтобы вызванная этим эффектом методическая погрешность не искажала результаты измерений, номиналы элементов измерительной цепи подобраны так, чтобы выполнялось соотношение $C'u_i \ll q_i$, где $q_i = C_m u_i$ – заряд, индуцированный на i -й секции экрана, u_i – потенциал i -й секции, C' – сумма всех частичных емкостей выделенной секции относительно остального экрана и электродов разрядной трубки.

Связь зарядов, индуцированных на секциях экрана, с распределением зарядов в плазменном столбе, найденная с помощью теоремы Шокли – Рамо [6], показывает, что в случае значительного превышения диаметра экрана над диаметром разрядного канала (в условиях эксперимента их соотношение равно 25:1) заряды секций не зависят от формы поперечного распределения заряда внутри плазмы. Применение в такой ситуации теоремы Грина в соответствии с развитым в работе [7] подходом позволяет связать заряд i -й секции с продольным распределением потенциала:

$$-q_i = 8\pi\epsilon\epsilon_0 r_0 / l \int_0^l \varphi(x,t) K(x,x_i) dx, \quad (3)$$

где x_i – координата центра секции, ϵ – диэлектрическая проницаемость стекла, l – расстояние от анодного среза разрядного канала до точки ввода трубки в полость катода, r_0 – радиус разрядного канала.

Интегральное уравнение (3) не учитывает влияния электродов на величину индуцированного заряда. Тем не менее, оно оказывается в достаточной степени точным, если измерительная секция удалена от электродов на расстояние не менее 15 мм. Ядро уравнения $K(x,x_i)$, рассчитанное аналитически в случае, когда длина измерительной секции составляет 9 мм, приведено в виде графика на рис. 1,б. Пространственное разрешение системы регистрации позволяет восстановить распределение потенциала вдоль плазменного столба, если характерный масштаб изменения напряженности продольного электрического поля в нем не менее 20 мм.

Разработанная методика использована для измерения характеристик пространственно неоднородных колебаний, возникающих при малом возмущении потенциала анода, реакция плазмы на которое является линейной. В случае гармонической модуляции распределение потенциала вдоль разрядного канала имеет вид

$$\varphi(x,t) = U_{a,0} - E_0 x + \text{Re}\{[U_{\text{пад}} \exp(-\gamma x) + U_{\text{отр}} \exp(\gamma x)] \exp(i\omega t)\}, \quad (4)$$

где $U_{a,0}$, E_0 – постоянные составляющие напряжения на аноде и напряженности продольного электрического поля; $U_{\text{пад}}$, $U_{\text{отр}}$ – комплексные амплитуды падающей и отраженной от катода волн; $\omega/2\pi$ – частота модуляции; γ – комплексная постоянная распространения волн, частотную зависимость которой позволяет установить линеаризация уравнений (1), (2),

$$\gamma = [i\omega cz(i\omega)]^{1/2}, \quad (5)$$

где $z(i\omega)$ – импеданс единицы длины плазменного столба [5].

Для измерения величины γ в состав разрядной цепи включена вторичная обмотка широкополосного трансформатора 3, первичная обмотка которого соединена с генератором гармонических колебаний 4 (см. рис. 1, а). Амплитуды и фазы колебаний зарядов секций регистрировались измерителем разности фаз 5. Одновременно с помощью осциллографа 6 и анализатора спектра 7 контролировались напряжение на аноде и ток катода.

Экспериментально установленный ход дисперсии возбужденных волн иллюстрируют рис. 1, в, г. Групповая скорость, найденная по наклону линейного участка частотной зависимости мнимой части постоянной распространения в диапазоне 0.2 – 4 МГц, убывает с увеличением давления газа и при уменьшении

тока разряда. Для более высоких частот, приближающихся к величине $1/(2\pi\tau_e)$, частотная зависимость импеданса плазмы изменяет характер дисперсии.

Отрицательная величина действительной части постоянной распространения свидетельствует о возможности пространственного роста амплитуды волны. Частота, ограничивающая сверху диапазон усиления, быстро увеличивается по мере снижения давления газа и тока разряда. Обнаруженная особенность дисперсионной характеристики волн в плазме при ее малом возмущении указывает на возможность возбуждения пространственно неоднородных автоколебаний в условиях, когда давление гелия в разрядном канале меньше 3.5 мм рт. ст., а балластное сопротивление составляет сотни кОм.

Нелинейная динамика системы изучена по ее реакции на импульсное воздействие: на первичную обмотку трансформатора 3 от генератора 8 подавались импульсы напряжения длительностью 50 нс и с частотой следования, плавно регулируемой в диапазоне 50 – 300 кГц. Амплитуда импульсов на вторичной обмотке составляла 300 В (примерно 10% от постоянного напряжения на выходе источника питания). В качестве изменяемых параметров выбраны постоянное напряжение U_0 на выходе высоковольтного источника питания 9 и емкость конденсатора C , подключенного параллельно трубке.

2. Идентификация бифуркационных механизмов

Наиболее простые последовательности бифуркаций автономного разряда наблюдались в случае плазменного столба длиной 62.5 мм. Соответствующая диаграмма состояний приведена на рис. 2, а, структуру которой определяют три границы.

Линия L_1 соответствует потере устойчивости стационарного состояния. При ее достижении выполняются амплитудное и фазовое условия развития неустойчивости в распределенной системе [8]

$$\exp[-2\chi(\omega)l_c] \left| \frac{R_b i\omega c - \gamma(1+i\omega CR_b)}{R_b i\omega c + \gamma(1+i\omega CR_b)} \right| \left| \frac{Z_c(i\omega)i\omega c - \gamma}{Z_c(i\omega)i\omega c + \gamma} \right| = 1, \quad (6)$$

$$\arg \left[\frac{R_b i\omega c - \gamma(1+i\omega CR_b)}{R_b i\omega c + \gamma(1+i\omega CR_b)} \right] + \arg \left[\frac{Z_c(i\omega)i\omega c - \gamma}{Z_c(i\omega)i\omega c + \gamma} \right] - 2k(\omega)l_c = 2\pi n, \quad (7)$$

где n – целое число (в рассматриваемом случае короткой трубки $n=1$); R_b – балластное сопротивление; $\chi = \text{Re}\gamma$; $k = \text{Im}\gamma$; l_c – длина плазменного столба; $Z_c(i\omega)$ – комплексное сопротивление прикатодных областей разряда, представляющих собой нагрузку линии «положительный столб разряда – проводящий экран». Для исследуемого диапазона условий частотные характеристики этих областей разряда подробно изучены в работе [9].

Пересечение линии L_1 слева от точки А при уменьшении напряжения на выходе источника соответствует жесткому переходу к периодическим автоколебаниям, а справа – к самопроизвольному гашению разряда. Область II на бифуркационной диаграмме характеризуется сосуществованием двух аттракторов: состояния равновесия, соответствующего пересечению статической ВАХ разряда с нагрузочной прямой, и предельного цикла. Проекция предельного цикла на плоскость переменных «напряжение на аноде U – ток катода I » приведена на рис. 2, б. Здесь же показаны статическая ВАХ разряда (штриховая линия) и нагрузочная прямая (пунктир).

Две другие границы на рис. 2, а связаны с бифуркациями предельного цикла. Пересечение линии L_3 сопровождается переходом от автоколебаний к стационарному состоянию. Для идентификации типа бифуркации предпринято изучение реакции системы, находившейся в стационарном состоянии, на

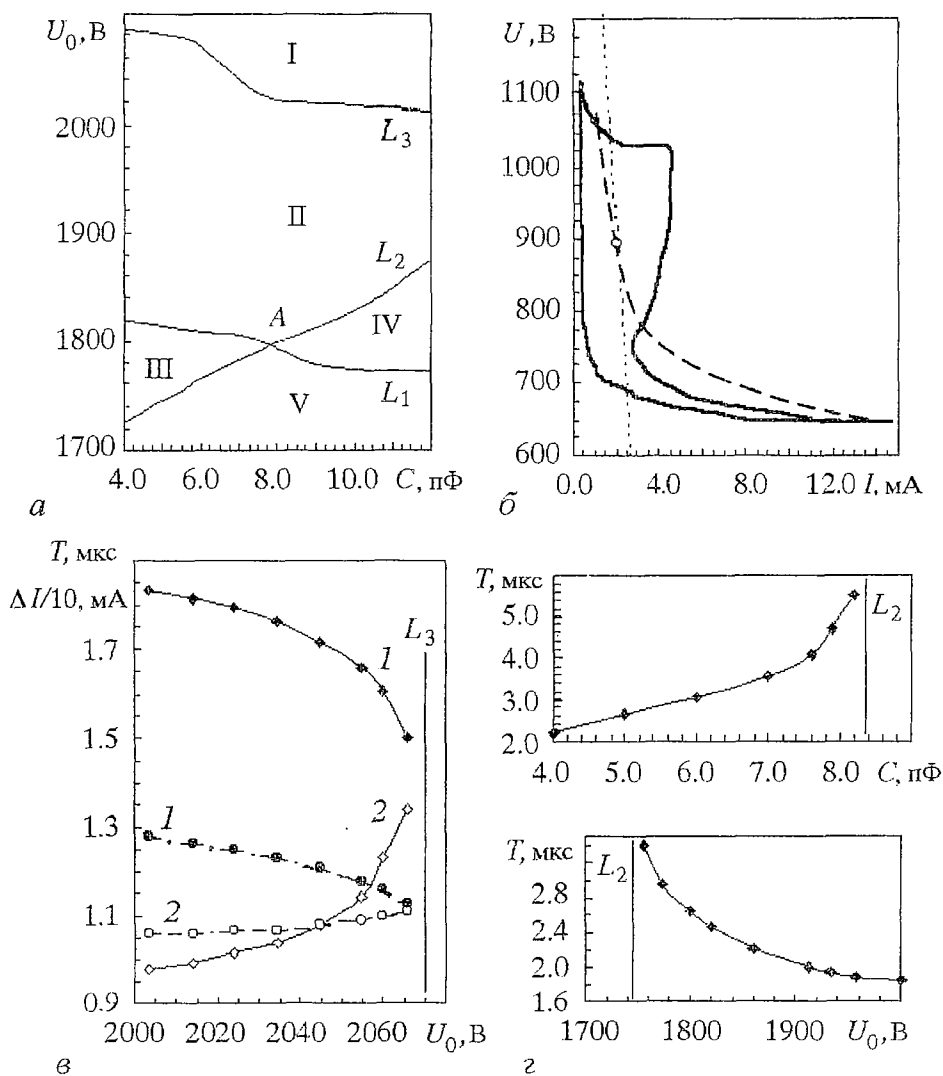


Рис. 2. Идентификация бифуркационных механизмов: *a* – бифуркационная диаграмма на плоскости управляющих параметров; *б* – проекция устойчивого предельного цикла; *в* – изменение параметров периодических орбит в окрестности линии L_3 (*1* – устойчивый цикл, *2* – неустойчивый цикл, сплошные линии – амплитуда импульсов тока катода, пунктир – период колебаний); *г* – изменение параметров предельного цикла около линии L_2

возмущение импульсами напряжения с большой скважностью. Колебания тока катода в промежутках между импульсами внешнего воздействия в зависимости от его параметров представляют собой последовательность импульсов с убывающей, нарастающей или неизменной амплитудой. Неавтономный режим с постоянной амплитудой импульсов тока может быть реализован во всей области II; около линии L_3 его характеристики близки к характеристикам автоколебаний в автономном разряде (рис. 2, *в*). Полученный результат приводит к выводу о существовании неустойчивой периодической орбиты, отделяющей стационарное состояние от устойчивого предельного цикла. Выход на границу L_3 сопровождается слиянием устойчивой и неустойчивой орбит в неглубокую кривую – полуустойчивый цикл.

Приближение к линии L_2 (см. рис. 2, *a*) приводит к быстрому увеличению периода автоколебаний (рис. 2, *г*), а ее пересечение сопровождается срывом разряда, если перед этим система находилась в автоколебательном режиме. Характер изменения периода колебаний вблизи границы приводит к выводу о

возникновении в данной бифуркационной ситуации другой негрубой траектории – замкнутой петли сепаратрисы седла [10], которое находится в верхней точке пересечения ВАХ разряда с нагрузочной прямой.

Идентификация бифуркационных механизмов приводит к следующей трактовке диаграммы на рис. 2, а. В областях I, IV система устойчива лишь в нижней точке пересечения ВАХ разряда с нагрузочной прямой, причем во втором случае устойчивое состояние равновесия окружено неустойчивым предельным циклом. Область II характеризуется бистабильностью, а в области III предельный цикл является единственным аттрактором. Существующий в областях II, III предельный цикл появляется и исчезает в результате нелокальных бифуркаций в фазовом пространстве; локальный характер имеет лишь рождение–гибель неустойчивой периодической орбиты в окрестности состояния равновесия при пересечении границы L_1 . В области V устойчивые формы разряда не реализуются.

3. Образование фронта ионизации в автономном нестационарном разряде

Увеличение длины плазменного столба до 125 мм усложняет картину: оказываются возможны два режима автоколебаний (рис. 3), области существования которых в пространстве параметров перекрываются, а механизмы рождения и гибели аналогичны описанным выше. Результаты реконструкции продольного распределения электрического поля в плазме путем решения обратной задачи (3) представлены на рис. 4 в форме мгновенных распределений потенциала на протяжении периода колебаний. Они соответствуют режиму, приведенному на рис. 3, а, и имеют следующую интерпретацию.

На интервале времени 0 – 1.0 мкс через плазму течет слабый ток, а конденсатор C заряжается от источника напряжения через балластное сопротивление; на что указывает близость скорости роста напряжения на аноде к величине $U_0/R_b C$. В разрядном канале формируется квазилинейное распределение потенциала с напряженностью продольного поля около 120 В/см, достаточной для роста концентрации заряженных частиц. Увеличение концентрации электронов вызывает быстрый подъем напряжения на катодном слое разряда, что находит отражение в увеличении потенциала в удаленных от анода частях разрядного канала и двукратном уменьшении напряженности поля в плазме (см. распределение потенциала при $t=1.2$ мкс). Следует отметить малость соответствующего интервала времени (0.2 мкс) по сравнению с временами релаксации большинства процессов в катодной области гелиевого разряда [9]. Возмущение потенциала со

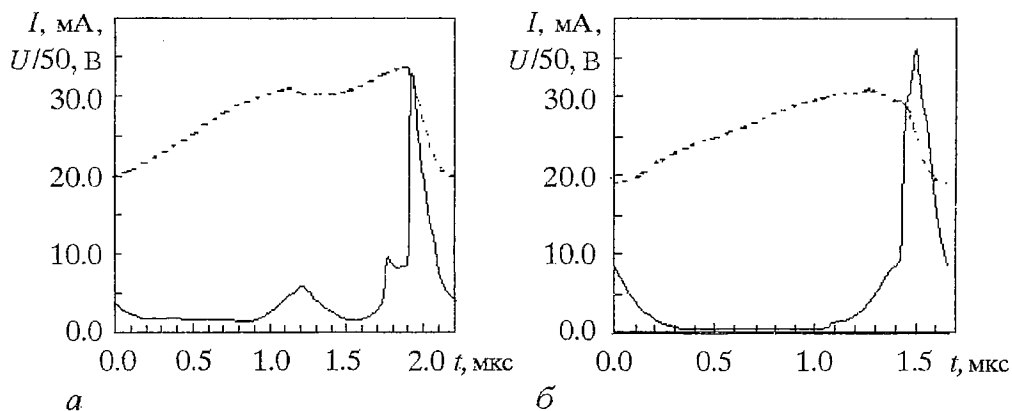


Рис. 3. Два режима периодических автоколебаний в окруженной проводящим экраном газоразрядной плазме (сплошные кривые – ток катода, пунктир – потенциал анода) с различными моментами времени образования фронта ионизации t' , мкс: а – 1.7; б – 1.35. Условия поддержания разряда: $U_0=2763$ В, $R_b=320$ кОм, $C=4$ пФ, давление гелия 3 мм рт.ст., длина разрядного канала 125 мм

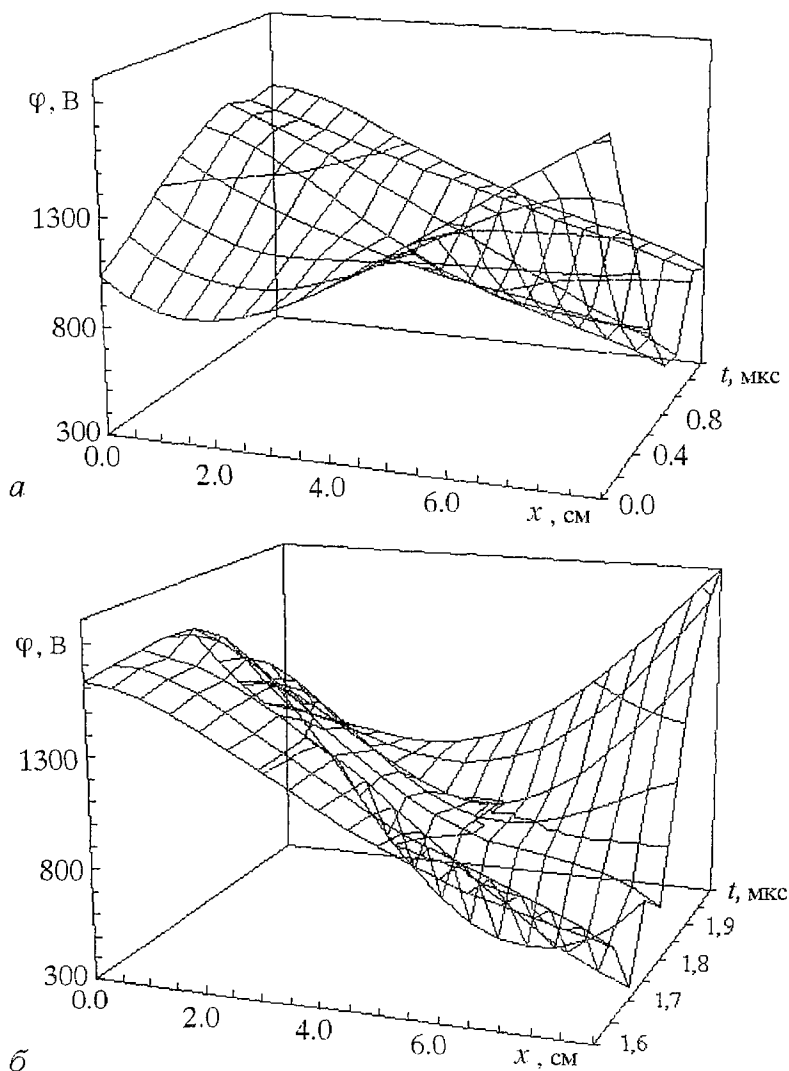


Рис. 4. Реконструированные мгновенные распределения потенциала вдоль плазменного канала для режима колебаний, приведенного на рис. 3, *a*

стороны катода вызывает колебания в распределенной системе «плазменный столб – металлический экран». Пространственное распределение колебаний имеет форму, напоминающую стоячую волну с двумя пучностями, одна из которых расположена около анода, а вторая – около точки с координатой $x=2/3l_c$. В течение интервала времени 1.7 – 1.8 мкс вдоль разрядного канала со скоростью близкой к $5 \cdot 10^7$ см/с перемещается область сильного электрического поля, длина которой составляет около 4 см (рис. 5). Зарегистрированная величина напряженности поля (до 350 В/см) в этой области в несколько раз больше напряженности продольного поля (80 – 90 В/см) в соответствующем таком же внешним условиям разряде постоянного тока.

Качественно аналогичные результаты получены и для режима автоколебаний, приведенного на рис. 3, *б*. Однако, пространственно неоднородные колебания потенциала, возбужденные скачком напряжения на катодном слое разряда, имеют пучность только около анода. Область сильного поля, движущаяся от катода к аноду в этом случае также возникает. На рис. 6 отражен наблюдаемый результат ее распространения в виде движущегося к аноду импульса тока смещения J на секции экрана.

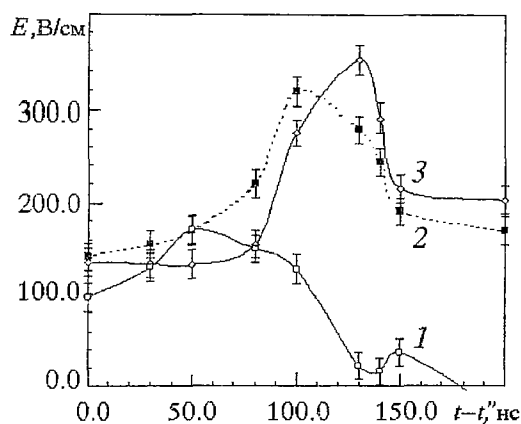


Рис. 5. Колебания напряженности продольного электрического поля в различных сечениях положительного столба при распространении фронта ионизации. Расстояния до анода x , см: 1 - 5.0; 2 - 3.5; 3 - 2.0. Момент времени, соответствующий образованию фронта ионизации, $t' = 1.70$ мкс

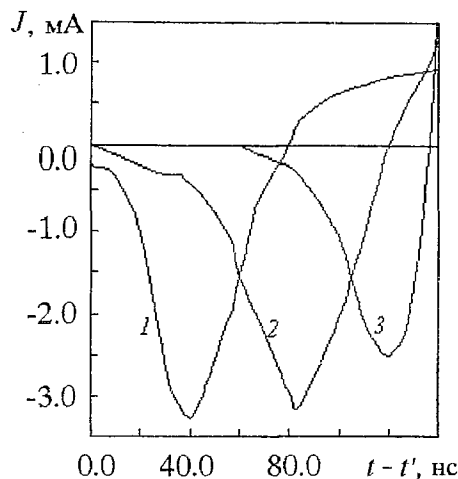


Рис. 6. Токи смещения на секции экрана при распространении фронта ионизации. Режим автоколебаний соответствует рис. 3, б. Расстояния от центров секций до анода, см: 1 - 7.85; 2 - 6.05; 3 - 4.25. Момент времени, соответствующий образованию фронта ионизации, $t' = 1.35$ мкс

Полученные результаты позволяют заключить, что в плазменном канале возникает движущийся фронт ионизации. Обратная полярность импульса тока смещения свидетельствует о снижении потенциала электрического поля в плазме за фронтом ионизации, что согласуется с направлением его движения. Сделанный вывод подтверждает также большая величина тока, текущего на катод в течение интервала времени, непосредственно следующего за прохождением фронта. Происходящий при этом быстрый разряд конденсатора C приводит к уменьшению напряжения на аноде, прекращению ионизации и спаду тока. Затем снова начинается заряд конденсатора и процессы повторяются в той же последовательности.

Заключение

Таким образом, качественные предпосылки формирования в плазменном канале движущегося фронта ионизации на одной из стадий автоколебательного процесса вполне ясны. В течение большей части периода колебаний скорость генерации заряженных частиц меньше скорости их гибели. Для компенсации потерь электронов и ионов за промежуток времени порядка 0.1 мкс требуется электрическое поле, напряженность которого в несколько раз больше величины, соответствующей равенству скоростей ионизации и ухода зарядов на стенку трубки. При ограниченном потенциале анода кратковременное возрастание поля возможно лишь в форме движущегося фронта ионизации. Наличие в фазовом пространстве системы неустойчивой периодической орбиты указывает на существование критических характеристик волнового процесса, превышение которых необходимо для образования фронта.

В противоположность искусственно возбужденным ВВИ, перемещение уединенной волны ионизации происходит от заземленного электрода трубки к высоковольтному, что связано с характером пространственно неоднородных колебаний поля. Фронт ионизации формируется в области с наибольшей напряженностью электрического поля, максимальной в узловых точках колебаний потенциала. Для случая, приведенного на рис. 3, б, узел расположен около среза разрядного канала со стороны катода, от которого и стартует волна.

Автоколебательные режимы, близкие по наблюдаемым признакам к исследованным, обнаружены в условиях перехода от таунсендовского к нормальному тлеющему разряду в воздухе, азоте и неоне [11,12]. В такой ситуации стационарное состояние ионизированного газа также неустойчиво, а роль проводящего экрана играет поверхность катода. Возможно, образование фронта ионизации является общим свойством самосогласованных нестационарных форм поддержания электрического разряда, адекватное описание которых требует привлечения методов нелинейной динамики.

Библиографический список

1. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В. Волновой пробой газовых промежутков. II. Волновой пробой в распределенных системах // Теплофизика высоких температур. 1983. Т. 23, № 3. С. 577.
2. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. Высококоростные волны ионизации при электрическом пробое // УФН. 1994. Т. 164, № 3. С. 263.
3. Голубовский Ю.Б., Нисимов С.У. Кинетические ионизационные волны в разряде в неоне // ЖТФ. 1996. Т. 66, № 7. С. 20.
4. Chirkin M.V., Morozov D.A., Stepanov V.A. Discharge current waves inside the positive column surrounded by an external conductor // XIII European Sectional Conference on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases. Poprad, Slovakia, August 27 – 30, 1996. Contr. Papers, Part B. P. 415.
5. Alexandrov L.S., Chirkin M.V., Stepanov V.A. Spatial charge in the positive column and low temperature plasma instability // XXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Hoboken, NJ, USA, July 31 – August 4, 1995. Contr. Papers, Part 3. P. 55.
6. Герштейн Г.М. Новые применения квазистатической теоремы о наведенных зарядах и токах // Вопросы электроники СВЧ. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1983. С. 3.
7. Грищенко В.Л., Матвеева И.А. Преобразование поверхностных распределений заряда и потенциала методом электростатической индукции // Вопросы электроники СВЧ. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1983. С. 16.
8. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
9. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Степанов В.А., Чиркин М.В. Частотные характеристики прикатодной области тлеющего разряда в гелии // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 11. С. 42.
10. Анищенко В.С. Стохастические колебания в радиофизических системах. Часть 1. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1985. 180 с.
11. Spyrou N., Peyrous R., Held B. New results on point-to-plane DC plasma reactor in low-pressure dried air // J. Phys. D. Appl. Phys. 1994. Vol. 27. P. 2329.
12. Каганович И.Д., Федотов М.А., Цендин Л.Д. Ионизационная неустойчивость таунсендовского разряда // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 3. С. 34.

Рязанский государственный
педагогический университет

Поступила в редакцию 23.07.97
после переработки 23.12.97

FORMATION OF THE IONIZATION FRONT INSIDE THE GAS DISCHARGE PLASMA

D.A. Morozov, V.A. Stepanov, M.V. Chirkin

Self-excitation of the electric field oscillation has been investigated in the low pressure gas discharge plasma surrounded by a metallic screen. There have been

examined non-local bifurcations of the limit cycle, which corresponds to the self-pulsed gas discharge mode. There have been reconstructed instantaneous distributions of the electric field potential along the plasma channel. It was observed a solitary ionization front with a strong electric field that propagated to the anode from the cathode. The ionization front appeared as a result of the non-uniform self-oscillation with large amplitude.



Морозов Дмитрий Александрович – родился в 1966 году, окончил Рязанский радиотехнический институт (1988). Работает на кафедре общей физики Рязанского государственного педагогического университета. Область научных интересов – нелинейная динамика газового разряда.



Степанов Владимир Анатольевич – родился в 1938 году, окончил Ленинградский государственный университет (1960). Доктор физико-математических наук (1977), Соросовский профессор, Заслуженный деятель науки и техники Российской Федерации. Заведующий кафедрой общей физики в Рязанском государственном педагогическом университете. Область научных интересов – оптика, физика газовых лазеров и низкотемпературной плазмы; конструирование и технология изделий квантовой и электронной техники; методики преподавания физики в школе и вузе с применением ЭВМ. Автор около 300 научных публикаций; разработчик ряда газовых лазеров и приборов, внедренных в различных отраслях народного хозяйства и производства; один из основателей научной и производственной основ создания и производства отечественных газовых лазеров; создатель в Рязани научной школы по квантовой и физической электронике.



Чиркин Михаил Викторович – родился в 1959 году, окончил Рязанский радиотехнический институт (1981). Кандидат физико-математических наук (1986), доцент. Работает на кафедре общей физики Рязанского государственного педагогического университета. Область научных интересов – волновые процессы в газоразрядной плазме. Общее количество публикаций – более 60.