

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ СТОЛБЕ
СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В АКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
Часть 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ СТОЛБЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В АКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	5
1.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМЕ	6
1.2. КАТОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВАКУУМНОЙ ДУГЕ	6
1.3. ПАРАМЕТРЫ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ. ВЛИЯНИЕ ТОКА И АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ	7
1.4. ЭКТОННАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ	8
1.5. МОДЕЛЬ КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ	10
1.6. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ	12
1.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	14

Введение

Вакуумно-дуговые источники ионов нашли широкое применение в технологических целях, таких как ионно-плазменное напыление, нанесение покрытий, ионная имплантация и т.д. Источники этого типа позволяют получить сильноточные пучки ионов всех проводящих материалов. С практической точки зрения важное значение имеет распределение извлеченных из плазмы ионов по зарядовым состояниям. Повышение средней зарядности ионов делает возможным увеличение энергии ионного пучка при постоянном ускоряющем напряжении, а высокая эмиссионная способность катодного пятна вакуумной дуги позволяет получать интенсивные пучки ионов определенной зарядности, даже если их доля в плазме достаточно мала.

Как показали исследования, одним из путей увеличения среднего заряда ионов дуговой плазмы является наложение внешнего продольного магнитного поля или, что то же самое, увеличение тока дуги свыше 1 кА. Отсутствие корректных вычислительных моделей, позволяющих предсказывать параметры плазмы в этих условиях, приводит к тому, что поиск оптимальных режимов работы ионных источников ведется бессистемно и требует больших затрат времени и средств.

На основе детального исследования физических процессов, сопровождающих функционирование различных стадий вакуумного разряда (пробой, искра, дуга), в Институте электрофизики УрО РАН создана замкнутая физическая модель вакуумной дуги, основанная на эктонных процессах; разработаны методы математического моделирования физических процессов в катодном пятне вакуумной дуги. Эти работы привели к созданию программного продукта, позволяющего с высокой степенью точности предсказывать изменение основных характеристик плазмы в дуговых источниках ионов (напряжение, распределение ионов по скоростям и зарядам, температуры ионов и электронов) в зависимости от величины тока дуги, внешнего магнитного поля и геометрии электродов.

В вакуумных дугах с катода в сторону анода и стенок разрядной камеры распространяются интенсивные потоки заряженных частиц: ионов и электронов. При взаимодействии с твердотельными поверхностями они могут привести к формированию кратеров. Кроме этого, изучение динамики формирования кратеров представляет самостоятельный интерес, так как облучение интенсивными потоками заряженных частиц материалов используется в технологии для модификации их свойств. К отрицательным последствиям такой обработки материалов относится формирование на их поверхности кратеров и других образований, огрубляющих поверхность. Кратеры образуются в результате комплекса сложных физических процессов. Их исследования важны не только для управления технологическим процессом при лучевой обработке конструкционных материалов, но и представляют общефизический интерес. Поэтому, основными целями второй части работы являются: построение физической и математической модели кратерообразования, а также проведение вычислительного эксперимента с целью установления закономерностей формирования профилей кратеров на поверхности и полей напряжений в облучаемой мишени.

Структура отчета следующая. Первая часть отчета посвящена описанию физических и математических подходов к исследованию влияния аксиального магнитного поля на

параметры плазмы вакуумной дуги. В первом разделе дано описание современных представлений о физике вакуумной дуги, выявлены характерные особенности дугового разряда в аксиальном магнитном поле. Во втором разделе дано краткое описание эктонной модели катодного пятна вакуумной дуги, на основе которой сделана постановка задачи для исследования физических процессов в дуговой плазме при наложении магнитного поля. В заключительном разделе первой части отчета приводится алгоритм численного решения физической задачи.

Вторая часть отчета посвящена проблеме моделирования процесса кратерообразования на поверхности твердых тел при воздействии интенсивных потоков заряженных частиц. В первом разделе кратко обсуждаются экспериментальные результаты исследования процесса кратерообразования и предлагается физическая модель образования кратеров на поверхности мишени, облучаемой пучками заряженных частиц. Далее формулируется математическая модель кратерообразования. В третьем разделе анализируются результаты численного исследования физических процессов, приводящих к ускорению поверхности мишени при ее облучении интенсивными пучками заряженных частиц. Четвертый раздел посвящен численному исследованию закономерностей формирования профилей кратеров на облучаемой поверхности. Наконец, в пятом разделе рассматриваются поля напряжений, возбуждаемых в мишени в процессе кратерообразования.

1.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМЕ

Особенность разряда этого типа состоит в том, что поставщиком проводящей среды в межэлектродный промежуток является один из электродов. В обычных условиях этим электродом служит катод, поэтому катодные процессы представляют наибольший интерес при исследовании вакуумной дуги.

1.2. КАТОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВАКУУМНОЙ ДУГЕ

Вакуумная дуга характеризуется следующими свойствами:

- низким напряжением горения разряда, порядка потенциала ионизации материала катода;
- большой плотностью тока у поверхности катода;
- высокой концентрацией плазмы в прикатодной области разряда;
- наличием порогового тока горения разряда.

Многочисленными экспериментами установлено, что свойства вакуумной дуги практически целиком определяются процессами в небольшой, ярко светящейся области на катоде, посредством которой осуществляется токоперенос между катодом и межэлектродным промежутком [1–5]. Эта область получила название катодного пятна и включает в себя активную часть поверхности катода, нагретую до температур, намного превышающих температуру плавления, и прикатодную плазму, образующуюся в результате испарения активной части. Катодные пятна находятся в постоянном движении, однако это движение кажущееся, реально происходит отмирание одних пятен и рождение других.

Различают катодные пятна первого и второго типа [6]. Пятна первого типа появляются на катодах с диэлектрическими пленками и включениями. Они оставляют после себя много мелких кратеров, отстоящих друг от друга на некотором расстоянии. На хорошо очищенных и обезгаженных поверхностях функционируют пятна второго типа. Оставляемые ими кратеры наложены либо касаются друг друга. Наибольший интерес представляют пятна этого типа, так как в процессе горения разряда катод очищается от диэлектрических включений, пленок и т.д., что ведет к исчезновению пятен первого типа.

Важным свойством катодного пятна является наличие внутренней структуры, проявляющееся в существовании отдельных ячеек или фрагментов катодного пятна. Наличие субструктуры катодного пятна было установлено при исследовании эрозионных структур, оставляемых дугой на тонкопленочных катодах [1]. По данным [1] каждая ячейка катодного пятна переносит ток, равный удвоенному пороговому току горения дуги $2i_p$. Существование ячеек проявляется в виде микрократеров в месте присутствия пятна. Эти микрократеры обнаружены многими авторами при самых различных условиях горения дуги (ток $1 \div 10^3$ А, время $10^{-8} \div 10^{-2}$ с, разные катодные материалы и т.д.) [1–5]. Прямое подтверждение существования ячеек катодного пятна с временем жизни в наносекундном диапазоне получено при исследовании структуры катодного пятна с помощью электронно-оптических преобразователей и лазерной абсорбционной техники [7].

Ключевой характеристикой для определения механизма выделения энергии в катодном пятне является плотность тока в месте его привязки. При плотностях тока выше 10^8 А/см² преобладает объемный джоулев разогрев, при меньших плотностях тока необходимо привлечение поверхностного источника за счет энергии ионов. Трудности в определении плотности тока связаны с тем, что прямое измерение плотности тока невозможно ввиду малых размеров отдельных фрагментов катодного пятна, а также его хаотическим и быстрым перемещением по поверхности катода. Убедительные доказательства того, что плотность тока в катодном пятне вакуумной дуги $\geq 10^8$ А/см² приведены в работах многих авторов (см. например, [1–5]).

Наличие интенсивного источника выделения энергии в катодном пятне приводит к генерации катодной плазмы в межэлектродный промежуток, что и определяет функционирование дугового разряда в вакууме. Характеристикой этого процесса является удельная ионная эрозия γ – отношение унесенной массы катода в виде ионов к протекающему заряду $q = i\Delta t$, где I – ток дуги. Типичные значения γ для различных материалов лежат в пределах $10^{-3} - 10^{-5}$ г/Кл [3,4].

Важную роль в физике вакуумной дуги играют понятия порогового тока и катодного падения потенциала. Эти величины определяют наименьшие энергетические затраты, необходимые для функционирования дугового разряда. Пороговый ток – это тот минимальный ток, при котором дуговой разряд будет самоподдерживающимся. Величина порогового тока составляет единицы – десятые доли ампера в зависимости от материала катода [1]. Катодным падением потенциала U_c называют наименьшее напряжение в катодной области дуги, его значение по порядку величины близко к потенциалу ионизации металла U_i .

1.3. ПАРАМЕТРЫ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ. ВЛИЯНИЕ ТОКА И АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Одним из наиболее интересных физических эффектов, сопровождающих функционирование дугового разряда в вакууме – наличие в плазме этого разряда ионов, движущихся преимущественно в противоположном, согласно законам электричества, направлении – от катода к аноду. Энергии этих ионов существенно превосходят энергию, соответствующую приложенной к межэлектродному промежутку разности потенциалов. Типичные значения падения напряжения на дуговом разряде в диапазоне токов до килоампера составляют 10–30 В, а энергии ионов находятся на уровне 30–150 эВ [2–4]. При этом ионы различного знака имеют одинаковые скорости направленного движения [8], что свидетельствует о газодинамическом механизме их ускорения. В плазме вакуумной дуги в большом количестве присутствуют многозарядные положительные ионы [2–4]. Причем для некоторых материалов катода (W, Mo, Cr и др.) ионы с зарядами $> 2+$ составляют абсолютное большинство.

Параметры плазмы в непосредственной близости от катода распределены крайне неоднородно. В непосредственной близости от катода (~ 1 мкм) концентрация плазмы $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$. С увеличением расстояния от катода концентрация ионов падает как r^{-2} . Температура электронов в зоне пятна составляет несколько электронвольт [2–4].

Зарядовый состав дуговой плазмы напрямую связан с величиной энергии, необходимой для поддержания разряда. Наличие субструктуры катодного пятна приводит к тому, что рост тока сопровождается увеличением одновременно функционирующих ячеек пятна, а основные характеристики ионов дуговой плазмы (распределение по энергиям, зарядовый состав) формируются в результате функционирования единичной ячейки пятна. В связи с этим для повышения среднего заряда ионов плазмы необходимо каким-либо образом повысить напряжение горения дуги. Одним из таких способов является наложение сильного аксиального магнитного поля. Такое поле может создаваться внешним источником либо высоким собственным током дуги.

Влияние продольного магнитного поля и тока дуги на распределение ионов по зарядовым состояниям в дуговых источниках ионов исследовалось в работах [9–11]. В результате этих исследований было установлено, что создание в плазме дугового разряда сильного магнитного поля приводит к резкому снижению доли одно- и двухзарядных ионов при одновременном повышении многозарядного компонента. В таблице 1 представлены результаты измерений долей ионов различной кратности для дуги в магнитном поле. Аналогичный эффект наблюдался и при превышении тока дуги 1 кА. В этом случае

величина собственного магнитного поля дуги составляет примерно 1 кГс и оказывается соизмеримой с величиной внешнего магнитного поля, при котором наблюдается его влияние на зарядовое состояние. Важно отметить, что в присутствии сильного магнитного поля в зарядовом спектре ионов разряда появляются заметные доли ранее не наблюдававшихся компонентов (C^{3+} , Ti^{5+} , Cr^{5+} , Ni^{5+} , Ni^{6+} и др.). В экспериментах наблюдалась строгая корреляция между повышением средней зарядности ионов и возрастанием напряжения горения дуги. Так, при максимальных значениях магнитного поля и тока дуги, обеспечивающих достижение наибольшей доли высокозарядных ионов, величина напряжения дуги достигала 100–120 В и превышала в 5-6 раз начальный уровень напряжения.

Таблица 1. Зарядовое распределение и средний заряд Z_f во внешнем аксиальном магнитном поле [11]. Ток дуги $i = 220$ А, магнитное поле $B_{max} = 3.75$ кГс.

Металл	Z	f_1 (%)	f_2 (%)	f_3 (%)	f_4 (%)	f_5 (%)	f_6 (%)	Z_f	Z_f/Z
C	1.0	60	40					1.4	1.40
Mg	1.5	5	95					1.9	1.27
Al	1.7	10	40	50				2.4	1.40
Sc	1.9	16	23	59	2			2.5	1.31
Ti	2.0	5	35	54	6			2.6	1.30
V	2.1	13	31	48	8			2.5	1.20
Cr	2.0	11	26	55	8			2.6	1.30
Mn	1.5	26	47	25	2			2.0	1.33
Fe	1.8	7	58	35				2.3	1.28
Ni	1.6	19	62	18	1			2.0	1.25
Co	1.8	9	56	31	4			2.3	1.27
Cu	1.9	8	41	47	3	1		2.5	1.32
Y	2.2	6	9	77	8			2.9	1.32
Nb	2.7	1	9	23	52	13	2	3.7	1.37
Mo	2.8	5	11	26	48	10		3.5	1.25
Ba	2.0	2	41	53	3	1		2.6	1.30
La	2.3	3	16	61	20			3.0	1.30
Gd	2.0	1	43	41	15			2.7	1.35
Er	2.2	2	12	70	16			3.0	1.36
Hf	2.8	5	16	31	32	15	1	3.4	1.21
Ta	3.3	1	5	13	40	41	2	4.2	1.27
W	3.4	1	5	16	39	32	7	4.2	1.20
Pt	2.1	3	25	64	8			2.8	1.30
Pb	1.6	1	75	24				2.2	1.37
Bi	1.1	9	60	31				2.2	2.00

1.4. ЭКТОННАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Изучение явления взрывной электронной эмиссии [3, 5] позволило обосновать природу физических процессов в катодном пятне вакуумной дуги. В результате проведенных исследований было установлено, что плазма катодного факела при взрывной электронной эмиссии (искровая стадия) характеризуется теми же параметрами (скорость разлета, зарядовый состав), что и дуговая плазма. Следы поражения катода в обоих случаях оказались идентичны, скорость разлета жидкометаллической фракции, удельная эрозия,

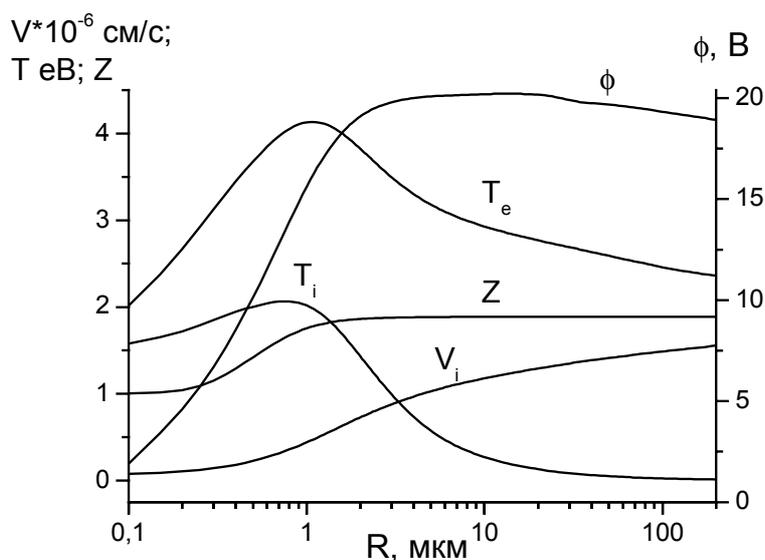
катодное падение потенциала, пороговые токи также совпали с измерениями в дуге. Все это позволило сделать вывод о том, что и в случае вакуумной дуги мы имеем дело с явлением взрывной электронной эмиссии.

В основе явления взрывной электронной эмиссии лежит джоулев разогрев под действием протекающего тока. Интенсивное энерговыделение приводит к взрыву микрообъема катода, сопровождаемому взрывной электронной эмиссией. С течением времени взрывного процесса происходит увеличение зоны эмиссии, падает плотность тока, становится существенным отвод тепла за счет теплопроводности, унос энергии за счет выброса плазмы и нагретого жидкого металла. Поэтому ток взрывной эмиссии прекращается, образуя кратковременную порцию электронов – эктон.

Основные экспериментальные закономерности, установленные для потока плазмы из области катодного пятна вакуумной дуги, лежат в основе эктонной модели. Так, увеличение тока приводит к росту количества одновременно функционирующих эктонов. При эктонном процессе вещество катода последовательно переходит ряд состояний: конденсированное, неидеальной и идеальной плазмы. В процессе этого перехода формируется зарядовый состав плазмы и происходит ускорение ионов под действием градиента давления плазмы, концентрация которой падает на несколько порядков на расстояниях в десять микрон от поверхности катода.

Результаты численного моделирования процессов в плазменной струе, образующейся при функционировании эктона, приведены на рисунке 1. Приведенные на рисунке графики хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными разными авторами [1–5]. Согласно расчетам, под действием градиента электронного давления ионы уже на расстояниях в несколько микрон приобретают направленные скорости на уровне 10^6 см/с. Средний заряд ионов монотонно растет, основные ионизационные процессы сосредоточены на расстоянии всего в два микрона. После пяти микрон реакции прекращаются совсем, наступает так называемая “закалка” ионного состава, который при дальнейшем разлете уже не меняется.

Рис. 1. Распределение основных характеристик плазмы вдоль оси катодной струи.



Специально проведенные расчеты по влиянию аксиального магнитного поля показали, что поля до 10 кГс не оказывают заметного влияния на средний заряд отдельной плазменной струи (длина струи 100 мкм, ток < 10А, радиус пятна 1 мкм). На основании этого можно сделать вывод, что изменение параметров плазмы при наложении магнитного поля есть отражение физических процессов в коллективизированной плазменной струе.

1.5. МОДЕЛЬ КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

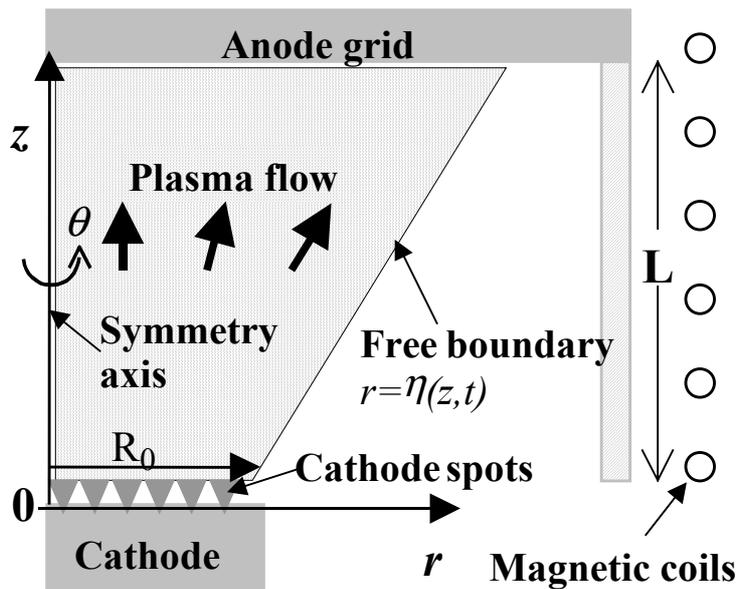
Рассмотрим плазменную струю, создаваемую группой катодных пятен, равномерно расположенных по катоду радиусом R_0 (см. рис. 2). При равномерном распределении тока дуги I по сечению плазменной струи R , плотность тока $J=I/\pi R^2$. Концентрацию плазмы на катодной границе можно определить из соотношения

$$n_c = J \cdot \left(e u_0 \left(\frac{m_i}{\gamma e} - Z \right) \right)^{-1}, \quad (1)$$

где m_i – масса иона. Из (1) следует, что концентрация электронов в плазме $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В этом случае радиус Дебая $r_D \sim 10^{-4} \text{ см}$, а средняя длина пробега электронов $l \sim 10^{-2} \text{ см}$. Для типичных условий, реализуемых в дуговых источниках тока, межэлектродное расстояние (несколько сантиметров) $L \gg l \gg r_D$. Таким образом, разлет плазмы носит газодинамический характер и может быть описан системой уравнений двумерной двухтемпературной магнитогазодинамики полностью ионизованной плазмы с учетом теплопроводности электронов для цилиндрической системы координат [12]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r n_i u_r}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

Рис. 2. Геометрия модели коллективизированной плазменной струи



$$\frac{\partial c_j}{\partial t} + u_z \frac{\partial c_j}{\partial z} + u_r \frac{\partial c_j}{\partial r} = n_e (\alpha_{j-1,j} c_{j-1} - \beta_{j,j-1} c_j n_e - \alpha_{j,j+1} c_j + \beta_{j+1,j} c_{j+1} n_e)$$

$$\alpha_{j-1,j} = C \left(\frac{I_H}{I_j} \right)^3 T_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} (I_j/T_e + 2) \exp(-I_j/T_e) \quad (3)$$

$$\beta_{j,j-1} = C \left(\frac{I_H}{I_j} \right)^3 (I_j/T_e + 2) \frac{h^3}{2\pi e m_e^2}, \quad j = 1, \dots, 4$$

$$n_e = n_i \sum_{j=1}^4 j c_j = Z n_i \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_i u_z}{\partial t} + \frac{\partial u_z n_i u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r n_i u_z}{\partial r} + \frac{J_r B_\theta}{c m} + \frac{1}{m} \frac{\partial (n_i T_i + n_e T_e)}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i u_r}{\partial t} + \frac{\partial u_z n_i u_r}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r n_i u_r}{\partial r} - \frac{1}{c m} (J_z B_\theta - J_\theta B_z) + \frac{1}{m} \frac{\partial (n_i T_i + n_e T_e)}{\partial r} = 0$$

$$\frac{3}{2} \left(\frac{\partial n_i T_i}{\partial t} + \frac{\partial u_z n_i T_i}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r n_i T_i}{\partial r} \right) + n_i T_i \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} \right) = 3 \frac{m_e}{m} \frac{n_e}{\tau_{ei}} (T_e - T_0) \quad (6)$$

$$J_r = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_\theta}{\partial z}, \quad J_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial r B_\theta}{\partial z} \quad (7)$$

$$J_\theta = \omega \tau (J_r + e n_e u_r), \quad \vec{v} = \frac{\vec{J}}{e Z n_i} + \vec{u}$$

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \left(\frac{\partial n_e T_e}{\partial t} + \frac{\partial v_z n_e T_e}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r n_e T_e}{\partial r} \right) + n_e T_e \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} \right) + \left(\frac{\partial Q_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r Q_r}{\partial r} \right) = \\ & -3 \frac{m_e}{m} \frac{n_e}{\tau_{ei}} (T_e - T_0) + \frac{m_e n_e}{\tau_{ei}} (\vec{v} - \vec{u}) \cdot \left(\vec{v} - \vec{u} - \frac{3\vec{Q}}{5n_e T_e} \right) - E_i \end{aligned} \quad (8)$$

$$\vec{Q} = \beta_0 n_e T_e (\vec{v} - \vec{u}) - \gamma_0 \frac{n_e T_e \tau_{ei}}{m_e} \text{grad } T_e \quad (9)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial v_z B}{\partial z} + \frac{\partial v_r B}{\partial r} = \frac{c^2}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial r B}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial B}{\partial z} \right) \right) \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \frac{13 + 4\sqrt{2}/Z}{4 + 4\sqrt{2}/Z} \quad (11)$$

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{m_e T_e}^{3/2}}{\sqrt{2\pi} e^4 Z^2 n_i \Lambda}, \quad \Lambda = \text{Max} \left\{ 1, \ln \left(\frac{3T_e}{Z e^2} \sqrt{\frac{1}{4\pi e^2 n} \frac{T_e T_i}{T_e + T_i}} \right) \right\} \quad (12)$$

$$\nabla \phi = \frac{1}{\sigma} \vec{J} + \frac{1}{ec n_e} [\vec{J}\vec{B}] + \frac{\nabla(n_e T_e)}{en_e} + \frac{\gamma}{e} \nabla T_e. \quad (13)$$

Здесь u – гидродинамическая скорость ионов, m_e и m – соответственно масса электронов и ионов, T_e и T_i , n_e и n_i – их температуры и концентрации, v – гидродинамическая (или токовая) скорость электронов, J – плотность тока, Q – электронный тепловой поток, λ – интерполяционная функция, зависящая от концентрации, c_j – доля ионов заряда j в n_i , τ_{ei} – время электрон-ионной релаксации, B – магнитное поле, φ – потенциал, β_0 , γ_0 , γ – коэффициенты Брагинского [12], $\alpha_{j-1,j}$ и $\beta_{j,j-1}$ – скорости ионизации и рекомбинации между переходами $j-1$ и j . Исходные выражения для $\alpha_{j-1,j}$ и $\beta_{j,j-1}$ взяты из [5], где они выписаны для плазмы в квазиклассическом приближении.

Уравнения непрерывности (2) записаны для тяжелой компоненты, а концентрация электронов с учетом квазинейтральности находилась с помощью соотношения (4). Уравнения ионизационной кинетики (3) записаны для ионов с зарядами от +1 до +4. Уравнения сохранения импульса (7) учитывают влияние собственного магнитного поля. Инерцией электронов пренебрегалось, т.к. токовая скорость электронов много меньше звуковой их скорости. Гидродинамическую скорость электронов в этом случае можно найти, используя формулу (7).

Уравнение баланса внутренней энергии расщеплено на две части: уравнение для тяжелой компоненты плазмы и уравнение для энергии электронов. Ионы и электроны обмениваются энергией между собой, что описывается первым слагаемым в правых частях уравнений (6) и (8). Считалось, что джоулева энергия (второй член в правой части (8)) поступает непосредственно в электронную подсистему, а уже потом через обменный член в ионную. Предполагалось также, что и ионизационная энергия поступает в электронную компоненту – третье слагаемое в правой части (8). В уравнении баланса электронной энергии существенную роль играет электронная теплопроводность (10). Уравнение (11) записано для φ -ой компоненты магнитного поля B – единственной ненулевой компоненты в цилиндрической системе координат. Учитывались также диффузия (правая часть) и перенос магнитного поля электронами (второй и третий член в левой части).

Магнитное поле не оказывает влияние на параметры плазмы в отдельной плазменной струе на расстоянии от катода ~ 100 мкм. Это позволяет использовать в качестве граничных условий для параметров плазмы в катодной области их значения, полученные при моделировании единичной плазменной струи. В частности, для медного катода температура электронов $T_e \sim 2$ эВ, а ионов $T_i \sim 0.1$ эВ, направленная скорость ионов $u_0 \sim 1.3 \cdot 10^6$ см/с.

Плазменная струя имеет свободную радиальную границу, определяемую из самосогласованного расчета. Рассматривалась только аксиальная компонента магнитного поля. Анод предполагался пассивным коллектором частиц и тока. Ток дуги, приложенное магнитное поле, геометрические размеры электродов – параметры, задаваемые при расчетах.

1.6. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Вышеописанная система уравнений решается численно на подвижной сетке. Сетка строится алгебраическим методом двух поверхностей (*К. Флетчер, Вычислительные методы в динамике жидкостей, Москва, Мир, 1991*). Криволинейная физическая область преобразуется в расчетную область прямоугольной формы посредством введения новых координат (ξ, z') :

$$\xi(z, t) = \frac{r}{\eta(z, t)}, \quad z' = z. \quad (14)$$

Где функция $\eta(z, t)$, описывающая форму боковой поверхности струи, определяется из кинематического условия:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_z \frac{\partial \eta}{\partial z} = u_r \quad (15)$$

На каждом шаге по времени уравнения (14), (15) преобразуют физическую область, ограниченную линиями $z=0$, $r=0$, $z=L$, $r=\eta(z,t)$, в расчетную область прямоугольной формы, ограниченную прямыми $z=0$, $\xi=0$, $z=L$, $\xi=R$. После преобразования уравнений (2)–(13) к новым координатам (ξ, z') полученная система решается конечноразностными методами с расщеплением по физическим факторам.

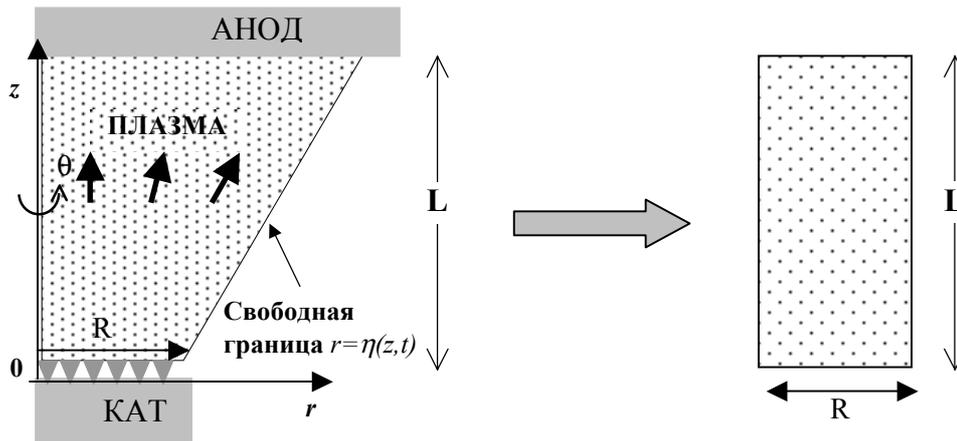


Рис.3. Преобразование криволинейной физической области в прямоугольную вычислительную.

Из этой системы выделяются уравнения четырех типов. Первый тип: подсистема (2),(5),(6) – уравнения газодинамики. Второй тип: уравнения (3) – уравнения переноса и ионизационной кинетики. Третий: уравнения (8),(9) – уравнение баланса электронной энергии с учетом теплопроводности. Четвертый: (7), (10) – уравнения переноса и диффузии магнитного поля.

В силу специфики, задача описывает невязкие сверхзвуковые и трансзвуковые газодинамические течения. Эффективным методом расчета таких решений является явная схема предиктор–корректор Мак-Кормака. В этой схеме на каждой стадии используются односторонние разностные формулы в противоположных направлениях. Вклады в ошибку аппроксимации сокращаются, и в результате получается схема второго порядка точности по времени и пространству. Для решения уравнений газодинамики (2),(5),(6) используется двумерный вариант схемы Мак-Кормака с покоординатным расщеплением (Д.Андерсон, Дж.Таннехил, Р.Плетчер, “Вычислительная гидромеханика и теплообмен”, М.: Мир 1990 г.). Этот метод так «расщепляет» оригинальную схему Мак-Кормака, что решение многомерной задачи сводится к последовательному решению одномерных задач. Благодаря этому условие устойчивости разностной схемы становится менее жестким. Другими словами, расщепление позволяет получить решение в каждом направлении с максимально допустимым шагом по времени. При этом необходимо обеспечить симметричную комбинацию одномерных шагов. Так, если обозначить шаг Мак-Кормака по времени в направлении z как $L_z(\Delta t)$, то продвижение по времени на $2\Delta t$ будет выглядеть так:

$$L(2\Delta t) = L_z(\Delta t) L_r(\Delta t) L_r(\Delta t) L_z(\Delta t)$$

Максимально допустимый шаг по времени ограничен условием Куранта:

$$\Delta t < \min(\Delta z/u_z, \Delta r/u_r),$$

но реальный шаг в задаче несколько меньше.

Для устранения нефизических осцилляций, присущих схеме Мак-Кормака в области больших градиентов, используется нелинейное, консервативное сглаживание (Войнович П.А., Жмакин А.И., Фурсенко А.А. “Программа расчета многомерных нестационарных разрывных течений идеального газа”, Л.: Физ.-Техн. Институт им. А.Ф. Иоффе, Препринт 1268, 1988.), которое действует только в областях, где возникают пилообразные возмущения. Данный алгоритм сглаживания совершенно не искажает гладких решений и лишь незначительно уменьшает физические экстремумы.

Система уравнений ионизационной кинетики (3) решается методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Пространственные производные аппроксимируются односторонними разностями вверх по потоку.

Уравнение баланса электронной температуры (8) после подстановки выражения для электронного теплового потока (9) приобретает вид уравнения конвекции-диффузии. В типичных для данной задачи условиях преобладающим механизмом является диффузия. Для решения этого уравнения выбран метод дробных шагов. Решение двумерного уравнения (8) сводится к последовательному решению одномерных уравнений по каждому направлению. В силу нелинейности уравнения (8) также необходимо обеспечивать симметричную комбинацию решения полученных одномерных уравнений. Для дискретизации одномерных уравнений используется неявная схема Кранка-Николсона. Полученные разностные уравнения представляют собой трехдиагональную систему и решаются методом прогонки.

Уравнение переноса и диффузии магнитного поля по типу аналогично предыдущему уравнению. Однако коэффициент магнитной диффузии в задаче получается слишком большим, чтобы решать его методом дробных шагов. Поэтому уравнение (10) решается итерациями методом Гаусса-Зейделя с последовательной верхней релаксацией.

Определение решения системы уравнений к моменту $t+\Delta t$ выглядит следующим образом. Сначала, используя известные скорости с момента t , из кинематического условия (15) определяется форма боковой границы плазмы $\eta(z,t)$. Затем перестраивается сетка, и вычисляются необходимые метрические коэффициенты. Далее из уравнения (10) определяется собственное магнитное поле и плотность тока из уравнений (7). Затем решаются уравнения кинетики (3). Далее, используя полученные значения плотности тока и среднего зарядового числа, решается уравнение баланса электронной энергии (8). Затем решается блок уравнений гидродинамики. Причем от шага к шагу меняется очередность одномерных операторов расщепленной схемы Мак-Кормака. Данная последовательность шагов повторяется на каждом временном шаге до достижения системой стационарного решения. Максимальный шаг по времени определяется в основном условием устойчивости гидродинамической части задачи.

1.7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулированы физическая и математическая модели плазменной струи вакуумной дуги с высокой плотностью тока во внешнем аксиальном магнитном поле. Показано, что в высокоточной плазменной дуге не происходит “замораживание” среднего зарядового числа ионов типичного для слаботочной дуги. Среднее зарядовое число ионов увеличивается с увеличением тока дуги и внешнего магнитного поля. Полученные с помощью вычислительного эксперимента значения среднего заряда ионов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

На основе описанной модели разработана программа IonGun, описание которой приводится в **Приложении 1**. С их помощью исследован комплекс физических процессов, ответственных за формирование коллективизированной струи сильноточной вакуумной дуги.

2. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
2. Lafferty J. M., Editor. Vacuum arcs, theory and application. New York: Wiley, 1980.
3. Г.А. Месяц, Эктоны в вакуумном разряде: пробой искра, дуга. Наука, Москва, 2000.
4. Handbook of vacuum arc science and technology Edited by Voxman R.L., Martin P.J., Sanders D.M. Park Ridge: Noyes Publications, 1995.
5. Mesyats G.A., Proskurovsky D.I. Pulsed electrical discharge in vacuum. Berlin: Springer, 1989.
6. Любимов Г.А., Раховский В.И. УФН, 1978, т. 125, с. 665.
7. Jüttner B. J. Phys. D: Appl. Phys., 1995, v. 28, p. 516.
8. G. Yu. Yushkov, E. M. Oks, A. Anders, I. G. Brown, //J. Appl. Phys., 2000, v. 88, p. 5618.
9. E.M. Oks, Brown I.G., Dickinson R.M. et al. Appl. Phys. Lett. 1995, v. 67, p.200
10. Oks E.M., Anders A., Brown I.G., Dickinson R.M. and MacGill R.A.. IEEE Trans. Plasma Phys. 1996, v. 24, p. 1174.
11. Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. ЖТФ, 1998 т. 68, с. 39.
12. С.И. Брагинский, в сб. Вопросы теории плазмы. 1963 т. 1, с. 183.