

научных работников. Зелена Гура, Польша, 1997. Том IV. С.173-176.

5. Klubovich V.V., Rubanick V.V., Dorodeiko V.G. et al. / Proceedings II International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies: Engineering and Biomedical Applications. Asilomar, Pacific Grove, CA (USA), 1997. P. 59-64.

УДК 621.793

СТРУКТУРА ИМПУЛЬСНОГО КАНАЛА ПЛАЗМЫ

М. И. Жемчужный

(ВГТУ, г. Витебск)

При питании канала плазмы однополярными импульсами постоянного тока частотой 15-20 КГц, зафиксированы явления, характерные для высокочастотной плазмы:

- низкий уровень акустических колебаний;
- устойчивость канала плазмы к делению;
- стабильность положения опорного пятна канала плазмы на поверхности мишени.

Исследования показали, что основная причина этого явления - сходство формы питающего напряжения у плазмы, питаемой низкочастотными прямоугольными однополярными импульсами и у высокочастотной плазмы. Сходство выражается в соизмеримости углов наклона переднего и заднего фронтов у прямоугольных импульсов и у высокочастотных синусоидальных колебаний.

Наряду с вышеперечисленными особенностями наблюдается деление структуры канала плазмы на два концентрических слоя. Сердцевина имеет явно выраженный энергетический скачок по отношению к периферии.

Следует отметить, что неоднородность энергетических полей в канальной модели дуги является традиционной уже более 60 лет. Эта модель была впервые предложена Штеенбеком [1]. В ней дуговой канал разбивался на центральную зону, где сосредоточена основная масса выделяющейся энергии. Вокруг центральной зоны располагалась непроводящая оболочка. Зависимости, связывающие электропроводность канала δ с потенциалом его теплового потока S были полу-

чены аналитически Меккером [2]. Он аппроксимировал зависимость $\delta(S)$ участком оси абсцисс и прямой. Известны также варианты аппроксимации с помощью нескольких отрезков прямых [3] и ступенчатой [4].

Однако, для простейшего случая выбор границы неоднородности канала плазмы r_0 не вызывают затруднения. Так, Штеенбек предложил разделить канал плазмы по сечению на основе принципа минимума мощности [1]. Корректность такого деления неоднократно подвергалась сомнению [5]. И для решения этой проблемы предложено введение дополнительного уравнения канальной модели [6-8].

Однако, приемлемое решение этого вопроса как указано в [9] до сих пор не найдено.

С нашей точки зрения проблема заключается не в методе обоснования принципа минимума мощности, а в способе задания границы раздела каналы плазмы на слои. Причем двухслойная модель плазменного канала должна обладать физической обоснованностью и иметь аналитические методы для проведения хотя бы приблизительного анализа без проведения численных расчетов. В работе [10] предложена аппроксимация энергетических параметров структуры канала плазмы с помощью ступенчатой зависимости. Проблема численного метода решения такой сложной, но интересной, модели состоит в необходимости решений на границе слоев с применением последовательного приближения, а также в определении постоянных интегрирования и корней системы уравнений [11].

На основании анализа состояния проблемы можно сделать следующие выводы:

- Структура канала плазмы состоит из двух концентрических слоев.
- До настоящего времени не обнаружено адекватной модели, определяющей границу раздела этих слоев.

Рассмотрим, что происходит с плазменным каналом, питаемом однополярными прямоугольными импульсами с заданной частотой ω . Неоднородное электрическое поле в проводящей среде вызывает появление токов, которые принято называть токами Фуко. Общий характер воздействия поля на плазменный канал можно получить по аналогии с эффектом теплопроводности. Этот прием обоснован в [13] и осуществлен на основе уравнений голя внутри проводящей среды, из которых путем подстановки получено следующее выражение:

$$\Delta H = \frac{4\pi\mu\delta}{C^2} \frac{dH}{dt}; \quad (1)$$

где H - внешнее магнитное поле; μ - магнитная проницаемость среды, δ - глубина проникновения внешнего магнитного поля вглубь проводящей среды, C - скорость света, t - время.

Из теории теплопроводности известно, что за время t величина, удовлетворяющая этому уравнению, т.е. магнитное, электрическое поле и ток распространяются вглубь проводящей среды на расстояние:

$$\delta = \frac{C^2}{\omega}; \quad (2)$$

В пульсирующем поле с частотой ω после разложения в ряд Фурье зависимость (1) примет вид:

$$\Delta H = -\frac{4\pi\delta\omega}{C^2} H; \quad (3)$$

Оценим порядок значений δ , E , H для предельных значений ω ,

где E - электрическое поле.

Допустим $\omega \rightarrow 0$ (низкие частоты).

Тогда в соответствии с (2) глубина проникновения соизмерима с радиусом плазменного канала. А из (3) следует, что H по сечению плазменного канала распределено равномерно:

$$\text{rot} E = i \frac{\omega}{C} H_{ст}; \quad (4)$$

где $H_{ст}$ - магнитное поле в стационарном случае.

Из уравнения (4) следует, что распределение электрического поля E по сечению канала плазмы при низких частотах пропорционально ω .

При обратном предельном случае ($\omega \rightarrow \infty$) из уравнения (2) следует, что магнитное поле H проникает лишь в тонкий поверхностный слой проводящей среды. В этом случае проводящая среда ведет себя как сверхпроводник в постоянном магнитном поле [14]. Благодаря токам Фуко, наблюдается неоднородность электрического поля, которая пропорциональна частоте ω и разделяет сечение канала плазмы на 2 слоя, граница раздела которых определяется уравнением (2).

Структура канала плазмы связана с механизмом ионизации газа и обменом энергии с окружающей средой. Причина этого явления - поверхностный эффект, т.е. с увеличением частоты питающего напряжения магнитное поле канала плазмы выдавливает ионизированные частицы на поверхность. В металлическом проводнике это приводит к увеличению сопротивления при повышении частоты и питающее устройство самостабилизируется.

Канал плазмы не имеет жестких механических связей между частицами. Внутреннее магнитное поле, выдавливая ионы на периферию канала, способствует увеличению его диаметра. С увеличением диаметра увеличивается поверхность проводника, а следовательно, увеличивается проводимость.

Преимущества предлагаемого метода стабилизации пространственно-энергетических параметров плазменного канала путем питания его прямоугольными однополярными импульсами следующие:

- стоимость формирователя прямоугольных однополярных импульсов на порядок ниже, чем стоимость генератора высокочастотной плазмы;
- прямоугольные импульсы сопровождаются гармониками высших порядков, при резонансе которых значительно повышается энергетический КПД процесса;
- граница раздела канала плазмы на составляющие слои пропорциональна частоте питающих импульсов.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Steenbek M. Z.Phys.-1932г. -М.:Изд-во иностр. лит.,1961г, т.33, ч.5,с.809.
2. Maecker H. Z.Phys.-1959г. - М.:Изд-во иностр. лит.,1961г., т.157, ч.1,с.1.
3. Goldenberg H. Brit. J. Appl. Phys.-1959,10, №1,p.47.
4. Заруди М.Е., Эдельбаум И.С.-Изв. СО АН СССР.: Сер. техн. Наук,1967,№3, вып.1, с.3.
5. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. - М.:Изд-во иностр. лит.,1961, с.32
6. Райзер Ю.П. -ТВТ., 1972, Т.10, №6, с.1152.
7. Хайт В.Д.-ТВТ.,1979, Т.17,№5, с.1094.
8. Райзер Ю.П.-ТВТ.,1972, Т.17,№5, с.1096.

9. Низовский В.Л. Численный метод расчета характеристик стабилизированного дугового разряда. - Материалы 3 совещания <Физика низкотемпературной плазмы.> -Мн.: ИТМО АН БССР. 1988, с.94.

10. Заруди М.Е., - ТВТ., 1968, Т.6, №1, с.35.

11. Дресвин С.В. Физика и техника низкотемпературной плазмы-М.: Атомиздат, 1972. 112с.

12. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, 526 с.

13. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, с.239.

14. Ландау Л.Е., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1959, с.242.

УДК 621.793

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИМПУЛЬСНОГО КАНАЛА ПЛАЗМЫ

М.И. Жемчужный М.И.

(ВГТУ, г. Витебск)

Для построения математической модели плазменного канала питаемого импульсами прямоугольной формы были проанализированы три существующих метода описания плазменных процессов.

1 - описание макросистемы на микроуровне т.е. на основе использования Ньютоновских уравнений движения микрочастиц (молекул, атомов, электронов).

2 - использование кинетических уравнений типа уравнения Больцмана, описывающих макроскопические свойства веществ на основе молекулярно-кинетических теорий.

3 - использование кинетических уравнений механики сплошной среды в интерпретации Ландау Л.Д.

Для высокопроизводительных процессов при крупнотоннажном производстве наиболее приемлемым оказался третий метод [1].