

# КУМУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУРАХ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ф. И. Высикайло\*

Государственный научный центр Российской Федерации  
Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований  
142190, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 5 августа 2003 г.

Смоделирован процесс кумуляции параметров динамического порядка ( $E/N$ ,  $n_e/N$ ) в диссипативных структурах в газоразрядной плазме (в рамках модели амбиполярный дрейф и ионизация). Модель может быть применима для объяснения начала процессов кумуляции электрической энергии (при  $E^2/8\pi \gg H^2/8\pi$ ) на периферии электрических дуг, четочных, шаровых и линейных молний, катодных пятен и других сферических, цилиндрических, конических и плоскостных плазменных диссипативных структур — плазмодов, наблюдаемых в различных до сих пор «загадочных» явлениях и экспериментах в неравновесной газоразрядной плазме. Показывается, что в отличие от регулярных диссипативных структур Тьюринга (1952 г.), нелинейные профили параметров динамического порядка в кумулятивно-диссипативных структурах (Высикайло, 1996 г.) описываются не процессами диффузии, а конвективными процессами амбиполярного дрейфа, фокусирующего плотность электрического поля ( $E^2/8\pi$ ).

PACS: 51.50.+v, 52.25.-b, 92.60.Mt

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время интенсивно изучаются способы достижения и продолжительного удержания во времени экстремальных состояний вещества. В практике знания о таких состояниях используются для создания новых технологий, новых материалов и т. д. Исследования кулоновских кумуляторов (диссипативных плазменных структур, в которых происходит кумуляция энергии, массы и электрического поля в заряженных, фокусирующихся потоках вещества) как наиболее мощных притягателей (аттракторов) в плане фокусирующих электрических сил при  $E^2/8\pi \gg H^2/8\pi$  являются весьма актуальными.

Роль процессов кумуляции является, по-видимому, определяющей в процессах переноса энергии и массы через границу различных сред (различающихся фазовым и прочими состояниями). Поэтому и возникают на границах металл–газ, металл–жидкость и т. д. катодные и анодные пятна.

В диссипативных структурах, самоформирующихся на границах раздела разнородных сред, возникают соответствующие кумулятивные процессы, формирующие особую геометрию переходных слоев. Эти слои фокусируют энергомассовые потоки. Такая структурная (анизотропная) активация сред сближает характеристики (параметры динамического порядка). В этом и заключается цель формирования в среде кумулятивно-диссипативных структур — плазменных приэлектродных пятен. Плазменные динамические структуры — катодные пятна, молнии и дуги — являются плазмо-динамическими аналогами гидро- и газодинамических регулярных систем: смерча, торнадо, циклона, водостока, водоворота и т. д. (см. рис. 1–3).

Без катодного пятна проводимость среды ничтожно мала (плотности тока  $\sim 10^{-10}$  А · см<sup>-2</sup>), а в пятне плотность максимального тока может достигать  $10^8$  А · см<sup>-2</sup> [1]. Коэффициент кумуляции ( $\lambda$ ) плотности тока ( $j$ ) в пятне по отношению к не активизированной и не структурированной среде достигает  $\lambda_j = j/j_0 = 10^{18}$ . В результате каких процессов происходит такая кумуляция? Казалось,

\*E-mail: filvys@rambler.ru, filvys@triniti.ru

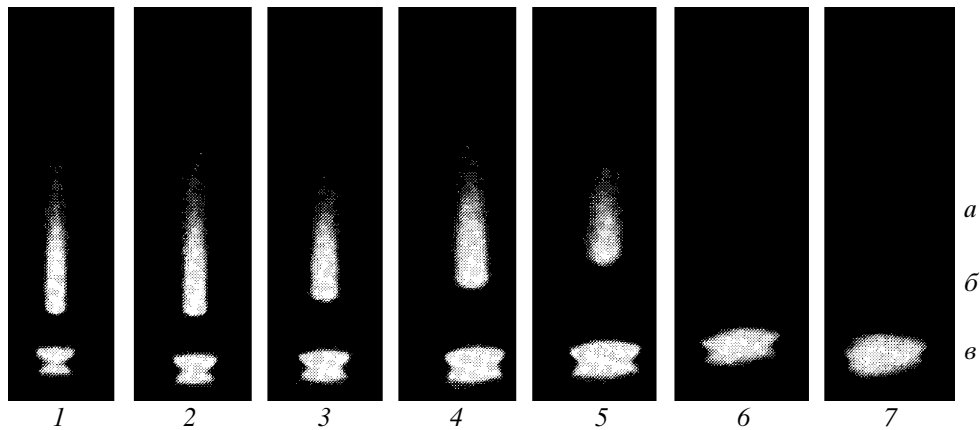


Рис. 1. Зависимость ширины цилиндрического самофокусирующегося разряда с ростом (слева направо) тока (*a* — положительный столб, *b* — фарадеево темное пространство, *v* — прикатодное свечение и его отражение в зеркально-полированном медном катоде)

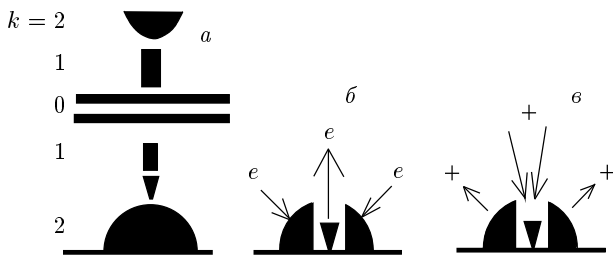


Рис. 2. Катодные пятна. *a* — Пример возможной компоновки структурированных плазмоидов с различной симметрией ( $k = 0$  — плоскостная, 1 — цилиндрическая, 2 — сферическая). *b* — Стрелками показаны направления кумуляции потоков электронов и приведенного электрического поля, объясняющие возникновение обратного движения катодного пятна в поперечном магнитном поле как результат кумуляции и формирования кумулятивной струи электронов, ответственной за фарадеево темное пространство. Электроны появляются в объеме в области пятна, например, из-за УФ предионизации примесей. *v* — Соответствующая схема кумуляции в катодное пятно ионных потоков

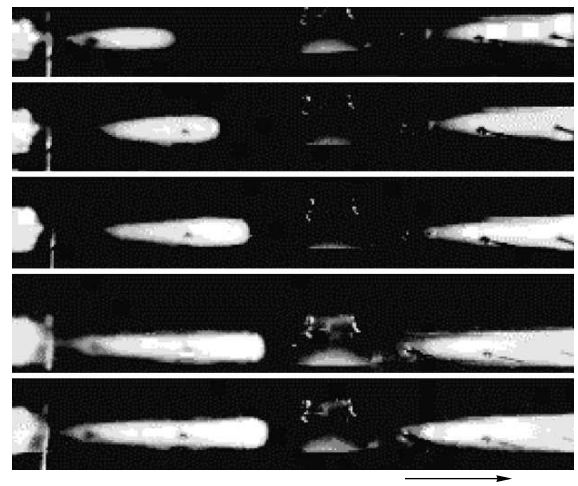


Рис. 3. Разряд в трубке в зависимости от тока разряда. Из сравнения фотографий видно, как меняется ширина скачка с увеличением тока (сверху вниз) [15, 16]. Стрелкой отмечена область самоформирования конического разряда. Скорость прокачки газа направлена в обратном стрелке направлении и составляла  $U = 50$  м/с

это явление позволяет укрепить признание важнейшей роли микровзрывов участков катода — взрывной эмиссии электронов [1]. Причиной микровзрывов по теории эктонов (порций электронов из катодных пятен) считается джоулевский разогрев микроострий — неоднородностей катода. Но почему возникает катодное пятно с нормальной плотностью тока даже на зеркально полированном электроде (см. рис. 1 из [2])? Видимо, явление не сводится

только к геометрии острия и джоулевскому разогреву. Джоулевский разогрев и взрыв участка катода, скорее, являются следствием кумуляции плотности тока, а не первопричиной. Как объяснить процессы временной и пространственной порционности во всех плазменных диссипативных структурах? Порционность для катодных пятен в пространстве и времени установлена экспериментально Кесаевым [3]. Загадкой для «одномерной клас-

сики» и теории эктонов остается «обратное» движение катодного пятна в поперечном магнитном поле (Штарк, 1903 г.) [1]. Это явление, открытое Штарком, явно доказало, что в плазме катодного пятна имеются электроны,двигающиеся не только к положительному, но и к отрицательному электроду — катоду. (И именно они определяют движение всего катодного пятна как целостной плазменной диссипативной структуры — плазмоида, а не кумулятивная струя — пучок высокоэнергетичных электронов, направленный к аноду). Загадками остаются близкая к сферической геометрия катодного пятна и геометрия фарадеева пространства, совпадающая с геометрией песочных часов или классического сопла Лаваля (см. рис. 1, 3).

Кумуляция электрического поля и соответствующая фокусировка энергомассовых потоков в плазменных диссипативных структурах, в том числе и в катодных пятнах, не исследованы должным образом. Согласно предположениям, высказанным автором в работе [4], все диссипативные структуры кумулируют энергомассовые потоки, формируя в себе области фокусировки или притяжения (аттракторы или притягатели). В этих протяженных кумуляторах тип элементов фокусирующихся потоков изменяется под действием самофокусирующегося поля. В аттракторах увеличивается и перераспределяется удельная энергия, полученная от внешнего для среды силового или энергетического поля, в элементах среды возбуждаются новые степени свободы. Только затем энергомассовые потоки диссипируются в окружающую среду в новом виде. Потоки, активизированные в кумуляторах диссипативных структур, анизотропны и упорядочены.

При моделировании экспериментальных наблюдений переходные слои или фокусирующие (электрическое поле и соответствующие потоки заряженных частиц) линзы при повышенных давлениях газа и при условии  $E^2/8\pi \gg H^2/8\pi$ , где  $E$  и  $H$  — напряженности, соответственно, электрического и магнитного полей, появятся только при учете амбиполярного дрейфа. Амбиполярный дрейф, способный приводить к подобным явлениям фокусировки при повышенных давлениях газа, когда роль диффузии мала, не учитывался в моделях, рассматриваемых исследователями [5, 6].

Упорядоченные внешней силой энергомассовые потоки в структуры Пригожин в 1970-х годах назвал диссипативными структурами. В настоящее время мы знаем великолепные примеры химических диссипативных структур, нарушающих пространственную симметрию. Они называются «струк-

турами Тьюринга» в память об Алане Тьюринге, который первым выдвинул в 1952 г. гипотезу о том, что взаимодействие между нелинейными химическими реакциями и диффузией может приводить к образованию упорядоченных пространственных структур, различающихся различными концентрациями реагентов [7]. Численное моделирование, проводимое на основе брюсселятора — очень простой модели химических реакций, удовлетворяющей всем требованиям, необходимым для возникновения диссипативных структур, — позволяет проследить переход от пространственно-однородной системы к пространственно-структурированным состояниям, по мере того как система удаляется от термодинамического равновесия, и появление последовательно сменяющих друг друга различных геометрических структур, каждая из которых обладает вполне определенной областью динамической устойчивости и пространственной симметрии.

Катодные пятна, так же как и структуры Тьюринга, могут организовывать регулярные структуры [3, 8]. В регулярных диссипативных системах катодных пятен элементы из диссипативных структур (отдельных пятен) располагаются на равных или нелинейно упорядоченных расстояниях [8]. Нелинейности в процессах переноса и источниках и стоках заряженных частиц, в частности, различие в зависимостях подвижностей электронов и ионов от электрического поля и внутреннее электрическое поле, не позволяющее разделяться зарядам, приводят к амбиполярному дрейфу, через который формируются и согласуются различные фазы в регулярной системе. Переходные профили между различными фазовыми состояниями среды при повышенных давлениях  $P > 10$  Торр и  $n_e \sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup> описываются амбиполярным дрейфом. Его скорость аналогична скорости звука.

Системы диссипативных структур, выступающие единым целым, в работах [4, 9–11] предложено называть «диссипативными кристаллами». Отметим работу [12], где вводятся понятия о квазикристаллах и турбулентных кристаллах для упорядоченных потоков в жидкости. Структуризация среды в таких системах обеспечивает геометрическую фокусировку (кумуляцию) энергомассовых потоков в определенных направлениях. Этот процесс связан с самоформированием в среде фильтрующих, дискриминирующих, селективирующих, упорядочивающих, фокусирующих энерго-импульсно-массовые потоки и их элементы динамических переходных слоев (выполняющих роль полупроницаемых мембран, стенок и т. д.) и кумулятивных струй (русел, подразделяю-

щихся на жала и джеты). В этих слоях и кумулятивных струях происходит кумуляция не только потоков, но и приведенного силового поля (в газоразрядной плазме — параметра  $E/N$ ,  $N$  — плотность газа). В реальных процессах фокусировки возможны кумуляции со сферической, цилиндрической, плоскостной симметрией.

В соответствии с этим у аттрактивных структур и их кумулятивно-диссипативных, регулярных систем из диссипативных структур в плазме можно выделить несколько типов симметрии (см. рис. 2). Также возможны несколько разновидностей структурной или кумулятивной теплопроводности, проводимости и т. д. Например, в плазме возникает слоистая структурная кумулятивная проводимость, проявляющая себя в виде ярко светящихся страт, параллельных плоским электродам. Дуга, молния, линейная трещина в металлах возникают при цилиндрической кумуляции. В молнии цилиндрическая кумуляция способствует формированию кумулятивной «загадочной» струи электронов с энергией, равной нескольким МэВ, непрерывно или импульсно продвигающейся впереди ярко светящейся, кумулятивно-диссипативной, регулярной, линейной ( $L \gg r$ , где  $L$  — продольные размеры,  $r$  — радиальные) системы [13]. Катодное пятно в предлагаемом подходе представляет сферическую форму кумулятора. В плазме разряда в водороде автором и Шашковым наблюдалась кумуляция («стакан в стакане»), когда яркие цилиндрические слои были расположены параллельно друг другу с осью перпендикулярной плоским электродам.

Фокусирующие (аттрактивные) структуры с различными типами симметрии формируют сложные геометрические каскады (см. рис. 3).

В плазменных (заряженных) кумуляторах при схлопывании энергомассовых потоков может происходить преодоление кулоновского барьера ядер, т. е. в кумулятивно-диссипативных системах возможна «холодная» трансмутация ядер как результат глобально-локальных резонансов.

Актуальность изучения протяженных кумулятивных (схлопывающих энергомассовые потоки) кулоновских диссипативных структур и их кумулятивно-диссипативных регулярных систем, а также профилей параметров динамического порядка и их скачков, выполняющих роль русел, мембран и потенциальных стенок в таких системах, становится очевидной, а практическая ценность исследовательских работ в этом направлении может оказаться неограниченной.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Полное численное моделирование динамического самосогласования всех процессов, связанных с протеканием тока, в формировании геометрии катодного пятна, фарадеева пространства, прианодной области и участвующих в их формировании кумулятивных струй с катода является очень громоздкой, сложной, трехмерной нестационарной задачей, до сих пор корректно не поставленной и не решенной. Поэтому актуально исследование простых, одномерных моделей элементов разряда, обладающих определенной пространственной симметрией, следующей из экспериментальных наблюдений, но позволяющих выявить роль амбиполярного дрейфа в процессах кумуляции электрического поля.

В данной работе исследуются плоскостная, сферически и цилиндрически симметричные стационарные кумуляции параметров динамического порядка ( $E/N$ ,  $n_e/N$ ) в плазмоидах, обусловленные амбиполярным дрейфом (конвективными амбиполярными потоками, возникающими из-за нелинейностей в процессах переноса) [2, 14–22].

Предлагаемая модель может быть применима к описанию процессов формирования переходных слоев или фокусирующих мембран в катодном пятне, имеющем визуально наблюдаемую форму полушара или конуса. На это пятно структурно различно (так как электроны и ионы двигаются в противоположных направлениях) и фокусируются электронный и ионный токи. По мере коллапсирования тока формируется новое иначе визуализирующееся (ярко светящееся) состояние плазмы с нормальной плотностью тока [4]. Формально предполагается, что ток электронов из центра кумуляции замыкается узким кумулятивным джетом с высокой проводимостью (расфокусирующейся кумулятивной струей электронов) на положительный столб (см. схему на рис. 2 и рис. 1). Геометрические размеры джета ( $r$ ) связаны законом сохранения тока с размерами части катодного пятна, собирающей электроны ( $R$ ). Джет с процессами рекомбинации и амбиполярного дрейфа определяет геометрию фарадеева темного пространства [4]. Параметр открытости катодного пятна для электронов  $\chi \sim (r/R)^2$ . Размерами жала (переходящего в джет) при решении задачи радиальной кумуляции можно пренебречь по сравнению с радиальными размерами самоформирующегося плазмоида ( $\chi \ll 1$ ). В области электронного джета у катодного пятна, соответственно, формируется фокусирующий ионный поток. Характерные размеры этой квазинейтральной области получены аналитически в дан-

ной работе. Процесс взаимофокусировки электронного и ионного потоков в этой области и приводит к формированию компактного (самофокусирующегося) катодного пятна.

Рождение электронов и ионов в области значительных радиальных полей обеспечивается прямой ионизацией, а на периферии структуры, возможно, важна роль УФ предионизации примесей. Кумуляция профилей в области радиальных полей в предлагаемой модели определяется амбиполярным дрейфом плазмы, обусловленным различными зависимостями подвижностей электронов и ионов от напряженности электрического поля [2, 14–22] и резкой (экспоненциальной) зависимостью частоты ионизации от напряженности электрического поля. Модель кумулятивного жала с высокой проводимостью сформулирована впервые в 1996 г. в работе [17], где приводились соответствующие оценки в приближении амбиполярный дрейф–диффузия. От обычных двумерных моделей данная модель отличается граничными условиями в центре моделируемой структуры. (В обычных моделях, например с цилиндрической симметрией, ставится условие, приводящее к бесселевским или диффузионным профилям параметров динамического порядка в центре структуры, а в предлагаемой постановке учитывается возможность неограниченной кумуляции энергомассовых потоков и параметров динамического порядка к центру кумуляции). Рассмотрим, как возникает явление кумуляции параметров динамического порядка, детально. Будем исходить из базовых кинетических представлений, опирающихся на уравнения Больцмана для системы заряженных частиц в газоразрядной плазме.

Полная система уравнений Максвелла и кинетические уравнения переноса электронов и ионов в объеме простой газоразрядной плазмы вдали от электродов (и поэтому без целого ряда известных проблем, связанных с граничными условиями у катода) обычно решаются по теории возмущений, в пренебрежении токами смещения (см., например, [14]). Малыми безразмерными параметрами являются следующие отношения:  $l_u/L$ ,  $l_E/L$ ,  $\omega\tau_M$ ,  $\mu_i/\mu_e$ ,  $j_i/j_e \ll 1$ . Здесь  $L$  — характерный размер, а  $\omega$  — характерная частота рассматриваемых неоднородностей,  $l_u = \varepsilon/eE$  — энергетическая длина, на которой электроны набирают характеристическую энергию  $\varepsilon$ ,  $\mathbf{l}_E = \mathbf{E}/4\pi en_e$  — векторизованный размер изменения напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ ,  $e$  — заряд электрона,  $\tau_M = 1/4\pi en_e\mu_e$  — максвелловское время,  $\mu_e$ ,  $j_e$ ,  $\mu_i$ ,  $j_i$  — подвижность и плотности токов, соответственно, электронов и ионов. Вектори-

зованный характерный размер изменения напряженности электрического поля определяется концентрацией электронов [18], а не ионов, как ошибочно полагается в работе [19]. При определенных условиях (в областях, где существенно нарушение нейтральности) эта неточность приводит к аналитическим ошибкам в размере кулоновской структуры или ее переходных профилей в несколько порядков. Кулоновской структурой или кулоновским кумулятором автором названа диссипативная структура в газоразрядной плазме, в которой происходит фокусировка электрического поля и роль магнитного поля при этом несущественна.

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В стационарных и квазистационарных плазмоидах (в которых токами смещения можно пренебречь, а плазма состоит из электронов и одного сорта ионов) динамика профилей параметров динамического порядка ( $E/N$  и  $n_e/N$ ) сводится к одному нелинейному уравнению типа Бюргерса [14, 18, 20]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{l}_E}{\partial t} \cdot \nabla n_e + \Gamma_0 \cdot \nabla \left( \frac{\mu_i}{\mu_e} \right) - \nabla \cdot ((D_E + D_a) \nabla n_e) = Q_k, \quad (1)$$

где

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}, \quad D_E = \mu_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{l}_E,$$

$D_i$ ,  $D_e$ ,  $\mu_i$ ,  $\mu_e$  — коэффициенты диффузии и подвижности ионов и электронов,  $\Gamma_i$ ,  $\Gamma_e$  — их потоки,  $\Gamma_0 = j_0/e$ ,  $j_0$  — заданная плотность электрического тока. Условие  $\Gamma_0 = \Gamma_i + \Gamma_e = \text{const}$  определяет связь напряженности электрического поля с концентрацией электронов. Величина  $Q_k$  описывает рождение и гибель ионов. В предлагаемой модели именно произведение  $\Gamma_0 \cdot \nabla(\mu_i/\mu_e)$  определяет амбиполярную дрейфовую конвективную фокусировку электрического поля или снос профилей плазмы амбиполярным дрейфом. Этот член отличен от нуля, если зависимости подвижности электронов и ионов от поля различны, и тем проявляется нелинейность в процессах переноса в неоднородном плазмоиде.

Амбиполярный дрейф (а значит, и конвективная фокусировка) может быть обусловлен неоднородностью и нестационарностью функции распределения электронов в источниках и стоках ионов (в  $Q_k$ ) [20], плазмохимическими реакциями с участием ионов [18], а также нарушением нейтральности в неоднородной и нестационарной плазме (второй

член в (1)) [14], наличием прокачки газа, внешнего магнитного поля [21] и т. д. Выразить  $\nabla \mathbf{E}$  через  $\nabla n_e$  можно только в одномерном приближении по  $x$  [14, 18, 19] или по  $r$  [4, 9–11, 17].

Стационарный квазинейтральный профиль в приближении реакция–дрейфовый амбиполярный перенос описывается дифференциальным уравнением, следующим из (1):

$$\frac{d(Br^k n_e \gamma)}{dr} = -r^k n_e (\nu - \beta n_e), \quad (2)$$

где  $k = 0, 1, 2$  описывает соответственно, плоский, цилиндрический и сферический случаи симметрии. При этом реакция в (2) учтена, во-первых, в виде прямой ионизации электронным ударом с частотой  $\nu$ , во-вторых, в предположении, что гибель плазмы определяется диссоциативной рекомбинацией с эффективным коэффициентом  $\beta$ .

Уравнение (2) позволяет численно рассчитать в зависимости от радиуса  $r$  коэффициенты квазинейтральной кумуляции следующих параметров: концентраций электронов (и ионов), приведенной напряженности электрического поля ( $\gamma(r) = E/N \cdot 10^{17} \text{ Td}^{-1}$ ). Отметим, что при  $\gamma(r) > 40$  эффективный коэффициент рекомбинации электронов с ионами ( $\beta$ ) резко уменьшается, что позволяет пренебречь рекомбинацией в области стационарной квазинейтральной кумуляции параметра  $\gamma$ . Если дрейфовые скорости электронов и ионов представить в виде  $\mu_e E = C\gamma^\alpha$ ,  $\mu_i E = B\gamma$  (где  $C = \text{const}$ ,  $B = \text{const}$ ), то из уравнения (2) можно аналитически получить профиль приведенного поля  $\gamma(r)$  в квазинейтральном приближении:

$$\gamma(r) = -\frac{1}{A} \ln \left[ \exp(-A\gamma(0)) + \frac{A\nu_0(r-r_0)}{B(1-\alpha)} \right]. \quad (3)$$

Из (3) видно, что при

$$r_1 = r_0 - \frac{B(1-\alpha)}{A\nu_0 \exp(A\gamma(0))}$$

величина  $\gamma(r_1) = \infty$ . Размер области перехода

$$r_\nu = \frac{B(1-\alpha)}{A\nu_0 \exp(A\gamma(0))}$$

от  $\gamma(0)$  к  $\gamma(r_1) = \infty$  определяется подвижностью ионов (параметром  $B$ ), показателем нелинейности дрейфовых потоков электронов и ионов по отношению друг к другу  $(1-\alpha)$ , резкостью зависимости частоты прямой ионизации от напряженности электрического поля ( $A$ ), а также значением частоты ионизации  $\nu_0 \exp(A\gamma(0))$  при  $r_0$ .

Следовательно, если размер катодного пятна определяется нелинейным процессом «амбиполярный дрейф–ионизация», то и размеры катодного пятна должны изменяться в соответствии с отмеченными параметрами, и с увеличением давления радиус пятна должен резко уменьшаться. Коэффициент кумуляции концентрации плазмы  $\lambda_n$  определяется в соответствии с уравнением (3) и следует из условия сохранения тока электронов (в приближении  $j_i/j_e \ll 1$ ):

$$\lambda_n = \frac{n_e}{n_e(0)} \propto \propto -A \left( \ln \left[ \exp(-A\gamma(0)) + \frac{A\nu_0(r-r_0)}{B(1-\alpha)} \right] \right)^{-\alpha} r^{-k}. \quad (4)$$

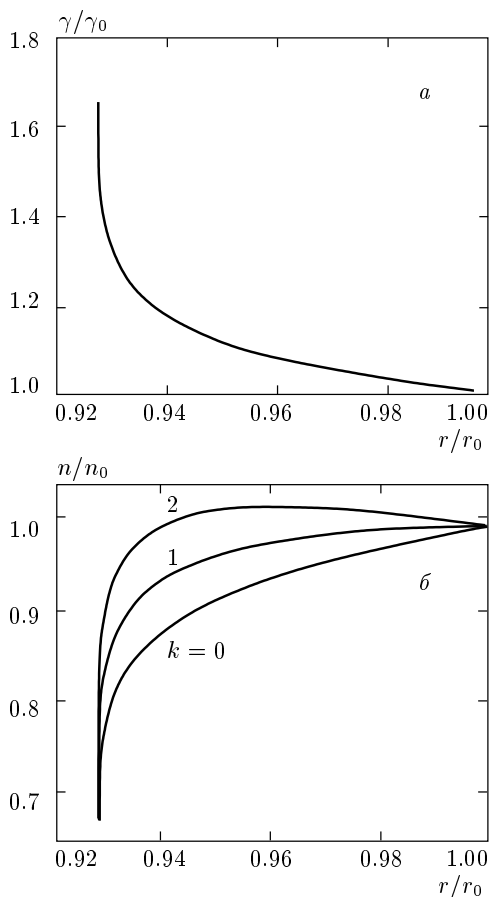
При  $\alpha = 1$  амбиполярный дрейф становится равным нулю и профили кумуляции параметров порядка исчезают. В этом случае следует учитывать иные процессы переноса для описания возникающих в экспериментах профилей.

Согласно (3), кумуляция приведенного поля ( $\lambda_\gamma = \gamma/\gamma(0)$ ) не зависит от типа симметрии или геометрии кулоновского ( $E^2/8\pi \gg H^2/8\pi$ ) плазменного кумулятора ( $k = 0, 1, 2$ ). На рис. 4а представлен профиль коэффициента кумуляции приведенного электрического поля  $\lambda_\gamma$ , качественно отражающий зависимость (3). Согласно (4), кумуляция концентрации или степени ионизации газа существенно определяется типом симметрии и зависит от величины  $k$  (см. рис. 4б). Для трех так различающихся по профилям концентрации электронов одномерных случаев в данной работе аналитически получен один и тот же профиль приведенного поля, и он близок к линейному (в пространстве) профилю на границе катодного слоя. Соотношение (3), таким образом, обосновывает предположение в модели Энгеля–Штеенбека о линейности профиля приведенной электрической силы ( $E/N$ ) в области ее кумуляции у катода (см. рис. 4а).

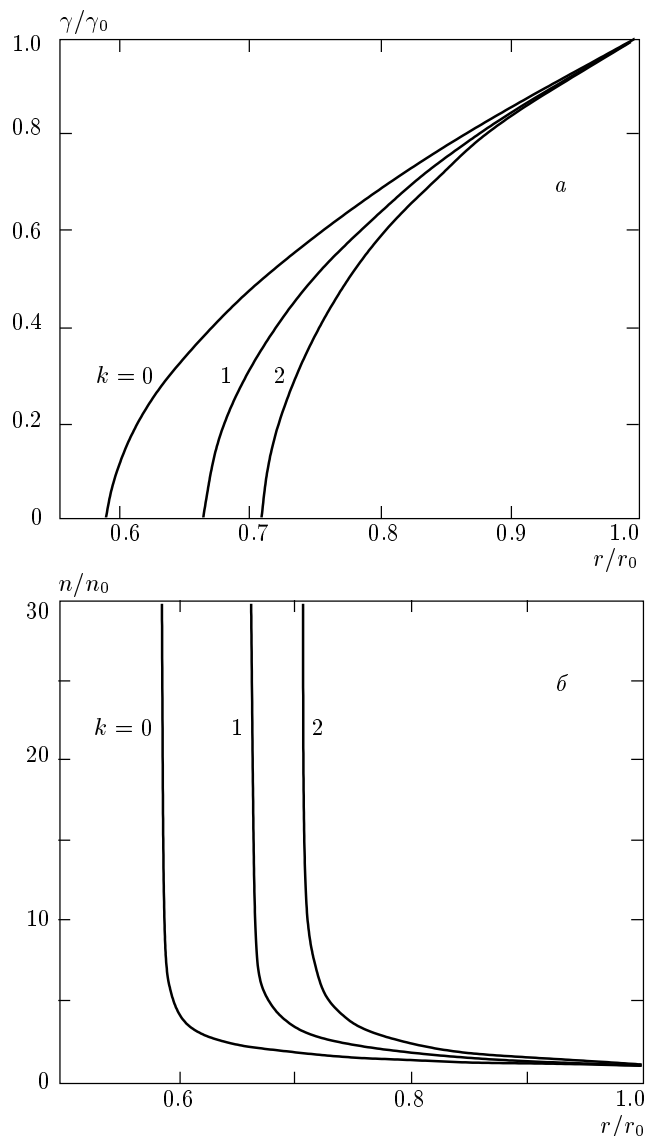
Отметим, что для случая  $k = 0$  аналитическое решение уравнения (2) в рамках приближения амбиполярный дрейф–рекомбинация, описывающее фарадеево темное пространство, было получено ранее в работе [22].

В данной работе получены аналитические и численные решения и для случаев  $k = 1, 2$ . Решение можно также искать в виде профиля  $\gamma \sim r^\eta$ , при этом

$$\eta = \frac{1-k}{1+\alpha}. \quad (5)$$



**Рис. 4.** Профили напряженности электрического поля  $E/E_0 = \gamma/\gamma_0$  (а) и приведенной концентрации электронов (б) в зависимости от  $r/r_0$  в приближении амбиполярный дрейф – ионизация для различных значений  $k$ . а – для  $k = 0, 1, 2$  профили совпадают



**Рис. 5.** Профили напряженности электрического поля  $E/E_0 = \gamma/\gamma_0$  (а) и приведенной концентрации электронов (б) в зависимости от  $r/r_0$  в приближении амбиполярный дрейф – рекомбинация для различных значений  $k$

В газоразрядной плазме азота  $\alpha = 3/4$  и для плоской симметрии ( $k = 0$ ) согласно (5)  $\eta = 4/7$ . В работе [22] решение получено с  $\eta = 1$ . Это связано с менее точной аппроксимацией амбиполярного дрейфа в зависимости от  $\gamma$ , выбранной автором данной работы в [22]. При  $k = 1$  значение  $\eta = 0$ , а при  $k = 2$  значение  $\eta$  становится отрицательным, но кумуляции  $\gamma$  не возникает, во всех этих случаях растет только производная  $\gamma$  и  $n_e$  (см. рис. 5).

Модель (2) применима для описания неоднородных профилей параметров динамического порядка разряда и схлопывания тока в пределах  $10^{-2} < \gamma < 200$  и охватывает широкий спектр нелинейных динамических явлений, в том числе и кумуляцию электрического поля в газоразрядной неравновесной плазме.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В аналитических и численных расчетах предполагалось, что модель работает также в случае цилиндрической симметрии и может описывать процессы радиальной кумуляции в неравновесной плазме на периферии молнии и длинной дуги. В этом случае в реальном физическом объекте необходимо формирование кумулятивной струи с высокой проводимостью, к которой в области кумулятора схлопываются радиальные потоки электронов. Характерные ра-

диальные профили в таком аттракторе и описываются предлагаемой моделью.

В работе показано, что кумулятивные процессы или кулоновская ( $E^2/8\pi \gg H^2/8\pi$ ) самофокусировка электрического поля в плазмоидах не только существуют, но их также можно моделировать аналитически и численно в одномерном приближении. Качественные зависимости кумулирующих профилей параметров динамического порядка —  $\gamma/\gamma_0$ ,  $n/n_0$  — приведены на рис. 4, 5. Из рисунков видно, что в данной постановке задачи только в случае сферической симметрии ( $k = 2$ ) возможна одновременная кумуляция в кулоновском кумуляторе и концентрации  $n$  плазмы, и приведенного поля  $\gamma$ .

Особый практический интерес вызывает установленное явление кумуляции электрического поля в плазме с одновременной взаимной организацией подструктур с различной симметрией. Даже из уравнения (5) и рис. 1, 3 мы видим, что возможна сложная игра самоорганизующихся структур и их размеров с различными профилями кумуляции и расфокусировки параметров динамического порядка. Как в динамике самоорганизации среды происходит формирование кумулятивных струй в плазмоидах, еще предстоит выяснить. Природа оптимально решает сама, какие кубики, цилиндры, конусы или шарики ей выгоднее собирать в структуры и их упорядоченные системы — кумулятивно-диссипативные «кристаллы» с элементами, имеющими различные типы симметрии (см. рис. 1–3). Разгадать эти загадки самосогласования характерных размеров, частот, нелинейных резонансов, пульсаций и других параметров динамического порядка и предстоит исследователям. Но и мы на базе анализа простых одномерных моделей видим, что при различных значениях  $k = 0, 1, 2$  активизированная среда может изменять профили параметров динамического порядка (в том числе характерные размеры и частоты) в объеме газоразрядной плазмы (см. рис. 3, 4б, 5).

В кумуляторах (в областях притяжения и фокусировки) согласно обобщенной теореме Остроградского–Гаусса кумулируют характерные размеры  $r$ , поля ( $F_m \sim 1/r^\eta$ ), силы ( $F \sim 1/r^\eta$ ) и согласно второму закону Ньютона ( $\omega(r) = (F_m/r)^{0.5}$ ) характерные частоты процессов,  $\omega \sim 1/(r^{\eta+1})^{0.5}$  [10, 11]. Закон кумуляции ( $\eta$ ) меняется с возбуждением новых степеней свободы (и по мере кумуляции электрического поля).

Наличие процессов амбиполярной диффузии и диффузии, обусловленной нарушением нейтральности, см. уравнение (1), не устраняет в общем случае кумуляцию электрического поля вообще [11]. Но

длина области аттрактора изменяется соответствующим образом. Из градиентного баланса (в рамках модели амбиполярный дрейф–амбиполярная диффузия, обусловленная нарушением нейтральности) на границе катодного пятна можно получить уравнения топознергетического и ритмоэнергетического состояний элемента пламоида (или элемента кумулятивно-диссипативной регулярной системы):

$$r_E \sim \frac{D_E}{V_{ar}} = 5.6 \cdot 10^5 \frac{E/N}{n_e/N},$$

$$\omega_E \sim \frac{V_{ar}^2}{D_E} \sim \omega_E \left( \frac{n_e}{N} \right).$$

Здесь размер катодного пятна  $r_E$  измеряется в см,  $E$  — в В·см<sup>-1</sup>,  $N$ ,  $n_e$  — в см<sup>-3</sup>,  $D_E$  — коэффициент диффузии, обусловленной нарушением нейтральности [14]. В этом пределе в работах [4, 17] получен радиус катодного пятна, отличный от  $r_\nu$ . При достижении параметрами динамического порядка критических значений усложнение геометрии потоков (с новыми степенями свободы) в пространстве и времени, стратификация с постоянным характерным размером или интервалом (макроквантование в пространстве и времени) с формированием кумулятивно-диссипативных регулярных систем является общим свойством нелинейных сред.

Наличие в плазме нескольких типов диффузионных процессов (классической амбиполярной диффузии и диффузии, обусловленной нарушением нейтральности) может из-за дисперсии приводить к структуризации пространственно-временных структур в газоразрядной плазме, как и в случае распределения планктона при наличии двух типов диффузии [23]. Поэтому в кумулятивно-диссипативных регулярных системах может осуществляться структурированный энергомассовый перенос и последовательная модификация энергомассовых потоков. При этом в чередующихся аттракторах (областях фокусировки, или притяжения, потоков) из-за нелинейной дискриминации в регулярных системах формируются кумулятивные струи (жала и джеты), обладающие кумулятивными свойствами. Именно кумулятивные струи — джеты (высокоэнергетичные пучки) — и геометрия структурной кумуляции параметров динамического порядка ответственны за фарадеево темное пространство, его геометрию, аналогичную соплу Лавала (песочным часам). Кумулятивно-диссипативные процессы могут формировать импульсно-периодический, когерентный, стационарный и хаотический рисунок в фазовом пространстве-времени с меняющейся в пространстве и време-



ни симметрией самоорганизующихся структур (см. рис. 2).

Итак, мы возвращаемся к идеям Кесаева о том, что катодное пятно, как новое динамическое состояние плазмы, кумулирующее энергомассовые потоки, дискретно в пространстве и времени [1–3], имеет резонансные частоты, нелинейные резонансы в пространстве и времени и иерархию внутренних размеров.

Согласно предлагаемой модели, кумуляция электрического поля в пятне, обусловленная амбиполярным дрейфом, и приводит к взрыву неоднородностей катода, что, в свою очередь, обеспечивает эмиссию электронов. При этом катодные пятна и их системы формируют мультииерархичную, кумулятивно-диссипативную регулярную систему с нелинейными резонансами, обусловленными процессами кумуляции в кулоновских притягателях.

На базе анализа экспериментальных наблюдений и численных расчетов автором доказано, что в плазме за начальную стадию кумуляции параметров динамического порядка в катодном пятне может быть ответствен радиальный амбиполярный дрейф ( $V_{ar}$ ) [4, 9–11, 17, 20].

Кумулятивно-диссипативная модель описывает нормальную плотность тока на катодном пятне ( $j^* = en_e^* V_e(E/N^*)$ ). Модель позволяет по визуальным характеристикам оценить полный ток в молниях и дугах ( $I = Sj^*$ , где  $S$  — площадь поверхности молнии). С ее помощью можно объяснить обратное движение катодного пятна в поперечном магнитном поле (см. рис. 2), оценить его скорость ( $\mathbf{V}_a \approx \mu_i[\mathbf{V}_e^* \times \mathbf{H}]/c$ ), а также рассчитать спектральную мощность ( $W = F^*V \sim 1/\omega^\alpha$ ,  $\alpha = -(3\beta - 1)/(\beta + 1)$ ) фликкер-шума от деятельности катодных пятен и других кулоновских притягателей — плазмоедов — с фокусирующимся электрическим полем и потоками заряженных частиц [4, 10]. В рамках кумулятивно-диссипативной динамики удастся рассмотреть кумуляцию электронов в кумулятивную струю (см. рис. 2).

В газоразрядной плазме имеется целый ряд «загадочных» явлений с цилиндрической симметрией, которые можно исследовать на базе развиваемого кумулятивно-диссипативного подхода. Так, например, концентрацию энергии в объеме молний, явно соответствующую интенсивности ее свечения, можно связать с кумулятивными радиальными процессами, обусловленными радиальным амбиполярным дрейфом. Наличие радиальной кумуляции электрического поля объясняет и появление в центре молнии электронов с энергиями порядка МэВ, пробива-

ющих воздух при атмосферном давлении на десятки метров [13] (при деградации высокоэнергетичного электронного пучка порядка  $1 \text{ МэВ} \cdot \text{м}^{-1}$ ). В небе нет взрывающихся микроострий, способных обеспечить эмиссию таких электронов. Но такая энергия может появиться как результат геометрической кумуляции электрического поля в кулоновских, протяженных притягателях. Процессы радиальной кумуляции электрического поля на периферии молнии объясняют и тот факт, что у километровой молнии сохраняется поперечный размер.

С точки зрения кумулятивной динамики становятся менее загадочными эксперименты Лауренса и Деннингтона (1930–1931 гг.), а также Нагаока и Сигуира (1924 г.) (см. с. 514–518 в [13]). В этих экспериментах было обнаружено расширение линии Zn, соответствующее напряженностям электрических полей порядка  $10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ , если это расширение линий приписать эффекту Штарка. Такие напряженности поля наблюдались в искровом канале шириной примерно  $r = 0.02 \text{ см}$  при разрядном промежутке  $L = 1 \text{ см}$  и нескольких киловольтах ( $U = 2 \cdot 10^3 \text{ В}$ ) на межэлектродном промежутке. Это могут быть не продольные, а поперечные электрические поля ( $E_r \sim U/r \sim 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ). И поперечные, и продольные поля приводят к эффекту Штарка, но поперечные (фокусирующиеся к центру регулярной цилиндрической системы — электрической дуги) не следует интегрировать по промежутку, как продольные  $\left[ \int_0^L E_x dx = U(L) \right]$ , что предприняли Нагаока и Сигуира [13]. При формировании поперечных градиентов давления или поперечных гидродинамических полей в водостое (цилиндрическом гидродинамическом притягателе или кумуляторе энергомассовых потоков) такие ошибки очевидны. Гидродинамический аналог подсказывает, что и в электрической дуге возможна радиальная кумуляция электрических полей в плазмоедах, которые визуализируются в пространстве и времени в виде диссипативных упорядоченных на больших расстояниях кумулятивных регулярных систем (см. рис. 1, 3).

Самоорганизация аттрактора, описываемого уравнением (2), происходит под действием внешней электрической силы или энергетического перепада. Внешняя обобщенная (в данном случае электрическая) сила приводит в движение активизированные элементы среды и упорядочивает их конвективные (в плазме — амбиполярные) потоки. Активизированные элементы так упорядочиваются этой силой, что сама приведенная сила кумулируется

в формируемом ею притягателе, или кумуляторе. Кумулятивный, или взрывной, профиль электрического поля описывается уравнением (3). Такие процессы организации–самоорганизации приводят к сложной кумуляции параметров динамического порядка как внешнего воздействия (в рассматриваемом случае — приведенной внешней силы  $E/N$ ) в активизирующейся нелинейной среде, так и параметров динамического порядка, определяющих степень активации элементов среды (температуры различных степеней свободы, степени ионизации и т.д.). Конвективные процессы амбиполярного дрейфа в неравновесной газоразрядной плазме обеспечивают кумулятивно-диссипативную самоорганизацию среды и кумуляцию напряженности электрического поля. Остальные процессы, в том числе и формирование острий на электродах, которые затем взрываются, могут являться вторичными процессами по отношению к самокумуляции напряженности электрического поля.

Итак, при самоорганизации сплошной среды, в том числе и в газоразрядной неравновесной плазме, внешние силы возбуждают в среде не только себе противоположные (принцип Ле Шателье), но и ортогональные, которые могут в формируемом ими притягателе (кумуляторе) локально значительно превосходить средние значения сил, распределенных по всему активизируемому объему среды.

Автор считает, основываясь на известных в литературе экспериментальных наблюдениях в газоразрядной плазме, что при формировании плазменных структур в них формируются области как с продольными электрическими полями, так и с поперечными, или радиальными, по отношению к вектору полного тока. Кумуляция приведенной силы при достижении критических значений возбуждает в элементах активизируемой среды новые степени свободы, формирует диссипативные структуры и их системы — «диссипативные кристаллы» с кумулятивными струями (жалами и джетами). Кумулятивные фокусирующиеся жала формируются радиально схлопывающимися к центру полями. В кумулятивно-диссипативных регулярных системах элементы активизированной среды, особенно в кумулятивных жалах, приобретают кумулятивные («гипер») свойства [4, 9–11].

В данной работе автором предложен и исследован простой дрейфовый амбиполярный механизм, описывающий процесс самокумуляции напряженности электрического поля или объемного заряда в газоразрядной плазме с током при низких концентрациях частиц плазмы. Такой амбиполярный ме-

ханизм фокусировки может быть обусловлен, например, различными зависимостями подвижностей электронов и ионов от напряженности электрического поля. Как предполагает автор, этот механизм имеет место при формировании периферии катодных пятен, дуг, молний и т.д. Как известно, формирование катодного пятна сопровождается импульсными (кумулятивными) процессами выноса материала катода в межэлектродный промежуток [3, 8]. Это явление обусловлено процессами кумуляции электрической энергии в диссипативных плазменных структурах и объясняется предлагаемой моделью. В отличие от модели Тьюринга, перенос в предложенной модели осуществляется не диффузией, а амбиполярным дрейфом.

Однако необходимы дальнейшие исследования кумуляции электрического поля в активизируемой им среде и формирование протяженных кулоновских кумуляторов и их «диссипативных кристаллов» — регулярных систем в газоразрядной плазме.

Дуги, как и другие кумулятивно-диссипативные кристаллические системы, существуют в среде обитания, а среда с кумулятивными жалами и кумулирующими энергомассовые потоки границами самоформируется даже в вакууме.

Формирование аттракторов или областей фокусировки энергомассовых потоков является многомерным свойством любых сплошных нелинейных сред. Более детальное изучение процессов кумуляции объемного заряда в катодных пятнах позволит яснее и нагляднее представить и понять явления конвективной кулоновской фокусировки электрического поля как разновидности энергии в далеких звездах, кластерах молекул и атомов, и даже ядрах микроструктур.

Аналитический анализ статической кумуляции параметров динамического порядка в газоразрядной плазме проведен в полном соответствии с работой [24] и может быть обобщен на процессы динамической кумуляции электрического поля. Кулоновская самофокусировка есть и ее не может не быть, так как существуют кулоновские силы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Месяц, *Эктоны в вакуумном разряде*, Наука, Москва (2000).
2. Ф. И. Высикайло, А. Ф. Глова, М. М. Смакотин, *Физика плазмы* **14**, 734 (1988).
3. И. Г. Кесаев, *Катодные процессы электрической дуги*, Наука, Москва (1968).

4. Ф. И. Высикайло, *Труды семинара «Синергетика»*, т. 4, Изд-во МГУ, Москва (2001), с. 106.
5. Ю. П. Райзер, *Основы современной физики газоразрядных процессов*, Наука, Москва (1980).
6. Ю. П. Райзер, ТВТ **24**, 984 (1986).
7. А. Turing, Phil. Trans. Roy. Soc. London B **237**, 37 (1952).
8. В. А. Грановский, *Электрический ток в газе. Установившийся ток*, Наука, Москва (1971).
9. Ф. И. Высикайло, в сб. *Труды Междунар. конф. «VI Забалахинские научные чтения»*, Снежинск, Челябинская обл., 2001 г., Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ (2001), с. 31.
10. Ф. И. Высикайло, в сб. *Тезисы докл. X научного семинара «Система планета Земля»*, 2002 г., Изд-во МГУ, Москва (2002), с. 268.
11. Ф. И. Высикайло, И. В. Шаров и др., в сб. *Тезисы Докл. XI конф. по физике газового разряда*, ч. 1, Изд-во РГРТА, Рязань (2002), с. 14.
12. М. И. Рабинович, А. Б. Езерский, *Динамическая теория формообразования*, Янус-К, Москва (1998).
13. Л. Леб, *Основные процессы электрических разрядов в газе*, Госиздат, Москва (1950).
14. Ф. И. Высикайло, *Физика плазмы* **11**, 1256 (1985).
15. В. Н. Бабичев, Ф. И. Высикайло, С. А. Голубев, *Письма в ЖТФ* **12**, 992 (1986).
16. В. Н. Бабичев, Ф. И. Высикайло и др., *ДАН СССР. Физика* **297**, 833 (1987).
17. Ф. И. Высикайло, *Препринты ТРИНИТИ № 0025-А (1996), № 0051-А (1999), № 0074-А (2000), № 0090-А (2002)*.
18. Ф. И. Высикайло, *Физика плазмы* **16**, 1268 (1990).
19. А. В. Демьянов, Д. А. Мазалов, А. П. Напартович и др., *ЖЭТФ* **110**, 1266 (1996).
20. Ф. И. Высикайло, *Физика плазмы* **13**, 216 (1987).
21. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, *УФН* **91**, 609 (1967).
22. Ю. С. Акишев, Ф. И. Высикайло, А. П. Напартович, В. В. Пономаренко, ТВТ **18**, 266 (1980).
23. А. Б. Медвинский, С. В. Петровский, И. А. Тихонова и др., *УФН* **172**, 31 (2002).
24. Е. И. Забалахин, И. Е. Забалахин, *Явления неограниченной кумуляции*, Наука, Москва (1988).