

АНАЛИЗ ПОСТАНОВКИ И РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О КАТОДНОЙ СТРУЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

И. И. Бейлис, М. П. Зекцер, Г. А. Любимов

Работа посвящена исследованию высокоскоростных струй пара, истекающих из области катодного пятна в вакуум. Анализ показал, что процессы, протекающие в кнудсеновском слое, существенным образом влияют через граничные условия на газодинамическое течение пара. Проведено сравнение результатов расчета, выполненных при различных значениях задаваемых параметров, и намечены пути дальнейших исследований в этой области.

1. Высокоскоростные потоки заряженных частиц, генерируемые катодным пятном вакуумной дуги, были впервые обнаружены экспериментально более пятидесяти лет назад [1]. Несмотря на многочисленные исследования, как экспериментальные, так и теоретические, выполненные с тех пор, удовлетворительное объяснение физических механизмов генерации и ускорения этих потоков в зависимости от условий и параметров разряда до сих пор отсутствует [2, 3].

В работах [4, 5] было установлено, что катодные пятна по своим свойствам делятся на три типа; поэтому можно ожидать, что и механизмы генерации ускорения потоков, связанных с этими пятнами, также будут различаться. Существует, однако, точка зрения [3], подкрепленная анализом совокупности опытных данных, о том, что механизмом генерации потоков частиц в пятнах второго типа (медленно перемещающиеся пятна) и в групповых (неподвижных) пятнах является испарение материала катода. Оценки и опытные данные показали, что физические процессы в пятнах этих типов стационарны (или квазистационарны), а давление паров материала катода вблизи его поверхности достаточно велико ($P \geq 1$ атм). Очевидно, что в таких условиях газодинамические процессы могут играть существенную роль в формировании струи пара, истекающей из области катодного пятна в вакуум.¹ В частности, в [6, 7] показано, что ускорение струи пара до скоростей, намного превышающих тепловые, может быть чисто газодинамическим и связанным с подводом энергии к струе от внешнего электрического поля, обеспечивающего протекание тока разряда вдоль струи. Однако вопрос о фактической реализуемости такого механизма в конкретных условиях вакуумного разряда (при конкретных граничных условиях для струи пара) оставался открытым.

Работы [6, 7] послужили толчком к исследованию динамики пара, истекающего из катодного пятна в вакуум на основе уравнений динамики плазмы [8-10]. В [8] был построен пример решения граничной задачи (при граничных условиях, соответствующих пятну вакуумной дуги и некоторым граничным условиям вдали от катода) об истечении струи в вакуум, в котором точка перехода через скорость звука расположена в потоке (скорость на поверхности катода дозвучивает).

¹ Подчеркнем, что всюду в дальнейшем имеются в виду только пятна второго типа и групповые. Механизм генерации из области пятен первого типа нельзя сегодня считать выясненным окончательно. Этот факт надо учитывать при сопоставлении результатов расчетов, которые, как правило, основаны на газодинамической и стационарной моделях, с опытными данными.

ковая). Полученное решение удовлетворительно согласовывалось с опытными данными как для параметров пятна [4], так и для параметров струи плазмы вдали от катода [11] для групповых пятен. Таким образом, было фактически показано, что газодинамический механизм ускорения [6, 7] может реализовываться по крайней мере в катодных струях, соответствующих групповым пятнам.

В работах [9, 10] исследовались общие свойства решений одномерных уравнений динамики плазмы без учета конкретных граничных условий. В них фактически не обсуждается вопрос о соответствии рассмотренных примеров граничным условиям на поверхности катода.²

Вопрос о числе и виде граничных условий зависит от физических условий на поверхности тела и в плазме вблизи нее, а также от вида системы уравнений, используемой при расчете (в зависимости от конкретных предположений и условий система уравнений может быть различной). В любом случае граничные условия должны зависеть от изменения газодинамических параметров в кнудсеновском слое и слое объемного заряда. Задача об изменении параметров в кнудсеновском слое не имеет на сегодня полного решения. Некоторые приближенные модельные подходы к решению таких задач рассмотрены в работах [12-14]. Наиболее полное решение для тяжелой компоненты содержится в [15]. В связи с этим в настоящее время невозможно сформулировать полную систему граничных условий на поверхности катода для уравнений, описывающих динамику катодной струи. Используемые в литературе граничные условия опираются либо на экспериментальные данные (в качестве недостающих граничных условий задаются некоторые из измеряемых в опыте величин), либо на дополнительные предположения об изменении параметров в кнудсеновском слое или в слое объемного заряда. В связи с этим представляет интерес параметрическое исследование решений уравнений, описывающих струю плазмы, при различных условиях. Ниже приводятся результаты такого исследования, опирающиеся на анализ кнудсеновского слоя [14, 15].

2. Будем рассматривать задачу об истечении катодной струи в вакуум в гидравлическом приближении. Используемая гидравлическая система уравнений соответствует осреднению параметров в плоскости поперечного сечения струи. При этом распределение параметров в ядре сечения считается слабо отличающимся от однородного, а переходная зона на периферии струи считается узкой и заменяется разрывом параметров, причем давление и нормальная компонента электрического поля на внешней стороне этого разрыва считаются равными нулю.

В рамках принятой постановки задачи система уравнений сводится к семи дифференциальным уравнениям первого порядка:

Уравнениям неразрывности, импульса и энергии для тяжелых частиц

$$\frac{d}{dx} [m(n_i + n_e)UF] = 0, \quad \frac{d}{dx} [PF + GU] = FeE(n_i - n_e), \quad (1), (2)$$

$$2k(n_i + n_e)U \frac{dT}{dx} = kTU \frac{d}{dx} (n_i + n_e) + en_e UE + A, \quad (3)$$

$$A = 4 \frac{m_e}{m} n_e n_i v_{ei} Q_{ei} k (T_e - T) \left(1 + \frac{n_a Q_{ea}}{n_i Q_{ei}} \right).$$

уравнению энергии для электронов

² Используемые в [9] одномерные решения требуют для своего определения задания граничных условий на полусфере радиуса r_0 , принимаемого равным радиусу пятна. Связь параметров на этой полусфере с параметрами в пятне на поверхности катода, вообще говоря, заранее неизвестна. В силу существенных градиентов в плазме вблизи поверхности катода параметры на полусфере r_0 и связи между ними могут существенно отличаться от таковых на поверхности катода. С другой стороны, использование на полусфере r_0 физических граничных условий для катодного пятна, следующих из законов сохранения, вряд ли можно обосновать. Таким образом, выбор граничных условий для уравнений работ [9, 10] представляет собой нетривиальную задачу, которая в этих работах не обсуждается.

$$\frac{3}{2} kn_e U \frac{dT_e}{dx} = -\frac{kn_e T_e}{F} \frac{d}{dx} (UF) + \frac{0,8}{F} \frac{d}{dx} (j_e F \frac{kT_e}{e}) + \frac{kT_e}{eF} \frac{d}{dx} (j_e F) + \frac{5}{2} j_e \frac{d}{dx} \left(\frac{kT_e}{e} \right) + j_e E - A - \frac{e\gamma_i}{F} \frac{d}{dx} (en_i UF) + \frac{V_c}{F} \frac{d}{dx} (j_n F), \quad (4)$$

уравнениям неразрывности для электронов и ионов (пренебрегается диффузией)³

$$\frac{1}{F} \frac{d}{dx} \left(\frac{j_e F}{e} \right) = -\gamma n_a n_e + \beta n_i n_e^2 + B, \quad (5)$$

$$\frac{1}{F} \frac{d}{dx} \left(\frac{j_i F}{e} \right) = \gamma n_a n_e - \beta n_i n_e^2 \quad (6)$$

и уравнению для электрического поля

$$\frac{1}{F} \frac{d}{dx} (EF) = 4\pi e (n_i - n_e). \quad (7)$$

Вместо уравнения импульсов для электронов используется конечное соотношение — закон Ома

$$j = j_e + j_i + j_n, \quad (8)$$

$$j_i = en_i U, \quad j_e = \sigma \left[E - \frac{1}{en_e} \frac{d}{dx} (kn_e T_e) \right] - en_e U. \quad (8)$$

Система уравнений дополняется алгебраическим уравнением состояния

$$P = k \Sigma n_a T_a. \quad (9)$$

В системе уравнений (1)–(9) U — скорость потока; F — площадь поперечного сечения струи; P — давление; G — расход материала катода в паровой фазе; E — напряженность электрического поля; n_a , T_a , j_a — концентрация, температура и плотность тока α -компоненты; V_c — катодное падение; σ — проводимость плазмы; γ , β — коэффициенты ионизации и рекомбинации; j_n — плотность тока пучка эмиттированных электронов; $Q_{a\beta}$ — сечения столкновений; v_{eT} — тепловая скорость электронов; φ_i — потенциал ионизации.

При записи «гидродинамических» уравнений для электронов (4), (5), (8) фактически предположено, что в плазме имеются два вида электронов: плазменные, для которых и выписаны уравнения (4), (5), и электроны, принадлежащие пучку эмиттированных с поверхности электрода и ускоренных в слое объемного заряда электронов. Электроны пучка предполагаются односкоростными с энергией, равной катодному падению V_c . Электроны пучка рассеиваются на ионизационных и кулоновских столкновениях

$$\frac{1}{F} \frac{d}{dx} \left(\frac{j_n F}{e} \right) = -B = \frac{j_{эм}}{e} \exp \left[- \int_0^x (n_n Q_{ион} + (n_e + n_i) Q_{кул}) dx \right],$$

где $Q_{ион}$, $Q_{кул}$ — сечение ионизации и кулоновское сечение для электронов с энергией eV_c ; $j_{эм}$ — ток эмиссии. Предполагается, что рассеянные электроны мгновенно релаксируют в плазменные. Эти предположения позволяют использовать гидродинамические уравнения для электронов (с учетом соответствующего притока энергии от рассеянных электронов пучка в (4)) всюду вне кнудсеновского слоя для тяжелых частиц, включая и сильно неравновесную по электронам область релаксации пучка.

В уравнениях сохранены члены, пропорциональные плотности объемного заряда (хотя в области плотной плазмы вблизи катода они малы), для того чтобы иметь возможность сшивать решение для столкновительной области

³ Оценка соответствующих членов в уравнениях по полученным решениям показывает, что они малы.

вблизи катода с решением в области вдали от него, где частицы движутся без столкновений.

Для решения системы уравнений (1)—(9) необходимо задать семь граничных условий, а также закон изменения сечения струи $F = F(x)$.

При формулировке граничных условий для системы (1)—(9) необходимо учесть изменение параметров в кнудсеновском слое для тяжелой компоненты. В рассматриваемых условиях протяженность кнудсеновского слоя порядка длины свободного пробега иона. Его структура состоит из слоя объемного заряда, протяженность которого много меньше длины пробега иона, и квазинейтральной внешней части. Рассмотрение задачи о распределении параметров в таком слое [14] показывает, что в конечном счете существует пять связей между газодинамическими параметрами плазмы на внешней границе слоя, температурой и физическими константами электрода и катодным падением. Эти связи вместе с естественным условием равенства давления нулю на бесконечности в струе (истечение в вакуум) образуют систему шести граничных условий для задачи об истечении струи (1)—(9). Седьмое граничное условие должно быть связано с заданием электрического поля (или его функциональной зависимости от газодинамических параметров) на одной из границ струи. Сформулированные таким образом семь граничных условий позволяют эффективно решить задачу об истечении струи, если задана температура поверхности электрода и катодное падение.

В задаче об истечении катодной струи температуру поверхности электрода нельзя считать заданной, так как она определяется решением совместной задачи об истечении струи и задачи теплопроводности в теле электрода. Эти две области (струя и электрод) контактируют на поверхности электрода по площади пятна (круг радиуса r_0).

Из балансовых соотношений на поверхности электрода в области пятна ($r \leq r_0$) могут быть определены удельные величины расхода материала электрода G ; силы N , действующей на катод; плотности электронного тока на поверхности электрода j_{ew} ; потока энергии Q , отводимого в тело электрода

$$G = j_{mw} - j_{n0}, \quad N = j_{pw} - j_{p0}, \quad Q = j_{qw} - j_{q0}, \quad j_{ew} = j_{jw} - j_{j0}. \quad (11)-(13)$$

В этих соотношениях величины j представляют собой потоки массы (m), импульса (p), энергии (q) и поток электронов (j) соответственно с поверхности электрода (w) и из плазмы (0).

При сопряжении решений тепловой задачи в струе и теле электрода используются условия непрерывности потока энергии и электрического тока

$$Q = Q_T, \quad j_{iw} + j = j_T, \quad (14), (15)$$

где Q_T — граничное значение удельного потока тепла в области пятна на поверхности электрода, j_T — граничное значение плотности тока для решения задачи о распределении тока в теле электрода, j_{iw} — величина плотности тока ионов из плазмы на поверхности катода.

Решение задачи теплопроводности в теле электрода дает связь между температурой поверхности металла в пятне и радиусом пятна. В простейшем случае, если поток тепла в пределах пятна распределен однородно и джоулевым тепловыделением в теле электрода пренебрегается,

$$Q_T = \lambda T_w / r_0 = Q. \quad (16)$$

Эта связь может рассматриваться как эффективное граничное условие для задачи о струе, если известно выражение для Q через граничные значения газодинамических параметров.

Таким образом, в полной задаче о катодной струе остается (кроме величины катодного падения) один параметр (радиус пятна), который нельзя определить с помощью описанных выше соотношений. Для замыкания задачи в данном случае обычно задают величину полного тока I на пятно, которая хорошо измеряется в экспериментах

$$I = F_0 j_0. \quad (17)$$

В таким образом доопределенной задаче могут быть рассчитаны все параметры, если задана форма струи и катодное падение.⁴

Отметим, что система уравнений неразрывности (5), (6) имеет интеграл

$$Fj = \text{const} = I. \quad (18)$$

В описываемых ниже (п. 3) расчетах это соотношение использовалось вместо уравнения (5). В связи с этим порядок системы понизится и задание полного тока дуги, который определяет правую часть соотношения (18), равносильно заданию одного из граничных условий для системы (1)—(9).

Так как полное решение задачи о кнудсеновском слое отсутствует, то при построении теоретических примеров авторы пользовались граничными условиями, основанными на некоторых предположениях.

Так, например, в [8] условия в кнудсеновском слое практически не использовались. Предполагалось только, что температура тяжелых частиц не меняется в кнудсеновском слое

$$T_w = T_0. \quad (19)$$

Кроме того, на поверхности электрода задавалось условие (16), причем при вычислении величины Q в этом соотношении учитывалось изменение параметров в слое объемного заряда, который предполагался пролетным (бесстолкновительным) для всех частиц. В качестве дополнительных условий задавались расход материала электрода G в струе, который измеряется в экспериментах с невысокой точностью, и полный ток дуги I . Анализ показал, однако, что в постановке [8] изменение величины G в разумных пределах не меняет существенно свойств получаемых решений.

Недостающие четыре граничных условия задавались в некотором сечении струи x_∞ , достаточно удаленном от катода

$$P = P_\infty, n_i = n_{i\infty}, n_a = n_{a\infty}, E_\infty = 0 \text{ при } x = x_\infty. \quad (20)$$

Величины с индексом « ∞ » выбирались достаточно малыми. Таким образом, в [8] фактически решалась краевая задача об ограниченной струе $0 \leq x \leq x_\infty$ с параметрами вдали от катода, близкими тем, которые реализуются при истечении в вакуум.

В работе [9] анализируется система уравнений, аналогичная (1)—(9). Рассмотренные примеры соответствуют решениям задачи Коши для соответствующей одномерной системы. Нужное количество граничных условий задается на полусфере радиуса r_0 независимо от решения задачи в теле электрода (условия типа (10)—(16) не учитываются). Величины задаваемых параметров выбираются в соответствии с их значениями, полученными в экспериментах, или из некоторых оценок. При таком подходе (если иметь в виду задачу о катодной струе), кроме неопределенности, связанной с заданием граничных условий на полусфере r_0 (см. сноску 2), возникает проблема выбора непротиворечивой системы граничных параметров. Дело в том, что имеющиеся в литературе сведения о локальных параметрах прикатодной области имеют большой разброс и соответствуют измерениям, как правило, в разных опытах. При этом легко получить решения, не соответствующие катодной струе.

Что касается решений работы [9], то их вряд ли можно рассматривать как решения о струе, истекающей с поверхности катода даже в том случае, если считать катод полусферическим. Действительно, в этих решениях скорость газа на поверхности катода принималась равной звуковой. Однако оценки и расчеты показывают [3], что в групповых пятнах и пятнах второго типа на поверхности должны реализовываться дозвуковые скорости, а звуковая линия устанавливается в потоке на некотором расстоянии от катода (см. примеры

⁴ Изменение потенциала в кнудсеновском слое — катодное падение V_c — в общем случае должно определяться из совместного решения задачи в этом слое и в плазме вне его. В постановке задачи о кнудсеновском слое, принятой в [14], отсутствует возможность вычисления распределения потенциала в слое, а определение величины V_c возможно лишь при введении дополнительных предположений. Поэтому V_c остается свободным параметром в граничных условиях и в задаче в целом.

в [8]). Тот факт, что групповым пятнам соответствуют дозвуковые скорости у поверхности катода, следует и из общих оценок работы [10]. Таким образом, примеры, проанализированные в [9], не будут соответствовать катодным струям, если полусфера r_0 представляет собой поверхность электрода. Если же полусферу r_0 принять за звуковую линию в струе, истекающей с поверхности плоского катода, то остается открытым вопрос о соответствии выбранных и задаваемых на этой линии параметров реальной совокупности параметров в какой-либо точно поставленной задаче или эксперименте.

Конечно, те же вопросы можно отнести к любым примерам, в которых все или часть граничных условий задаются произвольно. Однако можно ожидать, что решения, соответствующие некоторым точным соотношениям (типа (10)—(16)) на физически определенных поверхностях (поверхности электрода или в бесконечности), будут ближе к действительности, чем те, которые этим условиям не удовлетворяют.

В работах [14, 15] проанализирована часть граничных условий, следующих из анализа кнудсеновского слоя для тяжелой компоненты. Показано, в частности, что если считать степень ионизации плазмы на внешней границе кнудсеновского слоя равновесной при температуре электронов T_e^* , удовлетворяющей интегральному балансу энергии в области ионизации (вне кнудсеновского слоя), то в области параметров, характерной для катодного пятна, с хорошей точностью можно принять следующие связи между параметрами на внешней границе этого слоя и температурой поверхности электрода:

$$T_0 = T_w, P_{T0} = P_T^*(T_w), n_{i0} = n_i^*(T_{e0}), T_{e0} = T_e^*, j_{i0} = 1/4 n_{i0} v_{T0}. \quad (21) - (25)$$

Здесь звездочкой обозначены равновесные значения соответствующей величины; T_e^* — величина, определенная в [15]. Связи (21)—(25) можно рассматривать как систему трех ⁵ граничных условий для газодинамической системы (1)—(9). В работе [8] использовано только первое из этих граничных условий (21), причем (как показывает подстановка параметров, соответствующих решениям [8]) эти решения противоречат условиям (22), (25).

Для того чтобы выяснить суть полученного противоречия, а также то, к каким выводам, с точки зрения задачи о разлете пара из области катодного пятна, приводят предположения работы [15], на которых основана система соотношений (21)—(25), была выполнена серия расчетов параметров струи пара на основе уравнений (1)—(17) и заданной геометрии струи. Будем (так же как и в [8]) считать границы струи прямолинейными

$$F(x) = F_0 \left(1 + \frac{x}{r_0} \operatorname{tg} \psi \right)^2, \quad F_0 = \pi r_0^2, \quad (26)$$

где ψ — угол раскрытия струи. В обоснование (26) можно привести экспериментальный факт о вытянутой форме струи [16].

3. Проиллюстрируем полученные результаты на примере расчета параметров катодной струи на медном электроде при токе $I = 300$ А. Во всех расчетах катодное падение полагалось равным $V_0 = 15$ В, угол разлета струи $\psi = 45^\circ$.

В качестве базового варианта для сравнения был выбран вариант работы [8] — вариант 1 в таблице, в котором использовано только одно условие (21), следующее из решения задачи о кнудсеновском слое. Расход задан в соответствии с экспериментальными данными [11] $G = G_0 = 1.6 \cdot 10^{-2}$ г/с. Для сопоставления с опытными данными используются результаты работы [11] — вариант 6 в таблице.

Соотношения (21)—(23) вместе с задаваемыми расходом пара в струе G и током на пятно I образуют систему пяти газодинамических граничных условий для уравнений (1)—(9).

⁵ Соотношение (25) определяет поток ионов на стенку, который входит в условия баланса (12), (15). В газодинамической системе (1)—(9) величина j_{i0} не фигурирует, и поэтому (25) не является граничным условием для этой системы.

Значения параметров катодного пятна (при $x = 0$) и струи

Номер варианта	$\frac{G}{G_0}$	φ , эВ	$(n_i + n_a) \times 10^{-20}$, см $^{-3}$	$j \cdot 10^{-5}$, А/см 2	T_e , эВ	T_{e0} , эВ	$\frac{\alpha = n_i}{n_i + n_a}$	V_d , В	$\frac{U_\infty}{U_{\infty 0}}$
1	1	4.5	0.0024	0.3	3.84	0.308	0.95	19	0.97
2	4	4.5	2.55	22	1.7	0.377	0.41	25	0.93
3	8	4.5	1.45	3.4	1.2	0.352	0.19	35	0.93
4	1	3.5	1.2	100	2.9	0.343	0.91	20	0.99
5	2	4.0	0.2	7	2.7	0.365	0.97	24	1.3
6	1	—	—	—	—	—	—	20	1

В качестве шестого граничного условия принималось условие квазинейтральности на внешней границе кнудсеновского слоя

$$n_{e0} = n_{i0}, \quad (27)$$

а в качестве седьмого использовалось условие перехода через скорость звука в струе, выделяющее решение, соответствующее сверхзвуковому течению вдали от катода. В силу выбранной геометрии струи (26) давление автоматически стремится к нулю на бесконечности.⁶ Выбор последнего граничного условия позволяет выделить решения, которые в принципе могут соответствовать наблюдаемым в экспериментах высокоскоростным и высокоэнергетическим катодным струям, скорость в которых вдали от катода намного превышает тепловую.

Возможность замены одного из граничных условий условием перехода через скорость звука в струе связана с тем, что исходная гидравлическая система уравнений имеет при значении числа Маха $M=1$ особенность и условие непрерывного перехода через эту точку для рассматриваемой системы уравнений имеет вид

$$e(n_i - n_e)EF - \frac{d}{dx}(kn_e T_e F) + \frac{GU}{3F} \frac{dF}{dx} - \frac{en_i UE + A}{2U} = 0.$$

Проведенные расчеты показали, что решения, соответствующие сформулированным граничным условиям, существуют не при любых задаваемых значениях расхода.⁷ Минимальное значение расхода, при котором такие решения существуют, в четыре раза превосходит расход G_0 [11] (решение существует при $G/G_0 \geq 4$). Некоторые параметры решения при $G/G_0=4$ приведены в таблице (вариант 2). Для сравнения в таблице приведен также вариант 3, соответствующий отношению $G/G_0=8$. Сравнение вариантов 2, 3 с базовым вариантом 1 показывает, что использование условий (21)—(23), (27) вместо граничных условий работы [8] приводит к резкому увеличению давления в области катодного пятна и возрастанию плотности тока, причем эти параметры убывают с ростом расхода пара.

Полученные решения (варианты 2, 3), так же как и базовое решение 1, хорошо описывают экспериментальные данные [11] по скорости струи вдали от катода U_∞ и по падению потенциала на дуге V_d (см. таблицу, вариант 6). Однако решения 2, 3 соответствуют расходам, намного превышающим экспериментально измеренную в [11] величину. Поэтому сопоставление этих решений с экспериментальными данными [11], вообще говоря, некорректно.

Таким образом, использование в расчетах казалось бы более физически обоснованных (по отношению к работе [8]) граничных условий приводит к тому, что отсутствует решение в области параметров, реализуемых в эксперименте (при $G=G_0$). Этот факт может свидетельствовать о двух обстоятельствах.

⁶ Проверка показала, что в полученных решениях значение температуры электронов у поверхности катода T_{e0} несильно отличается от T_e^* , определенного в [15], т. е. условие (24) приближенно выполняется.

⁷ Здесь в дальнейшем будут рассматриваться решения, соответствующие плотности тока в пятне $j \leq 10^7$ А/см 2 . Это условие выделяет решения, которые можно трактовать как описывающие динамику струи, связанной с групповыми катодными пятнами. Согласно литературным данным [3], плотность тока в групповых пятнах не превосходит 10^6 А/см 2 .

Во-первых, возможно, что предположения работы [15], принятые при получении условий (21)—(25), в частности предположение о ионизационном равновесии на внешней границе кнудсеновского слоя, не соответствуют реальной физической ситуации в рассматриваемом течении. Сегодня не ясно, к каким изменениям граничных условий (21)—(23) приведет отказ от предположения о ионизационном равновесии на внешней границе кнудсеновского слоя, и, следовательно, невозможно оценить, как изменится при этом решение задачи о катодной струе. Не исключено, что подобное изменение постановки задачи приведет к решению, которое (как и базовое решение [8]) может характеризоваться сильной неравномерностью на внешней границе кнудсеновского слоя и неплохо соответствовать экспериментальным данным как по параметрам струи вдали от катода, так и по параметрам катодного пятна [4].

Во-вторых, возможно, что отсутствие решения в принятой в данной работе постановке задачи при $G=G_0$ свидетельствует о несоответствии задаваемых при решении параметров их истинным значениям.

Анализ показал, что изменение в разумных пределах задаваемых величин катодного падения V_c и угла раскрытия струи ϕ не изменяет качественно или существенно количественно решения. В проведенных расчетах предполагалось, что измеряемый в эксперименте и задаваемый в расчете ток приходится на одно пятно, что, возможно, не соответствует реальности в опытах [11] (к сожалению, количество пятен и ток на одно пятно в опытах [11] не фиксировались). В связи с этим были проанализированы решения при меньших токах на пятно (и соответственно пропорционально меньших расходах), при этом анализировалась возможность существования одновременно двух или трех катодных пятен. Однако и этот анализ не дал положительных результатов.

Измеренная в опытах [11] величина расхода материала электрода в паровой фазе G_0 в 2 раза меньше соответствующих величин, измеренных другими авторами [17-19]. Но если считать, что в катодной струе реализуется течение с высоким давлением в катодном пятне (варианты 2, 3), то следует принять, что расход в опытах [11] измерялся с ошибкой в четыре или более раз. Однако это предположение кажется маловероятным.

Приведенные рассуждения и анализ решений показывают, что согласовать экспериментальные данные с решением задачи о разлете катодной струи в принятой здесь постановке, опирающейся на граничные условия (21)—(25), возможно, только предположив, что физические константы материала электрода, задаваемые при расчетах их табличными значениями, могут отличаться от таковых, когда металл находится при экстремальных условиях, реализуемых в катодном пятне. Анализ влияния вариаций этих констант на параметры катодного пятна, а также на параметры струи U_∞ и V_d в рамках постановки [20] с учетом интегральных соотношений [7] проведен в работе [21]. Этот анализ показал, что небольшие изменения величины работы выхода могут существенно изменить параметры катодного пятна и струи. В связи с этим были выполнены расчеты в рамках принятой постановки задачи при измененных значениях величины работы выхода материала электрода ϕ . Один из таких вариантов приведен в таблице (вариант 4). В этом варианте работа выхода считалась равной $\phi=3.5$ В (в вариантах 2, 3 $\phi=4.5$ В), а расход равным экспериментально измеренному в [11] значению G_0 ; остальные параметры имели те же значения, что при расчете вариантов 2, 3. Сравнение вариантов 4 и 2 показывает, что параметры струи и пятна в этих вариантах различаются несильно, оба решения соответствуют условиям, в которых плотность тока и давление пара в пятне относительно велики (ср. с вариантом 1).

Обратим, наконец, внимание на то, что константы, определяющие равновесные значения давления и концентрации в граничных условиях (22), (23), вообще говоря, зависят от температуры, а их табличные значения соответствуют некоторым средним значениям. С целью выяснения влияния значений этих констант на решение задачи о катодной струе были проведены расчеты, в которых величина A_x , определяющая равновесное давление

$$\lg P^* = A_x - B_x/T_w,$$

изменялась на $\sim 10\%$ по отношению к табличному значению ($A_d = 10.96$ вместо $A_d = 11.96$). При этом оказалось, что решение при $G = G_c$ существует. Совместная вариация в небольших пределах величин A_d , ϕ и G приводит к решениям, неплохо описывающим опытные данные [4] (вариант 5 в таблице).

4. Проведенные расчеты показывают, что разумное соответствие между решением задачи о разлете катодной струи и известной совокупностью экспериментальных данных может быть достигнуто не единственным образом. Эта возможность обеспечивается тем, что решения, соответствующие разной совокупности граничных условий или несильно различающимися значениями задаваемых в расчете констант (в пределах разброса экспериментально измеряемых параметров или табличных значений), приводят к близким значениям параметров струи и пятна, используемым для сопоставления с измеряемыми величинами. Возможности для такого сопоставления оказываются весьма широкими, во-первых, потому, что выбираемые для сопоставления величины измеряются также с относительно малой точностью, и, во-вторых, потому, что в литературе имеется очень мало комплектов измерений параметров пятна и струи — существующая информация об отдельных параметрах черпается, как правило, из различных экспериментов, проведенных различными авторами и, возможно, в различных условиях. Именно этим объясняется, по-видимому, широкий диапазон измеренных значений того или иного параметра [3].

Обратим внимание также на тот факт, что различные решения, неплохо описывающие экспериментальные данные (см. таблицу), могут существенно различаться по некоторым параметрам, как правило, не измеряемым или плохо измеряемым в экспериментах (ср. значения давления, концентрации пара, степени ионизации плотности тока в пятне и вариантах 1, 2, 4, 5).

Таким образом, проделанная работа делает очевидными следующие выводы.

Для корректной постановки математической задачи о разлете катодной струи пара необходимо получить решение задачи о распределении параметров в кнуденовском слое вблизи катода в условиях, соответствующих катодному пятну вакуумной дуги. Это решение даст возможность сформулировать физические граничные условия для задачи о струе.

С точки зрения понимания физических процессов, происходящих в прикатодной области, и их математического моделирования, крайне желательно получение комплектов экспериментальных данных, содержащих информацию о всех доступных для измерения параметрах как катодного пятна, так и струи пара, истекающей из прикатодной области. Что касается групповых пятен, исследованных в данной работе, то экспериментальная информация о них крайне ограничена.

Решение этих двух проблем даст возможность корректно поставить задачу математического описания катодной струи, а сопоставление ее решений с экспериментальными данными позволит понять физические процессы в прикатодной области.

Литература

- [1] Tanberg R. Phys. Rev., 1930, v. 35, N 9, p. 1080—1089.
- [2] Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970. 536 с.
- [3] Любимов Г. А., Раховский В. И. УФН, 1978, т. 125, № 4, с. 665—706.
- [4] Rakhovsky V. I. Proc. V DEIV. Poznan, 1972, p. 207—245.
- [5] Зыкова Н. Н., Канцель В. В., Раховский В. И. и др. ЖТФ, 1970, т. 40, № 11, с. 2361—2367.
- [6] Любимов Г. А. ДАН СССР, 1975, т. 225, № 5, с. 1045—1048.
- [7] Любимов Г. А. ЖТФ, 1977, т. 47, № 2, с. 297—303.
- [8] Зекцер М. П., Любимов Г. А. ЖТФ, 1979, т. 49, № 1, с. 3—11.
- [9] Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. ЖТФ, 1980, т. 50, № 1, с. 78—86.
- [10] Немчинский В. А. ЖТФ, 1985, т. 55, № 1, с. 60—66.
- [11] Плютто А. А., Рыжков В. Н., Капин А. Т. ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 8, с. 494—503.
- [12] Мойлес Б. Я., Немчинский В. А. ЖТФ, 1982, т. 52, № 4, с. 684—689.
- [13] Немчинский В. А. ЖТФ, 1982, т. 52, № 9, с. 1748—1755.
- [14] Вейлис И. И. ДАН СССР, 1982, т. 262, № 2, с. 1356—1361.
- [15] Veilis I. I. IEEE Trans. Plasma Sci., 1985, v. 13, N 5, p. 288—290.

- [16] *Reese M. P.* Nature, 1957, v. 180, p. 1347.
[17] *Kimblin C. W. J.* Appl. Phys., 1973, v. 44, N 7, p. 3074—3078.
[18] *Daalder J. E. J.* Phys. D, 1976, v. 9, N 16, p. 2379—2395.
[19] *Канцель В. В., Куракина Т. С., Потокин В. С.* и др. ЖТФ, 1968, т. 38, № 6, с. 1074—1077.
[20] *Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И.* ДАН СССР, 1972, т. 203, № 1, с. 71—74.
[21] *Бейлис И. И.* Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1982, т. 3, в. 1, с. 69—77.

Институт высоких температур
АН СССР
Москва
Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Институт механики

Поступило в Редакцию
11 августа 1986 г.
В окончательной редакции
19 ноября 1986 г.