

Сотокина Юлия Владимировна, Степанов Анатолий Петрович

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА ? ВЗАИМОСВЯЗАННАЯ СИСТЕМА ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА ПРИ СВАРКЕ

Адрес статьи: www.gramota.net/materials/1/2011/2/15.html

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

Альманах современной науки и образования

Тамбов: Грамота, 2011. № 2 (45). С. 49-52. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: www.gramota.net/editions/1.html

Содержание данного номера журнала: www.gramota.net/materials/1/2011/2/

© Издательство "Грамота"

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: www.gramota.net

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: almanac@gramota.net

В стационарном случае для вертикального смещения можно записать приближенное уравнение:

$$w \approx U_0 \frac{\partial}{\partial x},$$

или в безразмерном виде:

$$\bar{w} \approx \frac{\partial}{\partial \bar{x}}. \quad (17)$$

Интегрируя теперь (16) по x получаем уравнение для вертикального смещения линии тока:

$$\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{y}^2} + k_0^2 a^2 \bar{w} = \bar{f}_y + \bar{\Omega}_0. \quad (18)$$

Замечание 1. Уравнение Гельмгольца (18) в таком более общем виде можно соотнести с уравнением Гельмгольца, входящим в систему уравнений, описывающих поток вязкой однородной жидкости около цилиндра [9]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \bar{y}^2} = \bar{\Omega}_0, \\ i \bar{u} \frac{\partial \bar{\Omega}_0}{\partial \bar{x}} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\Omega}_0}{\partial \bar{y}} = \frac{1}{\text{Re}} \Delta \bar{\Omega}_0. \end{cases}$$

Замечание 2. В случае идеальной и нестратифицированной жидкости получается при $\bar{f} = 0$ уравнение Лапласа для смещения линии тока $\Delta \bar{w} = 0$, которое описывает нелинейное поле при обтекании цилиндра.

Так как на теле выполняется условие непротекания, то ставится следующее граничное условие:

$$\bar{w} = \sin \bar{y}. \quad (19)$$

Список литературы

1. Аксенов А. В., Городцов В. А., Стурова И. В. Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью. М.: ИПМ АН СССР, 1983. Препринт № 282.
2. Бежанов К. А., Заец П. Г., Онуфриев А. Т., Тер-Крикоров А. М. Пространственная задача обтекания неровности дна потоком экспоненциально стратифицированной жидкости конечной глубины // МЖГ. Изд. АН СССР, 1990. № 3. С. 101-111.
3. Бреховских Л. М., Гончаров В. В. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука, 1982.
4. Городцов В. А., Теодорович Э. В. Обтекание цилиндра потоком однородной стратифицированной жидкости // Современные вопросы механики сплошной среды: междувед. сборник. М.: Изд. МФТИ, 1985. С. 75-81.
5. Пыркова О. А. О влиянии вязкости на амплитуду внутренних волн в плоской задаче обтекания цилиндра в полупространстве потоком стратифицированной жидкости // Краевые задачи и математическое моделирование: сб. ст. 9-й Всероссийской научной конференции. 28-29 ноября 2008 г., Новокузнецк: в 3-х т. / НФИ ГОУ ВПО «КемГУ»; под общ. ред. В. О. Каледина. Новокузнецк, 2008. Т. 1. С. 112-117.
6. Пыркова О. А. О влиянии вязкости на затухание распространяющихся внутренних волн, возбужденных при обтекании препятствия на дне // Моделирование процессов управления и обработка информации: междувед. сб. МФТИ. М., 1996. С. 182-189.
7. Пыркова О. А. О возможности приближенного учета действия вязкости в плоской задаче обтекания цилиндра в полупространстве потоком стратифицированной жидкости // Некоторые проблемы современной математики и их приложения к задачам физики и механики: междувед. сб. МФТИ. М., 1995. С. 154-165.
8. Пыркова О. А. Сведение системы уравнений обтекания цилиндра к одному уравнению для вертикального компонента скорости в пространственном случае // Альманах современной науки и образования. Тамбов: Грамота, 2010. № 5 (36): Математика, физика, строительство, архитектура, технические науки и методика их преподавания. С. 66-69.
9. Allen D. N. de, Southwell R. V. Relaxation methods applied to determine the motion, in two dimensions, of a viscous fluid past a fixed cylinder // Quart. Journ. Mech. and Applied Math. 1955. Vol. VIII. Pt. 2.

УДК 621.791.01

Юлия Владимировна Сотокина, Анатолий Петрович Степанов

Юргинский технологический институт (филиал)

Национального исследовательского Томского политехнического университета

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА – ВЗАИМОСВЯЗАННАЯ СИСТЕМА ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА ПРИ СВАРКЕ[©]

При сварке электрической дугой металл плавится за счет энергии, выделяющейся в приэлектродных областях и в столбе дуги при протекании через них электрического тока. При этом тепловое воздействие сварочной дуги на электрод и основной металл рассматривают не как единый источник тепла, а как сумму нескольких самостоятельно действующих источников тепла в катодной, анодной области и в столбе дуги, каждый из которых имеет свои закономерности в изменении мощности с изменением режима сварки [3].

Однако эта гипотеза не дает единой картины физических процессов, происходящих в приэлектродных областях и в дуговом промежутке. Поэтому необходимо рассматривать электрическую дугу не как сумму отдельных действующих источников тепла, а как единую взаимосвязанную систему, состоящую из анодного, катодного пятен и столба дуги. Это позволяет сделать электродинамическая вихревая модель электрической дуги [5].

Сущность этой модели дуги заключается в следующем. Поверхность катода состоит из многочисленных микронеровностей (микроострий). При подаче напряжения от источника питания в межэлектродном промежутке возникает электрическое поле E . Когда напряженность электрического поля при возбуждении дуги достигнет порядка 10^6 - 10^8 В/см, с выступов микронеровностей будет происходить автоэлектронная эмиссия - электроны проводимости катода придут в упорядоченное, направленное движение и будут «стекать» с острия микронеровности.

В результате ухода электронов с острия в области выступа появится локально некомпенсированный положительный заряд (Рис. 1) и, следовательно, локальное электрическое поле микроострия.

Под воздействием сил этого поля электроны из приповерхностной зоны катода придут в движение. Они будут двигаться по направлению силовых линий поля для компенсации избыточного положительного заряда выступа.

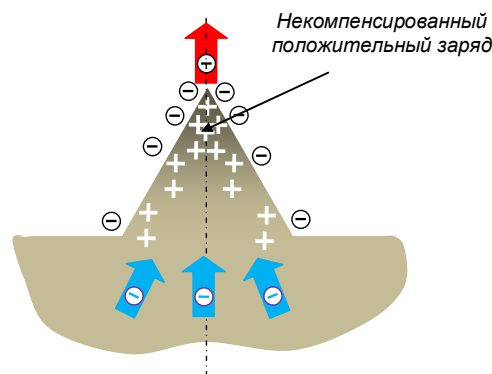


Рис. 1. Образование некомпенсированного положительного заряда в объеме микровыступа

В итоге устанавливается динамическое равновесие между уходом электронов и их приходом, т.е. возникнет ток, текущий через микроострие. Под воздействием этого тока будет происходить джоулев нагрев металла микронеровностей катода, плавление и испарение микровыступов и образование кратеров на поверхности катода.

Таким образом, при возбуждении электрической дуги, в результате автоэлектронной эмиссии микронеровности катода становятся эмиссионными центрами, через которые течет основной ток разряда. В итоге на поверхности катода образуется катодное пятно - совокупность эмиссионных центров, которое представляет собой сильно разогретую область размером 10^{-3} - 10^{-4} см и к которой примыкает ярко светящаяся плазма, состоящая полностью или частично из материала катода.

При возбуждения дуги электрическое поле в межэлектродном промежутке быстро изменяется, при этом возникает большое количество заряженных частиц, что приводит к изменению электрических свойств среды между электродами. Из закона полного тока следует, что изменение электрического поля E и диэлектрической проницаемости среды ϵ_a приводит к появлению вихревого магнитного поля в межэлектродном промежутке

$$\oint_l H dl = \int_s j dS + \int_s \frac{\partial D}{\partial t} dS = \int_s j dS + \int_s \epsilon_a \frac{\partial E}{\partial t} dS + \int_s E \frac{\partial \epsilon_a}{\partial t} dS, \quad (1)$$

где H - напряженность магнитного поля А/м; j - плотность тока проводимости А/м²; $D = \epsilon_a \cdot E$ - электрическая индукция Кл/м²; E - напряженность электрического поля В/м; ϵ_a - абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м.

Качественно описать движение заряженных частиц, оказавшихся вблизи истечения тока с острия микронеровности можно с помощью дрейфовой теории [1]. Скорость заряженных частиц по величине и направлению определяется по формуле

$$\vec{u} = \frac{1}{2\Omega H} (v_{\perp}^2 + 2v_{\parallel}^2) [\vec{h} \text{grad} H]. \quad (2)$$

Здесь \vec{h} - единичный вектор вдоль направления H . Результирующая траектория дрейфа электронов вблизи острия микронеровности изображена на Рис. 2б.

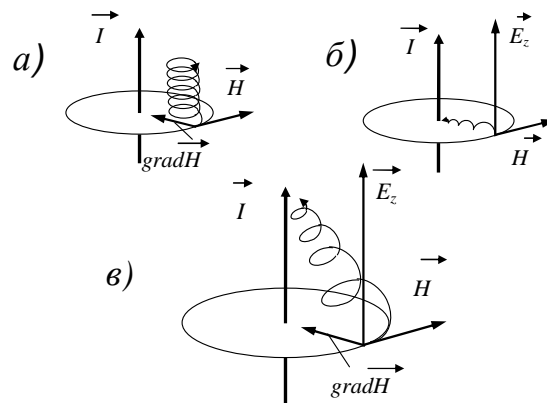


Рис. 2. Движение электрона в поле прямого проводника с током: а) чисто магнитный дрейф; б) дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях; в) результирующий дрейф

Из анализа дрейфового движения электронов следует, что в конце переходного процесса возбуждения дуги движение электронов с микроострий катода будет происходить с закручиванием в винтовую линию и образованием тонкого токового канала (микродуги, токовой нити), который замыкает межэлектродный промежуток.

В межэлектродном промежутке на микронеровностях образуется много токовых нитей, но одна из них, в месте максимальной напряженности электрического и магнитного полей, является основной, к которой притягиваются остальные - на основании закона Ампера. Притяжение токовых нитей происходит до тех пор, пока не начнут действовать кулоновские силы отталкивания, т.е. в итоге возникнет состояние динамического равновесия между силами притяжения и отталкивания. Следовательно, в электрической дуге существует токопроводящий канал, который представляет собой совокупность тонких каналов, через которые течет основной ток разряда.

Вследствие испарения вещества микронеровности разрушаются, ток с микронеровности прекращается, микродуга гаснет. Однако вблизи присутствует другой выступ шероховатости, на который перемещается (зажигается) микродуга, т.е. происходит выгорание катода по микронеровностям, образуются кратеры на поверхности катода. Непрерывное движение микродуг катодного пятна является основной причиной его блуждания, ячеистой (дискретной) структуры катода и появлению высокоскоростных струй плазмы. Обычно горение дуги начинается с появления быстроперемещающихся пятен (скорость $\sim 10^3-10^4$ см/с), которые затем переходят в медленноперемещающиеся пятна (скорость $10-10^2$ см/с).

Положения вихревой электродинамической модели подтверждаются имеющимися экспериментальными данными.

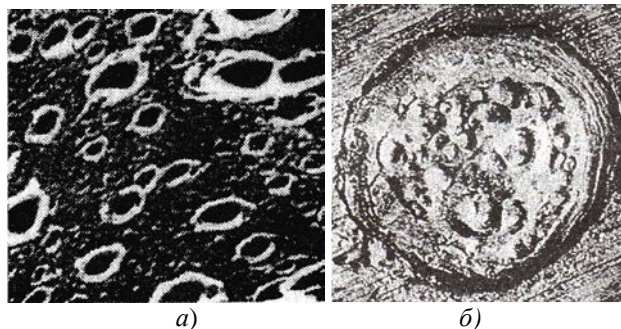


Рис. 3. Отпечатки: а) катодного пятна вакуумной дуги; б) катодного пятна открытой сварочной дуги $I = 60$ А

На Рис. 3а показаны кратеры на оксидированном молибденовом катоде для электрической дуги в вакууме. Микрофотография получена при наложении тангенциального к поверхности катода магнитного поля [4].

На Рис. 3б приведен отпечаток катодного пятна открытой сварочной дуги, горящей между электродами из стали Ст3 диаметром 10 мм. Режим горения импульсной дуги: $I_d = 60$ А, $U_d = 24$ В, время импульса $t_{и} = 0,01$ с [6].

Установлено [2], что катодное пятно открытой сварочной дуги, горящей между металлическими электродами, состоит из автономных пятен.

На анодном пятне угольной дуги с малой плотностью тока около 40 А/см^2 так же была обнаружена сетчатая микроструктура [3]. Если ток повышать таким образом, что его плотность на аноде из-за ограниченности его размеров начинает возрастать, то дуга становится неустойчивой и начинает шипеть. Напряжение на аноде резко снижается. В анодной области появляются движущиеся микропятна, плотность тока в которых оценивается $5 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$.

Приведенные экспериментальные данные подтверждают положение электродинамической вихревой модели дуги о том, что ток дуги течет через ячейки микронеровности катода и анода. Дискретная структура электродных пятен наблюдается в разных типах электрического разряда и является фундаментальным свойством электрической дуги. При возбуждении дуги формируется электронный вихревой токопроводящий канал, состоящий из множества отдельных вихревых нитей, который замыкает анодное и катодное пятна. При этом образуется единая взаимосвязанная система, состоящая из электродных пятен и столба дуги и которая является основным источником тепла при сварке электрической дугой.

Список литературы

1. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М.: Наука, 1978. 225 с.
2. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
3. Мазель А. Г. Технологические свойства электрической дуги. М.: Машиностроение, 1969. 178 с.
4. Месяц Г. А. Эктоны. Екатеринбург: УИФ; Наука, 1994. Ч. 2. 249 с.
5. Немова Т. Н., Степанов А. П. Вихревой механизм возбуждения электрической сварочной дуги // Сварочное производство. 2008. № 6. С. 20-24.
6. Норин П. А., Мальшев Н. И. Структура, геометрические и физические характеристики катодного пятна открытой сварочной дуги // Там же. 2001. № 9. С. 3-5.

УДК 517.98

Виктор Игнатьевич Филиппенко

Южно-Российский государственный университет экономики и сервиса

КАНОНИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СЧЕТНОГО НАБОРА КОММУТИРУЮЩИХ САМОСОПРЯЖЕННЫХ ОПЕРАТОРОВ С КОНЕЧНОКРАТНЫМ СОВМЕСТНЫМ СПЕКТРОМ[©]

В связи с исследованиями квантованных полей в конструктивных теориях и статистических систем при осуществлении предельного термодинамического перехода в последние годы значительно возрос интерес к анализу функций бесконечного числа переменных (см., например, [1]). Изучение системы коммутирующих самосопряженных операторов (КСО) с простым спектром [2] позволяет рассматривать важную в физических приложениях теорию представлений алгебры локальных наблюдаемых одномерной квантовой спиновой системы со счетным числом степеней свободы.

В настоящей заметке рассматриваются наборы КСО с совместным конечнократным спектром.

Обозначения: N - множество всех натуральных чисел; R - множество вещественных чисел; C - множество комплексных чисел.

1. Пусть A - счетный набор самосопряженных операторов A_p ($p \in N$), действующих в некотором сепарабельном гильбертовом пространстве H . Предположим, что соответствующие операторам A_p ($p \in N$) разложения единицы $E_p(\cdot)$, $\in R$ коммутируют. В этом случае операторы A_p ($p \in N$) считают коммутирующими.

Пусть $R^\infty := R \times R \times \dots$. Набору КСО A можно поставить в соответствие разложение единицы - операторнозначную меру $B(R^\infty) \ni B \mapsto E(B)$, где $B(R^\infty)$ - σ -алгебра борелевских подмножеств из $R^\infty := R \times R \times \dots$, совпадающая с σ -оболочкой всех цилиндрических множеств из множества $R^\infty := R \times R \times \dots$ [Там же]. Операторнозначная функция множеств $B(R^\infty) \ni B \mapsto E(B)$ удовлетворяет следующим условиям:

а) $\forall B \in B(R^\infty)$ $E(B)$ - проектор в гильбертовом пространстве H , $E(B)$ на пустом множестве есть 0-оператор, а на $R^\infty := R \times R \times \dots$ - тождественный оператор в гильбертовом пространстве H ;