

ЛИТЕРАТУРА

1. Тудоровский А. И.— Труды ГОИ, 1941, т. 14, вып. 112—120, с. 137.
2. Пик Л. И.— Геодезия и картография, 1965, т. 10, с. 29.
3. Ритынь Н. Э.— ОМП, 1967, № 4, с. 1.
4. Кондрашков А. В. Электро-оптические и радио-геодезические измерения.— М., 1972.
5. Ханох Б. Ю., Бондаренко И. Д.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, мат., физ. и мех., 1971, № 3, с. 67.
6. Ханох Б. Ю., Бондаренко И. Д.— Вестн. АН БССР. Сер. физ.-матем. наук, 1975, № 6, с. 88.
7. Мусяков В. Л., Панков Э. Д.— Изв. вузов. Приборостроение, 1975, т. 18, № 4, с. 105.

Поступила в редакцию
09.12.81.

Кафедра электрофизики

УДК 537.525.5

В. Е. ГРАКОВ, А. С. МАЙГА

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ КОРОТКОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В предыдущих работах авторов [1—3] описываются результаты экспериментальных исследований коротких вакуумных дуг размыкания в продольном магнитном поле. Данная статья посвящена обсуждению физического механизма воздействия магнитного поля на дуговые процессы.

Когда магнитное поле совпадает по направлению с дрейфовым движением электронов и ионов, на первый план выступает влияние магнитного поля на процесс их диффузии. При наличии магнитного поля диффузия становится анизотропной, а коэффициент диффузии — тензорной величиной [4]. Продольный коэффициент диффузии (вдоль магнитного поля) сохраняет то же значение, что и в отсутствие поля, а поперечный коэффициент диффузии (поперек магнитного поля) уменьшается. В общем случае, когда плазма далека от состояния замагниченности, коэффициент поперечной диффузии $D_{\perp}$ связан с коэффициентом диффузии в отсутствие магнитного поля D соотношением

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + (\omega/\nu)^2}, \quad (1)$$

причем

$$D = \frac{1}{3} v^2 / \nu. \quad (2)$$

В этих формулах $\omega = (eB)/m$ — циклотронная частота; ν — частота столкновений; v — средняя скорость заряженной частицы.

В тех случаях, когда концентрация заряженных частиц настолько велика, что размеры плазмы заметно превышают дебаевский радиус, имеет место амбиполярная диффузия, причем коэффициент амбиполярной диффузии связан с коэффициентами диффузии электронов D_e и ионов D_+ соотношением

$$D_a = \frac{2D_e D_+}{D_e + D_+}. \quad (3)$$

В отсутствие магнитного поля коэффициент диффузии для электронов гораздо больше, чем для ионов, в результате коэффициент амбиполярной диффузии оказывается равным удвоенному коэффициенту диффузии ионов.

Формула (3) сохраняет силу и при наличии магнитного поля, где, однако, ионы диффундируют поперек поля гораздо быстрее электронов. В этом случае

$$D_{a\perp} \approx 2D_{e\perp}. \quad (4)$$

На поперечную диффузию в реальных условиях обычно накладываются турбулентные движения, связанные с неустойчивостью плазмы.

Вследствие этого на опыте поперечный коэффициент диффузии обычно убывает с полем медленнее: примерно как первая степень индукции B (бомовская диффузия). В некоторых экспериментальных условиях наблюдается даже заметное возрастание скорости поперечной диффузии при увеличении индукции магнитного поля сверх некоторого критического значения (аномальная диффузия) [5].

В частности, при исследовании в продольном магнитном поле положительного столба тлеющего разряда в парах ртути при давлении 0,013—1,3 Па обнаружено, что уже в полях в несколько десятков гаусс характеристики положительного столба переставали подчиняться законам классической диффузии в связи с развитием неустойчивостей, проявлявших себя в том, что в плазме возникали колебания в узком интервале частот около 30 кГц независимо от давления паров ртути [6]. Более детальные исследования показали, что появление неустойчивостей часто сопровождается контракцией (шнурованием) положительного столба, которая происходит из-за того, что сечение столба стремится сохранить форму источника эмиссии электронов на катоде вследствие затруднения поперечной диффузии в катодном пятне [7].

Поскольку положительный столб вакуумной дуги не имеет принципиальных отличий от положительного столба тлеющего разряда, наложение на вакуумную дугу продольного магнитного поля должно привести к его контракции и появлению неустойчивостей, приводящих к аномальной диффузии, и, следовательно, к увеличению падения напряжения на нем. По нашему мнению, именно это и является причиной повышения среднего напряжения горения дуги $U_{г\text{ ср}}$. Наряду с мелкомасштабной поперечной неустойчивостью контрагированный столб, по-видимому, приобретает также продольную неустойчивость, которая приводит к периодическим изменениям его длины и связанным с ними низкочастотным колебаниям напряжения на дуге.

Непосредственное влияние продольного магнитного поля на плазму катодного пятна должно быть много меньше в связи с тем, что она более плотная по сравнению с плазмой положительного столба. При этом магнитное поле будет заметно влиять лишь на периферийные части катодного пятна, где условия оказываются сходными с теми, которые реализуются в столбе дуги при очень больших значениях токов. Как показано в [8], в этих условиях диффузия заряженных частиц носит амбиполярный характер, причем коэффициент поперечной амбиполярной диффузии $D_{a\perp}$ обусловлен электронами. Тогда с учетом формул (1), (2) и (4) получаем

$$D_{a\perp} \sim \frac{2}{3} \frac{v_e^2}{v} \cdot \frac{1}{1 + (\omega_e/v)^2}. \quad (5)$$

Поскольку коэффициент Холла ω_e/v прямо пропорционален индукции магнитного поля B , увеличение B будет вызывать уменьшение коэффициента поперечной диффузии, т. е. уменьшение потерь заряженных частиц из катодного пятна и, таким образом, понижение катодного падения.

В свою очередь, понижение катодного падения при наложении на вакуумную дугу продольного магнитного поля является непосредственной причиной экспериментально обнаруженного уменьшения эрозии катода [2], которая должна зависеть от величины энергоснабжения на катоде, определяемого в основном произведением тока дуги на катодное падение $i_g U_c$ [9]. Убывание эрозии с магнитным полем можно рассматривать и как косвенное свидетельство в пользу того, что возрастающая часть напряжения горения дуги не может быть связана с катодным падением.

Коснемся теперь возможных физических причин уменьшения средней продолжительности существования τ вакуумных дуг под действием продольного магнитного поля. Уменьшение τ фактически означает снижение внутренней устойчивости дуги. При этом ключ к объяснению снижения внутренней устойчивости, на наш взгляд, дает эффект контрагирования положительного столба, вызванный тем, что продольное магнитное поле

закручивает эмитируемые катодным пятном заряженные частицы вокруг оси, перпендикулярной к поверхности катода, не позволяя им распространяться вдоль этой поверхности. Уменьшение тангенциальных плазменных потоков приводит к тому, что существенно затрудняется переход катодного пятна на соседние участки катода, и, следовательно, уменьшается эффективность восстановительного механизма путем перераспределения тока между ячейками катодного пятна. Это автоматически приводит к активизации процессов типа повторного дугового пробоя в отдельных ячейках, следствием чего является увеличение амплитуды высокочастотных колебаний катодного падения в продольном магнитном поле.

При малых токах дуги, когда ячеек мало, на передний план выступает восстановительный механизм типа повторного дугового пробоя. Хотя в этих условиях магнитное поле затрудняет переход катодного пятна на новое место, активизация процессов в отдельных ячейках практически полностью компенсирует неблагоприятные для дуги последствия, так что в конечном счете внутренняя устойчивость дуги изменяется незначительно.

Очевидно, при малых токах дуги амплитуда высокочастотных колебаний должна возрастать под действием магнитного поля быстрее, чем при больших токах. Это связано, во-первых, с тем, что механизм восстановления дуги по типу повторного дугового пробоя, преобладающий при малых токах, требует более значительных повышений катодного падения

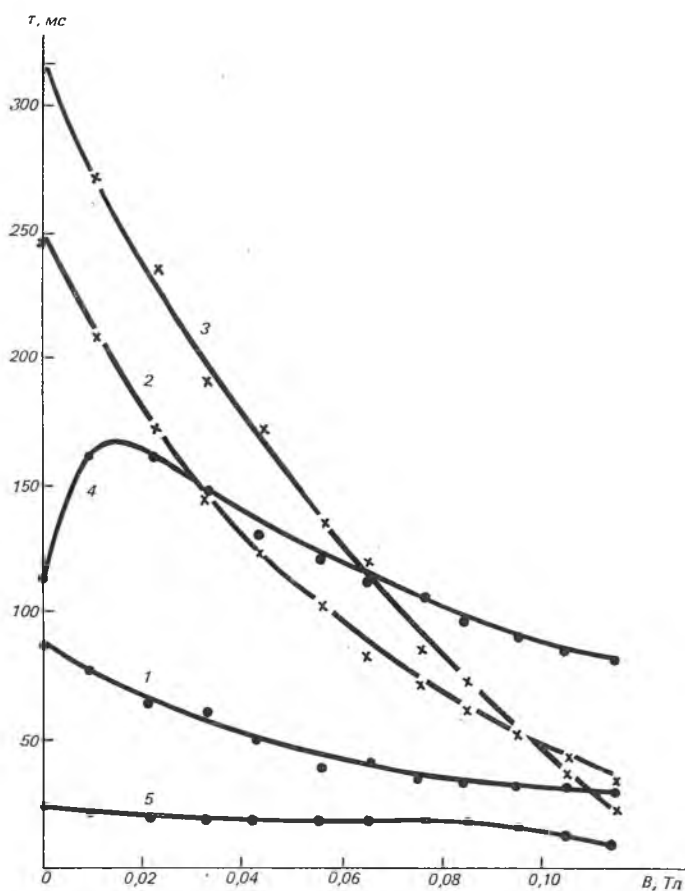


Рис. 1. Зависимость средней продолжительности существования τ Cd-дуги в воздухе при различных давлениях p от индукции продольного магнитного поля B (ток дуги $i_g = 1,4$ А): 1 — $p = 7 \cdot 10^{-3}$ Па; 2 — $p = 1,6$ Па; 3 — $p = 13,3$ Па; 4 — $p = 1,33 \cdot 10^3$ Па; 5 — $p = 1,01 \cdot 10^5$ Па

по сравнению с восстановительным механизмом путем перераспределения тока между ячейками, который действует при больших токах дуги [9]. Во-вторых, если при малых токах внутренний восстановительный механизм почти полностью компенсирует дестабилизирующее действие магнитного поля на катодное пятно, то при больших токах эта компенсация является лишь частичной.

В пользу предположения об определяющем влиянии на устойчивость дуги особенностей распространения тангенциальных плазменных потоков свидетельствуют и экспериментальные данные по влиянию давления остаточного газа на зависимость средней продолжительности существования дуги от индукции магнитного поля $\tau(B)$ (рис. 1). Пока давление газа не очень велико, тангенциальному распространению плазмы содействует процесс диффузии, приводящий к отражению на катод заметной доли перпендикулярной компоненты плазменных струй. В результате этого по мере увеличения давления до определенного предела устойчивость дуги повышается. Однако при достаточно большом давлении (приближающемся к атмосферному) газ уже не содействует, а наоборот, препятствует распространению плазмы катодного пятна вдоль поверхности катода и по этой причине затрудняет восстановление дуги путем перераспределения тока. В этом же направлении действует и увеличение падения напряжения на положительном столбе, которое «съедает» часть резерва напряжения, необходимого для восстановления по типу повторного дугового пробоя.

При низких давлениях остаточного газа механизм влияния магнитного поля на устойчивость дуги в общих чертах остается таким же, как и в вакуумных дугах. При высоких давлениях, когда частота столкновений ν заметно превышает частоту циклотронного движения электронов ω_e (т. е. когда коэффициент Холла ω_e/ν становится очень малым), магнитное поле практически не влияет на устойчивость. В промежуточной области давлений слабое магнитное поле оказывается не в состоянии уменьшить эффективность восстановления по типу перераспределения тока, но еще обеспечивает активизацию процессов в отдельных ячейках катодного пятна. В результате этого τ первоначально возрастает с увеличением B до тех пор, пока не включается механизм влияния магнитного поля на распространение катодного пятна, приводящий после достижения максимума к спадающему ходу графика $\tau(B)$.

Характерной особенностью вакуумных дуг на ферромагнитных катодах является насыщение зависимостей $U_c(B)$ и $\tau(B)$, причем это насыщение начинает проявляться уже в сравнительно слабых полях. Здесь, безусловно, сказывается большая величина магнитной проницаемости μ ферромагнетиков, вследствие чего фактическое значение индукции B_k у поверхности ферромагнитных катодов оказывается много больше номинального значения индукции B электромагнита, определяемого величиной тока в его обмотке. Действительно, поскольку рабочая поверхность катода ориентирована перпендикулярно к магнитным силовым линиям, то вследствие непрерывности нормальной составляющей магнитной индукции, следующей из уравнения Максвелла

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (6)$$

имеет место

$$B_k = B_{\text{внутр}} = \mu B, \quad (7)$$

где $B_{\text{внутр}}$ — значение магнитной индукции внутри материала катода, которое в μ раз превышает величину индукции B в пустом пространстве между полюсами электромагнита.

Именно по этой причине графики 3 и 5 для Ni- и Co- дуг на рис. 2, иллюстрирующем зависимость максимальной скорости уменьшения средней продолжительности существования дуг $d\tau/dB$ под воздействием продольного магнитного поля, оказались лежащими заметно выше графика 2 для Cr-дуги, которая характеризуется примерно таким же значением отношения катодного падения к потенциалу ионизации U_c/U_i .

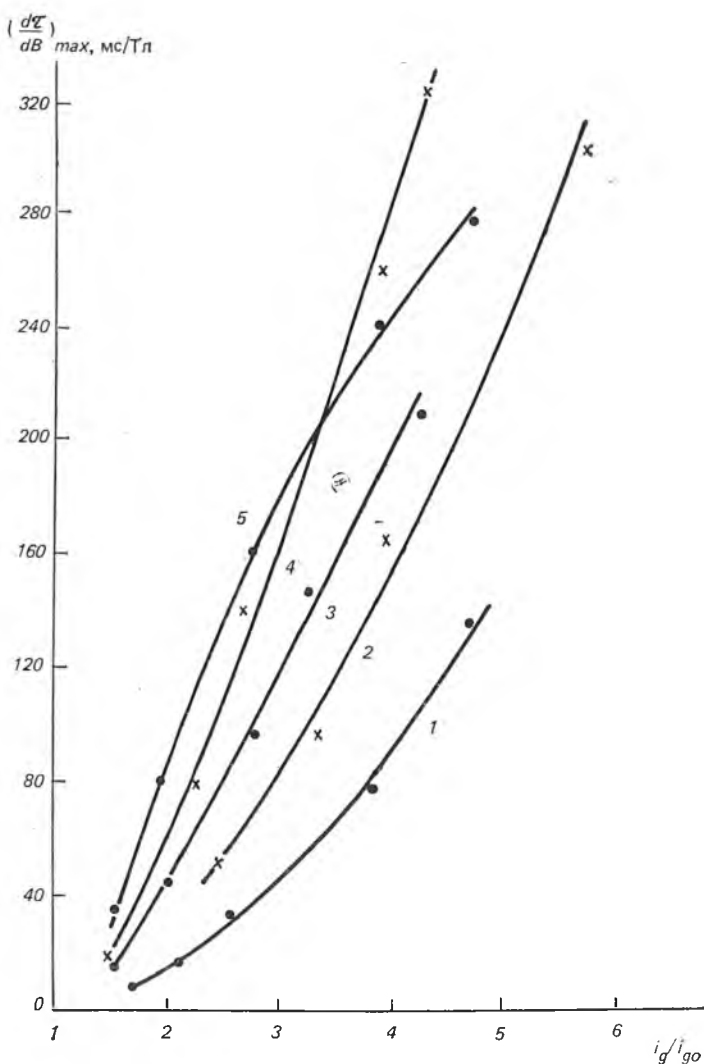


Рис. 2. Зависимость максимальной скорости уменьшения средней продолжительности существования дуг $d\tau/dB$ под влиянием продольного магнитного поля от отношения тока дуги i_g к пороговому току i_{go} :

1 — Al-дуга; 2 — Cr-дуга; 3 — Ni-дуга; 4 — Cd-дуга; 5 — Co-дуга

Анализ графиков, представленных на рис. 2, позволяет сделать еще один вывод о характере влияния условий в катодном пятне на зависимость $\tau(B)$. Обращает на себя внимание, что кривая 2, относящаяся к Al-дуге с большим значением катодного падения ($U_c/U_i=3,0$) располагается много ниже кривой 4 для Cd-дуги, у которой отношение $U_c/U_i=1,0$ является одним из самых малых. Таким образом, продольное магнитное поле, как и поперечное магнитное поле, оказывает наиболее сильное влияние на дуги с малым значением отношения U_c/U_i , которое обусловлено ступенчатой ионизацией в катодном пятне. Это может быть связано с тем, что в ступенчатых дугах, отличающихся также значительной эрозией катодов, оказывается сравнительно большой и тангенциальная компонента катодных плазменных потоков.

Что касается высокочастотных колебаний напряжения горения вакуумных дуг, то они имеют преимущественно катодную локализацию и самым тесным образом связаны с процессами перестройки катодного

пятна. В продольном магнитном поле к катодным колебаниям могут добавляться также колебания, вызванные контракцией и неустойчивостями положительного столба, однако вклад последних в высокочастотной области спектра, по-видимому, невелик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Граков В. Е., Майга А. С.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1981, № 1, с. 27.
2. Граков В. Е. Майга А. С.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1983, № 1, с. 54.
3. Граков В. Е., Майга А. С.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1983, № 2, с. 56.
4. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы.— М., 1968.
5. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков.— М., 1979.
6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток.— М., 1971.
7. Васильева Н. А., Грановский В. Л.— Радиотехника и электроника, 1959, т. 4, № 12, с. 2051.
8. Rondeel W. G. J.— J. Phys. D. Appl. Phys., 1973, v. 6, № 11, p. 1705.
9. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М., 1968.

Поступила в редакцию
02.02.82.

Кафедра физической оптики

УДК 681.325

А. А. КОЛЯДА

О НОРМИРОВАННОМ ЯДРЕ ЧИСЛА В СИСТЕМАХ ОСТАТОЧНЫХ КЛАССОВ И ЕГО ВЫЧИСЛЕНИИ

Пусть в системе остаточных классов (СОК) с попарно взаимно простыми модулями $p_1, p_2, \dots, p_n$ задано произвольное число $A = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$ диапазона $D_n = \{0, 1, \dots, P^{(n)} - 1\}$, где $\alpha_i = |A|_{p_i}$ — остаток от деления A на p_i ($i = 1, 2, \dots, n$), $P^{(n)} = \prod_{i=1}^n p_i$ — мощность диапазона D_n . Ядро R_A и нормированное ядро ρ_A числа A определяются соотношениями

$$R_A = \sum_{i=1}^n \left[\frac{A}{p_i} \right] \tau_i \quad (1)$$

и

$$\rho_A = \sum_{i=1}^n \left[\frac{A \tau_i}{p_i} \right], \quad (2)$$

в которых $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ — специально подобранные целые числа (ядерные веса СОК), через $[x]$ обозначается целая часть действительного числа X [1, 2].

В данной работе показано, что для любых фиксированных наборов модулей и ядерных весов СОК диапазон изменения характеристики ρ_A всегда уже, чем характеристики R_A , доказана вторая теорема о нормированном ядре числа, позволяющая применить для его вычисления методы, базирующиеся на использовании некоторого аналога поправки Амербаева [3—5]. Искомые результаты будут получены с помощью следующих теорем, доказанных в [2].

Теорема 1. (О ядре мощности диапазона СОК). Для произвольной СОК с попарно взаимно простыми модулями $p_1, p_2, \dots, p_n$ существует набор весов $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$, при котором $R_{P^{(n)}} = d$, где d — любое фиксированное целое число из диапазона D_n . При этом искомые $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ определяются условиями:

1) вектор $(|\tau_1|_{p_1}, |\tau_2|_{p_2}, \dots, |\tau_n|_{p_n})$ представляет собой нормированный остаточный код числа d , т. е.