

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ИОНИЗАЦИОННО-ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН (3D-страт) НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ (Определение катодного падения в наносекундных разрядах по количеству визуализирующихся плазменных структур)

Ф.И. Высикайло

ФГУ «Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов»,
ул. Центральная, дом 7а, г. Троицк, 142190, Московская обл., Россия, filvys@rambler.ru

Введение. Стратифицированные разряды в газе – наиболее легко наблюдаемый тип волн в плазме (рис. 1). Есть мнение, что страты наблюдал Фарадей. Тем не менее до сих пор они не описаны в полном объеме даже в обзорных статьях и книгах о волновых явлениях. Сейчас ионизационный механизм страт считается общепринятым. Для ионизации газа в светящейся области страты электронам необходимо набрать энергию порядка потенциала ионизации или порядка энергии возбуждения метастабильного уровня, являющегося основным в процессе ступенчатой ионизации. При больших значениях параметра E/N основным процессом ионизации является прямая ионизация. В 1923 г. Холст и Остерюи в чистом Ne наблюдали, что при некоторых условиях у катода создавалась целая последовательность темных пространств, за которыми располагались области свечения. Зондовые измерения показали, что в каждом случае длина темных пространств соответствовала падению потенциала как раз в 21,5 вольта, что соответствует энергии ионизации Ne – I_{Ne} в вольтах [2]. Следовательно, в области темных пространств происходит ускорение электронов до энергий ионизации, а в светящихся областях – интенсивная ионизация и возбуждение различных электронных уровней атомов. Свечение возбужденных частиц и наблюдается в светящейся области страты. Основным механизмом ионизации в условиях этих экспериментов была прямая ионизация атомов газа электронным ударом. На весь стратифицированный объем разряда приходится падение напряжения $U_s = n \cdot I_{Ne}$. Здесь n – число страт.

Постановка задачи. Предположим, что наблюдаемый слоистый положительный столб в любых газах является отражением электродинамических и кинетических процессов, происходящих в объеме плазмы. Это предположение дало основание в данной работе впервые провести оценки катодного падения в слоистых разрядах (страты) с характерными временами ~ 10 нс и большими значениями $E/N \approx 100$ –170 Тд. (Экспериментальные данные для аналитического исследования взяты из [1], где эксперименты проводились в разряде с щелевым катодом в плазме аргона.) Столь короткие характерные времена протекания разряда, большие значения напряженности электрического поля и давления в несколько десятков торр полностью исключили в формировании страт влияние: диффузионных процессов переноса электронов и ионов, конвективных процессов переноса ионов и изменение плотности частиц газа (N) из-за его нагрева. В этих условиях ничтожна роль процессов ступенчатой ионизации. Для более четкой визуальной и фотографической регистрации количества страт в разрядном промежутке [1] использовался импульсно-периодический режим разряда с частотой до 50 Гц. Такая частота повторения разряда, с одной стороны, обеспечивает усиление свечения страт в десятки раз и, с другой – полную рекомбинацию плазмы и гибель метастабильных частиц в промежутке между импульсами тока (за время $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ с). Такие условия позволяют оценить поведение КП потенциала в зависимости от параметров импульсного разряда без привлечения зондов, вносящих существенные возмущения. Согласно указанным предположениям, падение потенциала у катода U_c равно полному падению на всем разряде U_r за минусом напряжения на объеме плазмы – $U_s = n \cdot I_{Ar}$. Здесь I_{Ar} – потенциал ионизации прямым электронным ударом атома аргона ($I_{Ar} = 15,7$ В). Откуда:

$$U_c = U_r - n \cdot I_{Ar} . \quad (1)$$

Из (1) по экспериментально в [1] измеренному полному падению напряжения U_r и установленному полному числу страт в объеме разряда (желательно, чтобы $n \sim$ или более 10) можно оценить катодное падение потенциала и установить характерные зависимости катодного падения от

основных параметров разряда (например, полного падения напряжения U_T и плотности частиц газа N).

Экспериментальная установка. Исследуемый в [1] разряд наблюдался между алюминиевыми электродами длиной 40 см, установленными в разрядной камере на расстоянии 0,6 см друг от друга. Катод имел цилиндрическую форму диаметром 1 см с прорезом вдоль него шириной 0,2 см и глубиной 0,6 см (рис. 1). Анод в [1] изготовлен из плоской пластины шириной 2 см и толщиной 0,5 см. Измерение тока разряда и напряжения на разрядном промежутке измерялись с помощью омического шунта и калиброванного делителя напряжения. В качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), подключенный к персональному компьютеру, и осциллограф Tektronix TD 3032В. Пространственно-временные распределения оптического излучения разряда регистрировались с помощью ПЗС-матрицы и ФЭУ, подключенных к компьютеру. В [1] были выполнены экспериментальные исследования электрических характеристик и пространственной динамики оптического излучения разряда в зависимости от амплитуды напряжения на электродах U_T и давления газа N в камере. Все измерения проводились в режиме непрерывного потока через камеру рабочего газа (аргон). Смена газа происходила за время $< 10^{-2}$ с. Характерное пространственное распределение оптического излучения изучалось в открытом разрядном промежутке (рис. 1,а) и в промежутке, ограниченном диэлектрическими вкладышами (рис. 1,б).

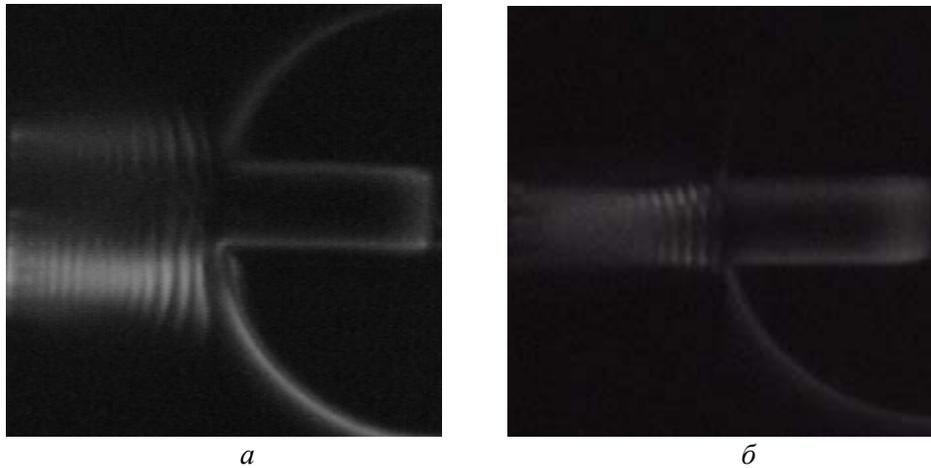


Рис. 1. Открытый (а) и ограниченный (б) разряды [1]

Анализ экспериментальных результатов. Из табл. 1 и 2 (построенных в данной работе на основании данных [1]) видно, что средний по разрядному промежутку параметр $(E/N)_p$ изменяется от 80 до 100 Тд для открытого разряда и от 103 до 167 Тд – для разряда, ограниченного специальными диэлектрическими вставками. Все зависимости от параметров в открытом и ограниченном разрядах качественно повторяются. Доля, приходящаяся на катодное падение в открытом разряде, почти в два раза уменьшается с ростом давления от $\zeta = U_c/U_T = 0,69$ до 0,38 и слабо увеличивается с увеличением полного напряжения между электродами. Аналогично для ограниченного разряда доля катодного падения ζ падает с $U_c/U_T = 0,67$ до 0,48 с изменением давления нейтрального газа в два раза.

Как известно [3], при аномальном разряде практически все напряжение приходится на катодную область. Согласно расчетам, приведенным в табл. 1 и 2, наносекундный разряд в [1] является промежуточным между аномальным и нормальным разрядами. Итак (см. табл. 1 и 2), впервые получены зависимости катодного падения U_c для наносекундных аномальных разрядов:

$$U_c = \xi(N, E/N) \cdot U_T. \quad (2)$$

Следует отметить, что предложенная методика определения катодного падения напряжения по плотности количества страт в наносекундных разрядах с полыми катодами, в рамках одномерной модели, с плоскостной симметрией ограничивает величину катодного падения сверху, так как в модели предполагается малым размер области падения напряжения на светящейся части страты. Учет характерного размера светящейся области приведет к уменьшению катодного падения и соответственно к уменьшению параметра ξ .

Таблица 1. Параметры открытого разряда в аргоне, рассчитанные согласно [1]

U_r , В	$N, 10^{22}$ м ⁻³	n	U_p , В	$U_c=U_r-U_p$, U_c/U_r	$(E/N)_p$, Тд	$J, 10^3$ А/м ²	$l_A, 10^{-4}$ м	$n_e, 10^{17}$ м ⁻³	$r_1, 10^{-3}$ м	τ , 10^{-9} с
380	33,0	10	157	223 0,58	79	7,1	6,0	7,7	4,3	100
680	33,0	13	205	475 0,69	103	25,0	4,6	21	3,0	60
490	49,5	15	236	254 0,51	79,3	42,0	4,0	45	2,8	100
660	49,5	19	298	362 0,54	100	22,5	3,2	20	2,0	70
680	66,0	22	345	335 0,49	87,1	16,3	2,7	16	1,8	35
700	75,9	24	377	323 0,46	82,7	18,5	2,5	19	1,8	40
770	82,5	30	471	299 0,38	95,1	20,8	2,0	19	1,2	50

Таблица 2. Параметры ограниченного разряда в аргоне, рассчитанные согласно [1]

U_r , В	$N, 10^{22}$ м ⁻³	n	U_p , В	$U_c=U_r-U_p$, В $\zeta = U_c/U_r$	$(E/N)_p$, Тд	$J, 10^3$ А/м ²	$l_A, 10^{-4}$ м	$n_e, 10^{18}$ м ⁻³	$r_1, 10^{-3}$ м	τ , 10^{-9} с
720	33,0	16	251	469 0,65	127	47,5	3,7	3,3	1,5	20
1000	33,0	21	330	670 0,67	167	206	2,9	11,4	1,3	10
800	49,5	24	377	423 0,52	127	62,5	2,5	4,4	1,0	20
1200	49,5	30	471	729 0,6	159	275	2,0	15,8	0,9	7
700	66,0	26	408	292 0,41	103	51	2,3	4,3	1,5	50
1000	66,0	33	518	482 0,48	131	225	1,8	15,4	0,76	20

Аналитические расчеты ионизационно-дрейфовых структур (3D-страт). В этом разделе аналитически моделируется обнаруженная в [1] структуризация наносекундного разряда с полым катодом (страты) в аргоне. Доказывается, что страты в наносекундных разрядах обусловлены дрейфом электронов и прямой ионизацией электронным ударом и поэтому являются **ионизационно-дрейфовыми волнами** (рис. 1). Как отмечалось в [1], разряд происходил между цилиндрическим катодом с прорезом вдоль него шириной 0,2 см и глубиной 0,6 см, установленным на расстоянии 0,6 см от анода (см. рис. 1). Измерения проводились в режиме непрерывного потока аргона через камеру.

Параметры страт в зависимости от амплитуды напряжения на электродах U_r и давления газа N в камере приведены в таблицах: 1 – для случая свободного разряда (рис. 1,а) и 2 – разряда, ограниченного диэлектрическими вкладышами (рис. 1,б). Здесь n – число страт в объеме разрядного промежутка, l_A – экспериментально в [1] обнаруженное расстояние между стратами (рис. 1). При моделировании предполагалось, что на одной страте происходит падение напряжения, равное (не менее) потенциалу ионизации атома аргона, – 15,7 эВ. Как отмечалось, средние значения $(E/N)_p$ в разрядном промежутке рассчитаны в предположении однородности разряда, то есть $(E/N)_p = (E_x/N)$. Согласно табл. 1 и 2, средний по промежутку параметр $(E/N)_p$ изменяется при изменении параметров (давления газа N и напряжения на межэлектродном промежутке U_r) в случае свободного разряда от 80 до 100 Тд, а в случае ограниченного разряда – от 103 до 167 Тд. В наносекундном разряде аргона при давлениях порядка 20 торр с такими параметрами $(E/N)_p$ внутренние поля определяются только ионизацией прямым электронным ударом и дрейфовым переносом электронов в электрическом поле, формируемом объемным зарядом ионов, то есть наблюдаемые в [1] страты являются **ионизационно-дрейфовыми волнами**, а не диффузионно-ионизационными,

как ошибочно полагается в [5] и других работах по исследованию страт, восходящих к работам Клярфельда и Ленгмюра.

Аналитическая модель ионизационно-дрейфовых 3D-страт. Доказывается на базе экспериментов [1], что светящиеся области страт в наносекундном разряде в аргоне заряжены положительно. В положительно заряженных слоях параметр E/N по теореме Гаусса достигает максимального значения на периферии заряженной структуры (рис. 2, для однородно заряженного прямоугольника: $E_{x,y,z} = \rho l_{x,y,z}/2\epsilon_0$). Поэтому максимального значения частота ионизации газа ν_i (экспоненциально зависящая от E/N) достигает на периферии заряженной светящейся структуры (рис. 2, черные прямоугольники). Наличие продольных (E_x) и поперечных (E_y , E_z или E_r) электрических полей в области положительно заряженных конечномерных 3D-структур в плазме с током приводит к кумуляции потоков электронов из области с повышенной частотой ионизации и формированию фокусов (т. L_1 , рис. 2) между положительно заряженными слоями. В т. L_1 концентрация плазмы, из-за кумуляции электронов, определяется периферийной ионизацией газа, а не средним значением параметра $(E_x/N)_p$. Точки фокусов за заряженными структурами являются аналогами точек либрации (кумуляции) в задаче Эйлера и Лагранжа [4]. В заряженных светящихся стратах соотношение продольных размеров l_x и поперечных l_r равно отношению продольных и дрейфовых скоростей электронов, фокусирующихся к L_1 , то есть $E_x/E_r \approx l_x/l_r$. Зная из визуальных наблюдений l_x/l_r и E_x из эксперимента, оценим E_r и частоту периферийной ионизации, определяемую $|E_x + E_r|/N \approx E_r/N$ (рис. 2): l_r/l_x для открытого разряда (рис. 1,а) порядка $9 \div 10$, а для ограниченного l_r/l_x – не более $5 \div 6$ (рис. 1,б).

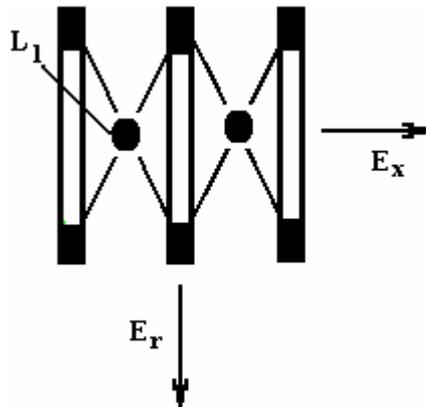


Рис. 2. Схема кумуляции потоков электронов в области положительно заряженных 3D-структур – страт [4]. Черными прямоугольниками отмечены периферийные области повышенной ионизации частиц газа. Фокусы L_1 являются аналогами точек либрации (кумуляции) Лагранжа, открытых Эйлером в 1769 г.

В случае сферической или цилиндрической симметрии дивергенция потока, например электронов,

$$\operatorname{div} J = d(J)/dr + kJ/r, \quad (3)$$

где $k = 2$ или 1 соответственно. Член kJ/r , обусловленный кумуляцией потока, может обеспечивать заметный вклад в баланс источников и стоков частиц в фокусирующемся потоке J (рис. 2) в точке фокуса [4]. Из сравнения членов, определяющих рождение частиц в потоке ($Q = n_e \nu_i$), с членом kJ/r , ответственным за процессы фокусировки (кумуляции), можно оценить размер фокуса самофокусировки дрейфового потока электронов (рис. 2) [4]: $r_F \approx kJ/Q$. Для наносекундного разряда:

$$r_F = kV_e/\nu_i = k/\alpha_i. \quad (4)$$

Здесь V_e – дрейфовая скорость электронов, ν_i – частота прямой ионизации электронным ударом, α_i – первый коэффициент Таунсенда, n_e – концентрация электронов. Зависимость α_i/N для аргона возьмем из [6]. Если пренебречь размерами светящейся области по сравнению с областью кумуляции, то должно выполняться следующее соотношение: $2r_F \approx l_A$. Расчетные значения для $r_F = r_1$ (при $k = 1$ и $\alpha_i(E_x/N)_p$), то есть без учета периферийной ионизации, приведены в табл. 1 и 2. Из табл. 1 видно, что без учета периферийной ионизации расчетные значения фокусов $2r_1$ почти в 10 – 16 раз превышают продольные размеры реальных страт l_A , наблюдаемых в открытых разрядах

[1]. Это расхождение можно объяснить только 3D-эффектом, связанным с **периферийной ионизацией в заряженных положительным зарядом** светящихся 3D-слоях с конечными размерами.

Электроны, рожденные на периферии в области существенных поперечных электрических полей, фокусируются этими полями к центру плазменной линзы или её фокусу (рис. 2) и в десятки раз увеличивают эффективную ионизацию частиц газа в области разряда. Если для оценки фокусного расстояния такой 3D-плазменной линзы r_F , в условиях узких (широких) страт, в качестве основного параметра взять E_r/N со значением $E_r = (l_r/l_x) \cdot E_x$ в десять раз большим, чем E_x , то при сферической симметрии $r_F = 2V_e/v_i = 2/\alpha_i$, согласно [6], r_F уменьшится в 36 раз. Если учесть относительный объемный вклад в ионизацию периферийных областей, например коэффициентом 1/2, то можно получить характерный размер $2r_2$, совпадающий с измеренными значениями l_A для наносекундного открытого разряда в аргоне.

Действуем аналогично в случае разряда, ограниченного диэлектриком. Без учета периферийной ионизации (табл. 2) расчетные значения фокусов $2r_1$ почти 8 – 12 раз превышают продольные размеры реальных страт l_A , наблюдаемых в [1]. Если для оценки фокусного расстояния r_F такой 3D-плазменной линзы, в условиях узких и широких страт, в качестве основного параметра взять E_r/N со значением $E_r = (l_r/l_x) \cdot E_x$ в пять раз большим, чем E_x , то и в этом случае $r_F \approx 1/\alpha_i$, согласно [6], уменьшится в 10 раз. Если учесть относительный объемный вклад в ионизацию периферийных областей, например коэффициентом 1/2, то можно получить характерный размер $2r_2$, совпадающий с экспериментально измеренным l_A для случая ограниченного разряда в аргоне.

Таким образом, как в открытых, так и в ограниченных разрядах периферийная ионизация, с учетом параметра E_r/N , в десятки раз превышает ионизацию, рассчитанную в рамках 1D-модели, не учитывающей формирование конечномерных заряженных плазменных структур с периферийной ионизацией и кумуляцией потока электронов в фокусе L_1 . Из аналитического 3D-моделирования следует, что возможны два типа страт (и катодных пятен). К первому типу можно отнести структуры с $l_r/l_x \approx 1$ (регулярные структуры, сформированные из эллиптических структур, – *линейный плазменный полимер*), а ко второму $l_r/l_x \gg 1$ (узкие страты – регулярные структуры, сформированные из плоскостных резко неоднородных узких заряженных слоев, – *плоскостной плазменный полимер*).

Заключение. Впервые по количеству страт ($n \sim 10$) в объеме разряда оценено катодное падение потенциала в наносекундных разрядах. Установлено, что относительная доля КП в наносекундных разрядах в [1] ζ является функцией давления и напряжения на разряде. Величина $\zeta(N(E/N)_p)$ падает обратно пропорционально давлению газа от 0,69 до 0,38 и слабо растет с увеличением полного напряжения на межэлектродном промежутке, что соответствует классическим исследованиям аномальных разрядов [3]. В соответствии с проведенными оценками определены эффективные средние значения параметра E/N в объеме плазмы в экспериментах в [1]. Эти значения для открытого разряда изменяются от 80 до 100 Тд, а для ограниченного разряда – от 100 до 170 Тд (табл. 1 и 2). Увеличение напряжения на разряде и уменьшение давления газа приводят к усилению аномальности наносекундного разряда.

В работе автора развеян миф о нейтральности плазменных структур и обсуждены 3D-явления, к которым приводит даже слабое нарушение нейтральности. Доказано, что страты в наносекундных разрядах обусловлены процессом прямой ионизации электронным ударом атомов аргона, дрейфовым сносом электронов и формированием неоднородных положительно заряженных плазменных светящихся 3D-структур, фокусирующих в фокусы (т. L_1) электроны, рождаемые на периферии положительно заряженных структур. Из-за локализации на периферии наибольшей напряженности электрического поля (поперечной полному току) периферийная ионизация в десятки раз превосходит частоту ионизации в центре заряженных структур. Доказано, что страты в наносекундных разрядах являются **ионизационно-дрейфовыми волнами с объёмным зарядом**, характерные продольные размеры которых отлично описываются первым коэффициентом Таунсенда (см. (4)). Согласно (4), характерный размер страты обратно пропорционален давлению газа и параметру E/N , что согласуется с экспериментами [1] (см. табл. 1 и 2). В одномерных 1D(x)-моделях, не ограниченных по y и z , с плоскостной симметрией, восходящих к работам Ленгмюра и Клярфельда, совершены ошибки, обусловленные не учетом реальных размеров **заряженных страт** и формированием фокусов (т. L_1). Эти ошибки обусловлены не учетом характерных размеров **заряженных структур**, повторяются во всех работах, в том числе и в [5], посвященных описанию газоразрядных страт, как **нейтральных ионизационно-диффузионных** волн, так и страт в эффекте Ганна в полупроводниках. В одномерных моделях, восходящих к одномерной мо-

дели Ленгмюра, фокусное расстояние плазменных линз становится равным бесконечности и кумулятивные явления (т. L_1) исчезают, что приводит к ошибкам в расчетах периодов колебаний в структурах в газоразрядной плазме и в эффекте Ганна в полупроводниках.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», проект 2010-1.1-124-014-006.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В. Особенности пространственно-временного формирования наносекундного разряда со щелевым катодом в аргоне. *Материалы V Всероссийской конференции ФЭ-2008 (26–30 октября 2008 г.). Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2008. С. 77–81.*
2. Леб Л. *Основные процессы электрических разрядов в газах.* М.: Госиздат, 1950. 672 с.
3. Грановский В.А. *Электрический ток в газе. Установившийся ток.* М.: Наука, 1971. 543 с.
4. Высикайло Ф.И. Точки, линии и поверхности либрации (кумуляции) Высикайло-Эйлера в неоднородных структурах в плазме с током. *37-я Межд. конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 8–12 февраля 2010, с. 311.*
5. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. *Физика тлеющего разряда: Учебное пособие.* СПб.: Издательство «Лань», 2010. 512 с.
6. Yanguas-Gil A., Cotrino J., Alves L. An update of argon inelastic cross sections for plasma discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005, **38**, 1588–1598.

Поступила 02.09.10

Summary

In the nanosecond discharges with a glottis (slot) cathode in the argon plasma to monitor the total number of stratum's in the discharge gap – $n \sim 10$ estimated values of cathode fall (CF) and investigated CF from the discharge parameters. **3D-stratum's** of nanosecond discharge with glottis cathode in argon (discovered in experiments) was modeled analytically by author. We prove that the stratum's in the nanosecond discharges appear due to the drift of electrons and the direct electron impact ionization and are therefore the **ionization-drift** waves. Drift of electrons leads to: the formation of positively charged layers of space charge, a significant increase the role of the peripheral ionization and cumulation of electrons in the plasma focus – L_1 . The plasma focus L_1 similar to the Lagrange libration points – L_1 , opened in 1769 by Euler.
