

УДК 537.52;533.951;533.951. 7/.8

РАЗРУШЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ, В СИНЕРГЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

© 2023 г. П. Ф. Курбатов*

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: ion@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 06.05.2022 г.

Принята к публикации 07.06.2022 г.

Показано, что появление турбулентности в газовом разряде, возбуждаемом постоянным током, и появление критической длины в первоначально стратифицированной плазме разряда связаны с разрушением пространственной когерентности локальных плазменных состояний. Поведение данной плазменной системы можно понять, используя диффузионно-реакционный механизм размножения электронов, описывающий ионизационно-рекомбинационное равновесие, и современные представления об амбиполярной диффузии.

DOI: 10.31857/S0040364423020114

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические модели как аналитические, так и численные, играют всевозрастающую важную роль в предсказании комплексного поведения вещества, в том числе плазмы, и в обеспечении научного понимания происходящих в ней физических процессов. Модель состояний газоразрядной плазмы, используемая Дж. Кнорром [1], и введенный им обобщенный потенциал очень хорошо описывают скачки и гистерезисные явления в газовом разряде. Он допустил, что физическая система (как плазма газового разряда) описывается потенциальной функцией от некоторого параметра порядка. Причем в стационарном состоянии данная система может иметь два различных минимума этой функции.

Естественно, появляются следующие вопросы: как возникает самоорганизация в такой плазменной системе? Как обосновать возникновение такого потенциала в физике? В работах [2–8] этот потенциал называется ионизационным, по своим свойствам (при более внимательном рассмотрении) он близок к термодинамическим потенциалам в термодинамике и статистической физике. Какие физические процессы связаны с ним в газовом разряде? Можно ли с помощью этих понятий описать другие свойства плазмы? Можно ли систематизировать имеющиеся экспериментальные данные по газовым разрядам как единое целое с общих позиций? Ответы на эти вопросы отсутствовали.

Отметим, что имеющиеся в настоящее время теоретические описания состояний газоразрядной

плазмы положительного столба, кроме упомянутого синергетического описания [2–8], не содержат ответы на поставленные выше вопросы. И в классических монографиях и статьях о них нет упоминания [9–19]. В известных цитируемых выше монографиях и обзорах приводятся и анализируются многочисленные экспериментальные данные, приводятся формулы и делаются попытки понять и объединить их. Однако в большинстве случаев газовый разряд рассматривается как совокупность, по сути, разрозненных экспериментальных фактов, а не как единый, целостный плазменный организм.

В работе [20] сообщается, что плазменный шум на частотах, характерных для страт, начиная с определенной длины положительного столба l_c , появляется при полном отсутствии магнитного поля. При этом первая часть длины столба $l < l_c$ находилась в стратифицированном состоянии, тогда как вторая часть длины столба $l > l_c$ генерировала шум на частотах, характерных для страт.

Цель настоящей работы — объяснить физические причины, приводящие к возникновению турбулентности в стратифицированном разряде, возбуждаемом постоянным током [20]. Данная работа является продолжением поиска ответа на нерешенные проблемы [20–22] в рамках модели, обсуждаемой в [4], для понимания общей концепции состояний плазмы и явлений, протекающих в газовых разрядах постоянного тока. Эти задачи представляют интерес для многих исследователей. Стратифицированные разряды являются достаточно активным полем исследований [23, 24] и в настоящее время.

БАЗИСНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ СОВРЕМЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Как известно [2, 4, 8], страта представляет собой связанную бистабильную динамическую структуру, состоящую из предшествующей фазы разряда (тлеющий разряд) и новой, возникающей (или последующей) фазы разряда (дуговой разряд). Таким образом, положительный столб плазмы является чередующейся последовательностью коротких светящихся областей с высокой степенью ионизации газа (дуговой разряд или дуговая мода) и длинных темных областей с низкой степенью ионизации (тлеющий разряд или тлеющая мода) в системе координат, движущейся с гребнем страты. Светимость дуговой моды больше, чем светимость тлеющей. Это обстоятельство дает наблюдаемый в эксперименте стратифицированный плазменный поток.

Плазменная когерентность или пространственная связанность соответствуют пространственной синхронизации локально-пространственных промежуточных состояний, которая в свою очередь обусловлена амбиполярной диффузией и генерацией электронов. Последние факторы определяют условия возникновения и свойства страт. В когерентном состоянии, характерном для обычных страт, газоразрядная плазма ведет себя как единый плазменный организм: все локально-пространственные состояния фазированы. Каждое такое состояние находится в “жесткой” связи с другими, осуществляемой через ионное “ядро” посредством амбиполярной диффузии. Иными словами, любое локальное состояние плазмы однозначно зависит от ближайшего локального состояния (условно) “слева и справа” и от общих граничных условий. Если длина газоразрядной трубки становится больше или сравнима с неким корреляционным радиусом, зависящим от коэффициента размножения, то эти когерентные свойства нарушаются. Естественно, если длина больше этого корреляционного радиуса, то газоразрядная плазма начинает шуметь (как показано на рис. 1).

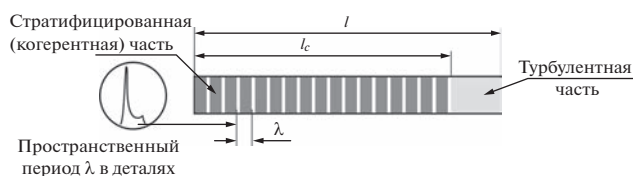


Рис. 1. Появление когерентных и турбулентных потоков и критических длин в стратифицированной плазме, возбуждаемой постоянным током: l — длина положительного столба (газоразрядного промежутка без катодной и анодной областей), l_c — длина его стратифицированной (когерентной) части, остальная его часть ($l > l_c$) находится в турбулентном состоянии, λ — период когерентной структуры (страты).

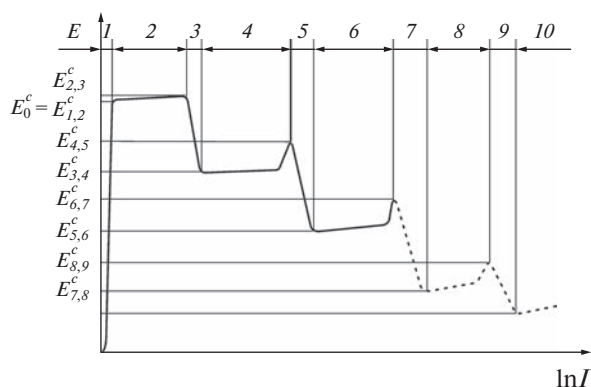


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика [5].

Поскольку плазма представляет собой физическую систему с бесконечным числом степеней свободы, то при определенных условиях локально пространственные состояния теряют связь с другими подобными состояниями, находящимися далеко друг от друга. Видимость плазменного потока или резкость страты зануляется, и этот поток воспринимается внешним наблюдателем почти однородным. Реальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) на рис. 2 непосредственно связана с плазменными реакциями, происходящими в разряде, которые в свою очередь сами зависят от внутреннего самосогласованного электрического поля. Здесь интервал 1 и интервалы с четной нумерацией, например 2, 4 и 6, относятся к пространственно однородным модам газового разряда. Интервал 1 соответствует несамостоятельному или “хаотическому” разряду, а интервалы 2, 4 и 6 — самостоятельным (“коллективным”) разрядам, соответственно, темному таунсендовскому, тлеющему и дуговому). Интервал 5 между тлеющим и дуговым разрядами связан со стратифицированными разрядами. Сплошной кривой показан участок ВАХ (1–6), соответствующий реально наблюдаемым разрядам, штриховой — участок (7–10), соответствующий еще не наблюдавшемуся в эксперименте поведению ВАХ.

Физические причины появления турбулентности в стратифицированных разрядах могут быть объяснены в рамках синергетической модели с диффузионно-ионизационным механизмом размножения плазменных электронов [4]. В рассматриваемой модели для описания свойств газоразрядной плазмы используются уравнение непрерывности и уравнение баланса ионизации плазменных электронов, а также дополнительное уравнение, непосредственно связанное с уравнением Пуассона. Последнее служит для согласования самогенерируемого электрического поля с реакционно-диффузионным уравнением, отвечающим за размножение плазменных электронов в данной плазменной среде. В системе уравнений [4] ис-

пользуются все необходимые понятия, такие как диффузия, дрейф и ионизационное размножение электронов, которые являются наиболее существенными для физики газового разряда. Для понимания физических причин, приводящих к возникновению коллапса когерентных структур в таких многофазных реакционных газовых потоках, необходимо использовать только реакционно-диффузионное уравнение баланса ионизации, которое отвечает за размножение плазменных электронов. Именно это уравнение определяет пространственно-временную структуру плазменных потоков и их устойчивость.

Существует определенная, не всегда однозначная, связь между плотностью электронов и напряженностью электрического поля. Эта характеристика показывает зависимость самосогласованного поля от плотности тока j (или плотности плазменных электронов N_e). Вдали от электродов основное уравнение баланса, или реакционно-диффузионное уравнение для плотности электронов, может быть записано как [4]

$$\partial N_e(x, t) / \partial t = -\partial U(N_e, E) / \partial N_e + D(E) \partial^2 N_e / \partial x^2 + F. \quad (1)$$

Здесь

$$-\partial U(N_e, E) / \partial N_e = \mu + (\alpha - \alpha_0) N_e + \beta_1 N_e^2 + \beta_2 N_e^3 + \dots - \gamma N_e^3$$

является обобщенной силой, связанной с потенциалом $U(N_e, E)$, называемым в дальнейшем ионизационным потенциалом; F — некая флуктуирующая сила; $D(E)$ — амбиполярный коэффициент диффузии, который в дальнейшем для простоты будем полагать не зависящим от времени и электрического поля, т.е. постоянной величиной. Флуктуирующая дельта-коррелированная сила F с интенсивностью Q определяется как

$$\langle F(x, t) \rangle = 0, \langle F(x, t) F(x', t') \rangle = Q \delta(x - x') \delta(t - t'), \quad (2)$$

где δ — дельта-функция Дирака; Q — коэффициент диффузии в обобщенном пространстве, характеризующий уровень шумов в данной плазменной системе при диффузионно-ионизационном механизме размножения электронов. Коэффициенты ионизационного потенциала $U(N_e, E)$ зависят от внутреннего самосогласованного поля E и определяются в основном ступенчатой ионизацией и другими ступенчатыми плазменными реакциями [4].

Уравнение (1) можно считать типичным представителем диффузионно-реакционных уравнений, которые используются для описания проблем физики горячей плазмы [19]. Подобные уравнения Ланжевена являются основой теорий сверхпроводимости (уравнение Ландау–Гинзбурга), лазера и т.д. [25, 26]. Уравнение (1) связа-

но с локальным ионизационно-рекомбинационным равновесием при наличии амбиполярной диффузии и плазменного шума.

Относительный вклад последующих членов в уравнении (1) растет с увеличением плотности N_e . Различные плазменные реакции дают вклад в коэффициенты $\alpha, \beta_1, \beta_2, \dots$. Физический смысл данных коэффициентов (скоростей плазменных реакций) можно найти в [4]. Эти величины находятся осреднением по плазменному ансамблю, как это, например, делается при расчете скоростей реакций в химии или плазмохимии [18, 25, 27]. В конце своей статьи Л. Пекарёк [21] делает правильное программное заявление (не потерявшее своей актуальности по сей день): “Чтобы в заключение охарактеризовать состояние проблемы ионизационных волн, можно использовать сравнение: нынешнее положение подобно начальному этапу в понимании химических реакций, когда выяснены самые простые процессы, понят принцип химического соединения элементов, но детали и многообразие этих деталей еще не выявлены. Сравнение, впрочем, оказывается глубже, чем может показаться на первый взгляд: рождение и исчезновение частиц разного типа в плазме, их взаимное превращение — эти явления весьма близки к явлениям химической кинетики не только по виду уравнений, которыми они описываются, но и по самой природе. В отличие от обычных химических реакций, для которых характерны неколебательное развитие и аperiodическое затухание, ионизационные реакции в плазме могут развиваться колебательным образом, когда скорость рождения и исчезновения частиц определенного сорта то повышается, то понижается. Это поведение связано с влиянием электрического поля на скорость ионизационных реакций и придает ионизационным реакциям в плазме волновой характер”.

Если учесть, что к тому времени уже было известно о реакциях Белоусова–Жаботинского (см. ссылки в [18, 25]), в которых при однородных условиях возникали периодические пространственно-временные структуры, то данное высказывание можно считать действительно программным. Газоразрядная плазма является физической средой, в которой диффузия и реакционные плазменные процессы происходят одновременно в каждой точке пространства, занимаемого плазмой. Уравнение (1) только концептуально, но не более, его можно считать идентичным уравнениям, заявленным в работах [9–12, 18, 25, 28, 29].

Анализ уравнения (1) сильно упрощается для диффузионной моды, характеризующейся однородным в продольном направлении пространственным распределением ионизованных частиц. Подробный анализ для упомянутого случая [4] показывает, что диффузией и флуктуациями можно пренебречь в уравнении (1).

Диффузионная мода, соответствующая статическому ионизационному равновесию, определяется экстремальным значением ионизационного потенциала $U(N_e, E)$, т.е. оно может быть получено из условия

$$-\partial U(N_e, E)/\partial N_e = 0. \quad (3)$$

Это условие определяет группу решений уравнения (1) с однородным распределением ионизованных частиц в продольном направлении, и его можно использовать для получения равновесной плотности плазменных электронов в области с четной нумерацией (2, 4 и 6) на рис. 2. В данном случае амбиполярная диффузия способствует структурной стабильности пространственно однородной диффузионной моды. Отметим, что стационарные значения плотности электронов N_e для таунсендовского (темного), тлеющего и дугового разрядов можно получить из этого условия.

Рассмотрим более детально переход из самосогласованной моды тлеющего разряда в самосогласованную моду дугового разряда (интервал 5 на рис. 2), который имеет место в окрестностях критической точки $E_{4,5}^c$, связанной со стратификацией данной плазменной среды. Следует отметить также, что структурные переходы в критических точках $E_0^c = E_{1,2}^c, E_{2,3}^c, E_{3,4}^c$ являются идентичными. Стратификация плазменных состояний существует в переходной зоне $[E_{4,5}^c - E_{5,6}^c]$ между тлеющим и дуговым разрядами. Страты непосредственно связаны с проявлением неустойчивости однородного пространственного распределения газоразрядной плазмы и соответствуют не статическому ионизационному равновесию (3), а совсем другому типу равновесия — динамическому ионизационному равновесию.

Чтобы проанализировать переход от статического к динамическому типу равновесия в зоне 5 на рис. 2, необходимо учитывать влияние амбиполярной диффузии на данный процесс. К сожалению, в отличие от первого рассмотренного случая (3) характер поведения данной физической системы нельзя получить только из анализа статического потенциала $U(N_e, E)$ (условие (3)).

Взяв линейное приближение уравнения (1) с учетом диффузии и флуктуаций в окрестностях точек $E_{4,5}^c$ и $E_{5,6}^c$, при условии $\alpha_{\text{eff}} \rightarrow -0$ можно получить

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \alpha_{\text{eff}} N_e + D \frac{\partial^2 N_e}{\partial x^2} + F,$$

где α_{eff} — эффективная скорость ионизации [4, 6, 8]. При этом величина $\alpha_{\text{eff}} = \partial^2 U(N_e, E)/\partial N_e^2$ связана с локальной кривизной ионизационного потенциала $U(N_e, E)$ и изменяет свой знак в окрест-

ностях упомянутых точек. Структурный тип решений уравнения (1) и поведение локальных состояний плазмы кардинальным образом меняются при прохождении критических точек. Корреляционная функция $\langle N(x', t'), N(x, t) \rangle$ в окрестностях данных точек получается при использовании фурье-преобразования $N_e(x, t)$ и $F(x, t)$ и условия (2). Для различных пространственных точек $x \neq x'$ и $t' = t$ получаем

$$\langle N_e(x, t) N_e(x', t) \rangle = \{Q/[(|\alpha_{\text{eff}}|)/D]^{\frac{1}{2}}\} \exp\{-|x - x'|[(|\alpha_{\text{eff}}|)/D]^{\frac{1}{2}}\} \quad (4)$$

или

$$\frac{\langle N_e(x) N_e(x') \rangle}{\langle N_e(0) N_e(0) \rangle} = \exp\{-|x - x'|[(|\alpha_{\text{eff}}|)/D]^{\frac{1}{2}}\}. \quad (5)$$

Коэффициент при $|x - x'|$ в экспоненте имеет размерность обратной длины. Величину

$$l_c = [(|\alpha_{\text{eff}}|)/D]^{-\frac{1}{2}} \quad (6)$$

будем называть длиной когерентности. Здесь $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_{-+}$ является локальной кривизной ионизационного потенциала $U(N_e, E)$, рассчитанной в окрестностях критической точки E_{-+}^c . В окрестностях этой критической точки флуктуации наиболее интенсивны и могут быть оценены как

$$\langle \Delta N_e \rangle^2 \approx Q/\alpha_{-+} \quad (7)$$

и, следовательно,

$$\alpha_{-+} \approx Q/\langle \Delta N_e \rangle^2. \quad (8)$$

Согласно работам [2, 4, 8], существует некий параметр в данной плазменной системе, который характеризует глубину токовой модуляции в страте (отношение динамической части тока J к общему протекающему полному току I) и называется видностью или резкостью страты S . Эта величина является полным аналогом видности в оптике. Принимая во внимание уравнение (5) и условие $x' = 0$, получаем

$$S(x) = S(0) \exp\{-|x|[(|\alpha_{-+}|)/D]^{\frac{1}{2}}\}, \quad (9)$$

где

$$S(0) = \sqrt{\frac{J}{I}}. \quad (10)$$

Из выражения (9) следует, что видность страт стремится к нулю ($S(x) \rightarrow 0$) при условии $x \gg l_c$.

Таким образом, газоразрядная плазма теряет свою когерентность на длинах l_c и становится полностью стохастизированной, т.е. почти однородной в пространстве. Причем, в соответствии с работой [4], можно утверждать, что аналог закона сохранения “энергии”

$$\frac{D}{2} \left(\frac{\partial N_e}{\partial x} \right)^2 - U = H(E_0) = \text{const}$$

выполняется для любого локального когерентного состояния и для любого локального состояния в турбулентном режиме. Здесь значение $H(E_0)$ зависит от первоначальных условий, а именно, от среднего электрического поля на газоразрядном промежутке. Другими словами, это значение определяется по первоначальному положению плазменной системы на ВАХ ($U_0 = E_0 L$).

Из соотношений (4) и (5) следует, что l_c является типичной корреляционной длиной. Она описывает пространственные корреляции в газовом разряде и имеет тот же смысл, что и длина когерентности в оптических источниках света, в том числе в лазере. Ясно, что в рассматриваемом приближении $l_c \rightarrow \infty$ при $\alpha_{\text{эф}} \rightarrow -0$, а значение $1/2$ показателя в (5) — критический параметр. По сути, здесь используется подход, применяемый другими авторами [18, 25, 28, 29] для анализа явлений в окрестностях критических точек в различных областях физики. Таким образом, газоразрядная плазма при низких давлениях газа (порядка 100 Па) обладает когерентными свойствами. Когерентные свойства плазмы, в частности, проявляются в виде искусственных и обычных страт. Положительный столб ведет себя как единое пространственно-временное целое, как единый плазменный организм. С увеличением давления газа и наложением внешнего магнитного поля эти свойства разрушаются и страты исчезают.

Если принять во внимание формулу (7) и факт, что в окрестностях критической точки локальная кривизна ионизационного потенциала $U(N_e, E)$ проходит через ноль, то ясно, что в окрестностях $E_{4,5}^c$ и $E_{5,6}^c$ (рис. 2) влияние флуктуаций на плазменную систему очень велико. Более того, они проявляются и в дальнейшем при заходе в зону стратификации, т.е. в интервале $E_{4,5}^c - E_{5,6}^c$.

На рис. 3 из работы [4] представлены промежуточные стадии изменения локальных плазменных состояний в страте. Из этого рисунка видно, что существуют стадии (g) и (d), на которых кривизна ионизационного потенциала меняет знак и внутреннее самосогласованное электрическое поле достигает своих экстремальных (критических) значений $E = E_{\text{min,max}}^{*c}$. Эти точки соответствуют точкам поворота или перехода с одной на другую стадию и являются прямыми аналогами критических точек $E_{4,5}^c$ и $E_{5,6}^c$. Отсюда непосредственно следует, что понятие когерентности плазмы существует в данной плазменной физической системе и она объективно обладает такими свойствами. Естественно, все рассуждения и оценки относительно корреляционного размера l_c (4)–(10),

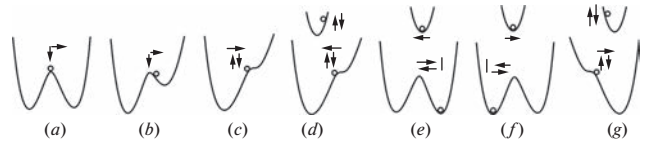


Рис. 3. Промежуточные стадии изменения локальных состояний газоразрядной плазмы в страте согласно [4].

приведенные ранее, справедливы. Таким образом, страта является бистабильной плазменной средой (стадии тлеющего и дугового разрядов), которая управляется шумом в точках поворота. Полным физическим аналогом параметра l_c является длина когерентности в оптике [26, 30]. Известно, что в экспериментах по определению длины когерентности оптического источника четкая интерференционная картина наблюдается, только если разность хода не превышает длину когерентности l_c . В противном случае интерференция полностью исчезает и наблюдаемая физическая картина соответствует шумовому источнику света.

Существуют научно обоснованные критерии появления токовых областей, в которых могут существовать страты [2, 3, 8]. Они однозначно указывают на то, что последние могут наблюдаться только на падающих участках ВАХ с нечетной нумерацией на рис. 2 и связаны с концентрационной неустойчивостью газоразрядной плазмы. В этих областях зависимость концентрации плазменных электронов от электрического поля имеет тройственный характер. В переходной области 5, в которой наблюдается конкуренция предыдущей (старой) плазменной моды (тлеющий разряд) и последующей (новой, зарождающейся) моды (дуговой разряд), параксиальный плазменный сгусток, состоящий из когерентной пространственно-временной смеси этих фаз, при распространении в продольном направлении пространственно модулируется в поперечном направлении по плотности между двумя экстремальными значениями, соответствующими каждой из упомянутых фаз [2, 4].

С потерей когерентности (при $l > l_c$) фазовые соотношения между этими двумя модами газоразрядной плазмы становятся хаотическими и наблюдается турбулентный режим, полностью соответствующий так называемой токово-конвективной неустойчивости [29] положительного столба. “Плазма хаотично” вытекает из приосевых зон в виде сгустков и рекомбинирует в объеме, внутрь “пузырьков” втекает газ. Здесь под плазмой следует понимать высокоионизованную моду дугового разряда, под пузырьком — плазму тлеющей моды с малой степенью ионизации, средний размер пульсаций соответствует поперечному размеру высокоионизованной зарождающейся новой моды (в данном случае дуги).

Отметим, что описанная физическая картина аналогична токовому переключению на границе при переходе из несамостоятельной “хаотичной” фазы разряда (участок 1 на рис. 2) в когерентную фазу самостоятельного разряда (участок 2) в окрестностях точки пробоя Таунсенда $E_0^c = E_{1,2}^c$. Эти хаотические переходы интерпретируются как усиление плазменных шумов и они четко наблюдаются в эксперименте.

Из вышеизложенного материала следует, что физическая природа формирования таких режимов в данной пространственно-временной плазменной структуре в свете новых представлений [4] имеет достаточно простое и ясное объяснение. Следует добавить, что предложенная вышеупомянутая физическая картина описания токово-конвективной неустойчивости [28, 29] при наложении внешнего магнитного поля не следует из общего теоретического рассмотрения, а ее наличие только постулируется в такой форме. Развитие методов описания генерации газового разряда [2–8], возникшее на пересечении лазерной физики и физики плазмы, и изучение физических свойств плазменных состояний позволяют с необычного ракурса взглянуть на происходящее и увидеть объединяющее начало в рассматриваемой плазменной системе. Все это приводит к глубокому современному пониманию природы реального самостоятельного разряда, способствует восприятию в нем, казалось бы, разнородных явлений (стратификация, контракция, частично контрагированные разряды и т.д.) и, естественно, позволяет упорядочить вышеупомянутые особенности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время существует два подхода для понимания сущности возникновения страт в газоразрядной плазме и описания ее свойств. Первый, который используется в данной работе и других работах автора [2–8], называется синергетической бифуркационной моделью, а второй принято называть кинетической моделью группировки (бунчировки) электронов, развиваемое Л.Д. Цендиным [31]. Второй подход, надо отметить, в отличие от первого, не является самосогласованной теорией и в нем не учитываются столкновительные процессы размножения электронов через метастабильные возбужденные состояния частиц газа, а также влияние амбиполярной диффузии на формирование страт. Как отмечено еще в ранних работах, процессы ионизации и амбиполярная диффузия являются определяющими для формирования страт и других свойств плазмы положительного столба, рассматриваемого как единый плазмо-полевой целостный организм. Основные базисные постулаты в ранних работах автора второго подхода суммированы в его обзоре [31]. Им предложен механизм группировки электронного пучка в условиях низких дав-

лений газа и слабых токов, при котором возможно появление пространственных структур, которые он отождествлял со стратами и формированием самосогласованного поля.

Подробный анализ кинетического подхода не представляет интереса для анализа распада когерентных структур типа страт, рассматриваемых в данной статье, по крайней мере, по нескольким причинам. Во-первых, точка зрения автора кинетической теории возникновения страт была изложена в его недавнем обзоре и в нем нет упоминания, что возникающая структура обладает когерентными свойствами и может быть разрушена при определенных условиях, например при увеличении длины разрядного промежутка, наложении внешнего магнитного поля или росте давления. Во-вторых, современная синергетическая модель может быть применена для объяснения природы страт в диапазоне давлений газа от 100 до 10000 Па, тогда как кинетическая модель, связанная с группировкой электронного пучка, — при давлениях значительно меньших 10 Па. Судя по описанию группировки электронного пучка [31], предложенный механизм формирования страт может быть использован в условиях, когда процессы рождения и уничтожения заряженных частиц, а также амбиполярная диффузия не учитываются. Причем вопросы формирования скачков тока и их связь со стратами, а также рассмотрение и понимание однородных и неоднородных состояний в пространстве и их взаимосвязь между собой и другими явлениями в газовом разряде с единой точки зрения, как это сделано в работах [3–9], выходят за рамки теории группировки пучка электронов. В-третьих, рассматриваемые подходы, как подчеркивалось в работе [8], несовместимы и не пересекаются, поскольку имеют разные основания базисных положений предполагаемых теорий с точки зрения природы страт и абсолютно разные возможности с точки зрения понимания явлений и физических состояний газоразрядной плазмы в указанных выше областях применения. В положительном столбе газового разряда в диапазоне от 100 до 10000 Па, где наблюдаются “классические страты” [20–22], определяющим фактором является “стохастический рой” плазменных электронов, состоящий из постоянно рождающихся и исчезающих электронов (локальная самосогласованная теория), а не электронный пучок, как это полагается в работах, упоминающихся в обзоре [31] (нелокальная не самосогласованная теория). Скорость “дрейфа” этого роя на два порядка меньше “средней” скорости электронов, поэтому кинетической энергии из-за “дрейфа” плазменных электронов не хватает, чтобы возбудить нейтральный газ. За время жизни “плазменного электрона” от момента его рождения в столкновительных плазменных реакциях до его исчезновения в реакциях рекомбинации он не успевает

набрать кинетическую энергию, необходимую для образования так называемой “лестницы Цендина”.

Таким образом, современные нестандартные представления о физике газоразрядной плазмы, возбуждаемой постоянным током, с использованием диффузионно-ионизационного механизма размножения плазменных электронов способствуют целостному восприятию данной физической системы и показывают, что разрушение пространственной когерентности страт связано с наличием критических точек поворота в стадиях обогащения и обеднения плазменных электронов в пространстве и накоплением влияния плазменного шума в разряде.

Автор благодарен профессору Л. Пекареку за предоставленную информацию [20] о состояниях газоразрядной плазмы (без наличия магнитного поля!), когда при увеличении длины положительного столба, начиная с некоторой критической длины, стратифицированные когерентные состояния в данной физической системе теряют свою когерентность и полностью стохастизируются.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект 121033100059-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Knorr G.* Hysteresis Phenomena in Plasmas and Catastrophe Theory // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1984. V. 26. № 7. P. 949.
2. *Курбатов П.Ф.* Современный взгляд на физику газового разряда. Препринт 3-2001. Новосибирск: Ин-т лазерной физики СО РАН, 2001. 105 с.
3. *Kurbatov P.F.* Plasma Generation in the Low-pressure Gas D.C. Discharge with a Simple Example of the Noble Gas System // *Probl. At. Sci. Technol., Ser.: Plasma Phys.* 2007. V. 13. P. 157.
4. *Kurbatov P.F.* The Positive-column Plasma in Low-pressure Noble Gas D.C. Discharge as an Integral Plasma-field System // *AIP Adv.* 2011. V. 1. 022115.
5. *Kurbatov P.F.* A New View Point on the Ambipolar Diffusion Schottky Theory // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20. 043503.
6. *Kurbatov P.F.* The Physical Nature of the Phenomenon of Positive Column Plasma Constriction in Low Pressure Noble Gas Direct Current Discharges // *Phys. Plasmas*. 2014. V. 21. 023508.
7. *Kurbatov P.F.* Why and under which Conditions Can Running and Standing Ionization-Diffusion Shock Waves Appear in the Direct Current Gas Discharge Plasma? // *Phys. Fluids*. 2019. V. 31. 024105.
8. *Kurbatov P.F.* A Modern Perspective on Flow Instability and Shockwave Phenomena in Reacting Gas Multiphase System Excited by Direct Current // *Phys. Fluids*. 2019. V. 31. 114106.
9. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток / Под ред. Сена Л.А., Голанта В.Е. М.: Наука, 1971. 544 с.
10. *Смирнов Б.М.* Газоразрядная плазма. М.: МФТИ, 1992. 73 с.
11. *Смирнов Б.М.* Моделирование газоразрядной плазмы // *УФН*. 2009. Т. 179. № 6. С. 591.
12. *Смирнов Б.М.* Свойства газоразрядной плазмы. СПб.: Изд-во Политех. ун-та, 2010. 361 с.
13. *Смирнов Б.М.* Введение в физику плазмы. Изд. 2-е. М.: Наука, 1987. 224 с.
14. *Арцимович Л.А.* Что каждый физик должен знать о плазме. 2-е изд. М.: Атомиздат, 1977. С. 110.
15. *Ховатсон А.М.* Введение в теорию газового разряда / Пер. с англ. Иванчика И.И. М.: Атомиздат, 1980. 177 с.
16. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы.* Вводн. т. Кн. II. / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2000. 635 с.
17. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
18. *Николис Г., Пригожин И.* Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации / Пер. с англ. Пастушенко В.Ф.; Под ред. Чизмаджева Ю.А. М.: Мир, 1979. 512 с.
19. *Wilhelmsson H., Lazzaro E.* Reaction-diffusion Problems in the Physics of Hot Plasmas. Bristol—Philadelphia: Taylor & Francis Group. IOP Publ., 2000. 165 p.
20. *Pekarek L., Krasa J.* Ionization Waves in Plasmas, Physics of Ionized Gases // *Proc. of Invited Lectures Given at the 7th Yugoslav Symposium and Summer School on the Physics of Ionized Gases. Rovinj, Yugoslavia.* Sept. 16–21. 1974. P. 915.
21. *Пекарек Л.* Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме // *УФН*. 1968. Т. 94. № 3. С. 463.
22. *Недоспасов А.В.* Страты // *УФН*. 1968. Т. 94. № 3. С. 439.
23. *Levko D.* Electron Kinetics in Standing and Moving Striations in Argon Gas // *Phys. Plasmas*. 2021. V. 28. 013506.
24. *Doeuf J.P.* Ionization Waves (Striations) in a Low-current Plasma Column Revisited with Kinetic and Fluid Models // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. 022105.
25. *Хакен Г.* Синергетика / Пер. с англ. Емельянова В.И.; Под ред. Климонтовича Ю.Л., Осовца С.М. М.: Мир, 1980. 404 с.
26. *Лэкс М.* Флуктуации и когерентные явления. М.: Мир, 1974. 299 с.
27. *Лебедев Ю.А.* Общие вопросы химии плазмы. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы.* Вводн. т. Кн. III. / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2000. С. 286.
28. *Krommes J.A.* A Tutorial Introduction to the Statistical Theory of Turbulent Plasmas, a Half-century after Kadomtsev's Plasma Turbulence and the Resonance-broadening Theory of Dupree and Weinstock // *J. Plasma Phys.* 2015. V. 81 № 6. 205810601.
29. *Недоспасов А.В.* Токово-конвективная неустойчивость газоразрядной плазмы // *УФН*. 1975. Т. 116. № 4. С. 643.
30. *Born M.V., Wolf E.* Principles of Optics. Oxford—London—Edinburgh—N.Y.—Paris—Frankfurt: Pergamon Press, 1959. 852 p.
31. *Цендин Л.Д.* Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме // *УФН*. 2010. Т. 180. № 2. С. 139.