

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

А. А. ТОРՄՅԱՆ, А. И. ЦАТУРՅԱՆ

О СТРУКТУРЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ КОРОННОГО  
 РАЗРЯДА В ДВУХФАЗНОЙ АЭРОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

Интенсификация процессов, основанных на силовом взаимодействии электрического поля и частиц, заряженных в поле коронного разряда (электрогазоочистка, электросенарация, электроокраска и т. д.), требует увеличения концентрации дисперсной фазы в рабочем объеме аппарата. Обсуждение вопроса о структуре электрического поля коронного разряда в двухфазной аэродисперсной среде представляет существенный интерес, т. к. этот вопрос еще мало изучен [1-6], а его решение имеет важное значение для количественного описания физической картины в аппаратах, работающих при высоких концентрациях дисперсной фазы. Влияние дисперсной фазы на структуру электрического поля коронного разряда, в основном, характеризуется коэффициентом перераспределения поля  $\mu$  и коэффициентом изменения суммарной плотности объемного заряда  $\gamma$ .

Естественно, возникает вопрос о том, какое влияние оказывает дисперсная фаза на изменение этих коэффициентов вдоль силовой линии и на их взаимосвязь.

Исходными уравнениями для рассматриваемой задачи является уравнение Пуассона, представлено за пределами зоны ионизации и в виде [2]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

и уравнение неразрывности плотности тока:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (2)$$

При отсутствии дисперсной фазы ( $\rho_2 = 0$ ) уравнения (1) и (2) преобразуются в

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_0 = \frac{\rho_1}{\epsilon_0} \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_0 = 0, \quad (4)$$

В уравнениях (1)-(4)  $\mathbf{E}_0$ ,  $\mathbf{E}$  — напряженности поля;  $\rho_0$ ,  $\rho_2$  — плотности ионного заряда;  $\mathbf{j}_0$ ,  $\mathbf{j}$  — плотности ионного тока, соответственно, при отсутствии и наличии дисперсной фазы;  $\epsilon_0$  — плотность объемного

заряда дисперсной фазы;  $\epsilon_0$ —абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Полная плотность тока коронного разряда при наличии дисперсной фазы  $J$  складывается из двух составляющих:

$$J = J_0 + \Delta J, \quad (5)$$

где  $\Delta J$ —плотность тока, обусловленная движением частиц дисперсной фазы в направлении поля.

В промышленных аппаратах подвижность частиц дисперсной фазы намного (на 2—3 порядка) меньше подвижности ионов, а плотность их зарядов одного порядка [6], поэтому  $\Delta J \ll J$ , т. е.  $J \approx J_0$ . Такое соотношение составляющих плотности тока означает, что дисперсная фаза находится в неподвижном состоянии. Для неподвижного состояния дисперсной фазы установлено, что дисперсная фаза перераспределяет поле [2—5] и изменяет суммарную плотность объемного заряда [3, 4]. Ниже будет рассматриваться этот случай.

Обозначим:

$$\psi = \frac{E_z}{E_0}, \quad (6) \quad \nu = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_0}. \quad (7)$$

Используя допущение о том, что объемный заряд дисперсной фазы не деформирует силовые линии исходного поля [6], и сделанные обозначения, из (1) с учетом (3) можно получить:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} E_z &= \operatorname{div} \psi E_0 = \psi \operatorname{div} E_0 + E_0 \operatorname{grad} \psi = \\ &= \psi \frac{\rho_0}{\epsilon_0} + E_0 \operatorname{grad} \psi = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\epsilon_0}. \end{aligned}$$

Так как  $\operatorname{grad} \psi$  совпадает с направлением  $E_0$  [7], то

$$\psi \frac{\rho_0}{\epsilon_0} + E_0 |\operatorname{grad} \psi| = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\epsilon_0}$$

или

$$\psi + \frac{E_0}{\rho_0} \epsilon_0 |\operatorname{grad} \psi| = \nu. \quad (8)$$

Из (8) следует, что при  $\psi \rightarrow \nu$  имеет место  $|\operatorname{grad} \psi| = 0$ .  
Далее, из (2) и (4) имеем:

$$\nu = \frac{J_1}{kE_0} \quad \text{и} \quad \rho_0 = \frac{J_0}{kE_0},$$

где  $k$ —подвижность ионов.

Значение  $\nu$ , определяется законом распределения дисперсной фазы в промежутке и временной характеристикой процесса зарядки. Зарядка дисперсной фазы при развитой короне является стремитель-

ным процессом, поэтому наибольший интерес представляет установившийся режим, для которого по теории зарядки Потенье [8]:

$$\rho_1 = \epsilon_0 \epsilon E_1,$$

где  $\epsilon$  — коэффициент, пропорциональный поверхности частицы дисперсной фазы в единице объема.

Подставляя полученные значения  $\rho_0$ ,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  в (7) и преобразуя, получим:

$$E_1^2 = \frac{\rho_1 J_0 - J_2}{\epsilon_0 k \epsilon^2} \quad (9)$$

С другой стороны

$$\frac{\epsilon_0 E_0}{\rho_0} = \frac{\epsilon_0 k E_1^2}{J_0} = \frac{\rho_1 J_0 - J_2}{J_0 \epsilon^2 \epsilon} \quad (10)$$

Подставляя значение  $\frac{\epsilon_0 E_0}{\rho_0}$  из (10) в (8), получаем:

$$|\text{grad } \theta| = \frac{\epsilon^2 \epsilon (\nu - \theta)}{\rho_1 - \frac{J_2}{J_0}} \quad (11)$$

Уравнение (11) дает взаимосвязь коэффициентов  $\nu$  и  $\theta$ . Для точек  $|\text{grad } \theta| = 0$  имеем  $\nu = \theta = \theta_1$  и из (9) следует, что

$$\theta_1 = \sqrt{\frac{J_2}{J_0 - \epsilon_0 k E_0^2}} \quad (12)$$

Кроме того, в точках  $\theta = \theta_1$  из условия  $|\text{grad } \theta| = 0$  следует взаимосвязь

$$\left( E_0 \frac{dE_0}{dr} \right)_{\theta_1} = \left( E_1 \frac{dE_1}{dr} \right)_{\theta_1} \quad (13)$$

где  $r$  — криволинейная (в общем случае) координата вдоль силовой линии.

Уравнения (8) и (11) — (13) дают изменение коэффициентов  $\theta$  и  $\nu$ , их взаимосвязь и положение точек, в которых  $\nu = \theta$ .

Для количественного представления структуры поля в двухфазной среде рассмотрим простейшую геометрию электродов — коаксиальную систему цилиндров ( $r_0, R$ ), в которой внутренний цилиндр коронирует. Решение системы уравнений (1) — (4) в предположении  $\epsilon = \text{const}$  дает [3]:

$$E_1 = \sqrt{\frac{i_1}{2\pi k \epsilon_0} \frac{e^{2\nu r} - e^{2\nu r_0} (2\nu r_0 + 1) - 2\nu r - 1}{(2\nu r)^2}} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2} e^{2\nu(r-r_0)} \quad (14)$$

$$E_0 = \sqrt{\frac{i_0}{2\pi k \epsilon_0} \left( 1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2}} \quad (15)$$

Здесь  $E_0$  — начальная напряженность короны, определяемая по эмпирическому выражению Пика;  $r$  — текущий радиус;  $i_0$ ,  $i_r$  — ток короны с погонного метра внутреннего цилиндра при отсутствии и наличии дисперсной фазы, соответственно. Связь между  $i_0$  и  $i_r$  следует из вольтамперной характеристики разряда

$$U = \int_{r_0}^R E_r dr = \int_{r_0}^R E_0 dr, \quad (16)$$

где  $U$  — приложенное к коронирующему промежутку напряжение.

Численный анализ уравнений (11), (14) и (15) показывает, что условие  $\theta = \gamma$  имеет место в двух областях: а) в непосредственной близости от коронирующего электрода, б) вдали от него ( $r \gg r_0$ ).

Рассмотрим взаимосвязь  $\theta$  и  $\gamma$  и их значения в указанных областях.

а. Область, прилегающая к коронирующему электроду с радиусом  $r$ , имеющим порядок  $r_0$ . В промышленных аппаратах концентрация дисперсной фазы и геометрия поля таковы, что  $\varepsilon r_0 \ll 1$  [6]. Тогда с достаточной точностью справедливы разложения:

$$e^{2\varepsilon r} = 1 + 2\varepsilon r, \quad \text{и} \quad e^{2\varepsilon r} = 1 + 2\varepsilon r + \frac{(2\varepsilon r)^2}{2!}.$$

Кроме того, при любой стадии коронного разряда имеет место условие [9]:

$$\frac{i_0}{2\pi k r_0} \ll E_0^2.$$

С учетом этих приближений выражениям (14) и (15) можно придать вид:

$$E_r = \sqrt{\frac{i_0}{2\pi k r_0} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2} \frac{1}{1+2\varepsilon r_0} \left[ 1 + 2\varepsilon r + \frac{(2\varepsilon r)^2}{2!} \right]}, \quad (17)$$

$$E_0 = \sqrt{\frac{i_0}{2\pi k r_0} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2}}. \quad (18)$$

Значения  $E_r$  и  $E_0$  из (17) и (18) подставим в (13) и продифференцируем. После преобразований получим:

$$\theta_1 = \sqrt{\frac{1 + \varepsilon r}{1 + 2\varepsilon r_0}}. \quad (19)$$

Для рассматриваемой системы коаксиальных цилиндров (12) принимает вид:

$$\vartheta_2 = \sqrt{\frac{i_2}{i_0 - 2\pi k \varepsilon_0 \varepsilon r E^2}} \quad (20)$$

Приравнявая (19) и (20), с учетом (18) получаем:

$$\frac{i_2}{i_0 - 2\pi k \varepsilon_0 \varepsilon r \left| \frac{i_0}{2\pi k \varepsilon_0} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2} \right|} = \frac{1 + \varepsilon r}{1 + 2\varepsilon r_0} \quad (21)$$

Так как  $\varepsilon r \ll 1$ , то  $(\varepsilon r)^2 \ll 2(\varepsilon r)^2$ . Тогда членом, содержащим  $(\varepsilon r)^2$ , можно пренебречь и получим:

$$2 \frac{i_0}{E_0^2} (\varepsilon r)^2 + \left| \frac{i_0}{E_0^2} - \frac{i_2}{E_0^2} (1 + \varepsilon r_0) - 2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 \right| \varepsilon r - 2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 = 0. \quad (22)$$

Обозначим:

$$2 \frac{i_0}{E_0^2} = a;$$

$$\frac{i_0}{E_0^2} - \frac{i_2}{E_0^2} (1 + \varepsilon r_0) - 2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 = b;$$

$$2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 = c.$$

С учетом этих обозначений (22) примет вид:

$$a(\varepsilon r)^2 + b(\varepsilon r) - c = 0.$$

Откуда\*

$$\varepsilon r = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4ac}}{2a}. \quad (23)$$

Выражение (23) дает координату точки (вблизи коронирующего электрода), где  $|\text{grad} \vartheta| = 0$ , т. е.  $\vartheta = \vartheta_1$ .

б. Вдали от коронирующего электрода в стадии развитой короны можно допустить [9]:

$$\frac{dE_0}{dr} \approx 0. \quad (24)$$

С учетом приближения (24) из (13) следует, что

$$\frac{dE_0}{dr} = 0 \quad \text{так как} \quad E_0 \neq 0.$$

Дифференцируя (14) и приравнявая к нулю, получаем:

$$\frac{dE_0}{dr} - \frac{1}{2E_0} \left| \frac{2E_0^2}{r} (\varepsilon r - 1) + \frac{i_0}{\pi k \varepsilon_0} \frac{1}{r} \right| = 0.$$

\* Отрицательные значения  $\varepsilon r$  не имеют физического смысла.

откуда

$$\frac{i_2}{2\pi k \varepsilon_0} = E_2^2 (1 - \alpha r). \quad (25)$$

Подставляя в (25) значение  $E_2$  из (14), получаем:

$$\frac{i_2}{2\pi k \varepsilon_0} \cdot \frac{i_1}{E_2^2} = \left| \frac{i_1}{E_0^2} \frac{1}{\pi k \varepsilon_0} \frac{e^{2\pi r_0 - 2\alpha r} (2 - r_0 + 1) - 2\alpha r - 1}{(2\pi r)^2} + \frac{(\pi r_0)^2 e^{2\pi r - r_0}}{(\pi r)^2} \right| (1 - \alpha r). \quad (26)$$

Из (26) для заданных значений  $\frac{i_2}{E_2^2}$  определяется  $\alpha r$  для точек  $\eta = \eta_1$ .

Таким образом, значения  $\eta_1$  для двух областей находятся из следующих выражений:

а) для области, прилегающей к коронирующему электроду. — (19) и (23),

б) для области, удаленной от коронирующего электрода. — (20) и (26).

Из выражений (23) и (26) следует, что координата точек, для которых имеет место условие  $|\text{grad } \eta| = 0$ , определяется интенсивностью разряда, концентрацией дисперсионной фазы и геометрией коронирующей системы. Отметим также, что при выводе выражения (11) не использовалось какое-либо предположение о характере изменения  $\alpha$ , поэтому оно справедливо при произвольном распределении дисперсионной фазы в промежутке  $\alpha = \text{const}$ . Таким образом, независимо от характера распределения дисперсионной фазы, в точках  $|\text{grad } \eta| = 0$  имеет место условие  $\eta = \alpha$ .

Для рельефного представления количественных характеристик рассмотрим результаты численного анализа для случая  $\frac{R}{r_0} = 100$ ,

$r_0 = 10^{-3} \text{ м}$  при  $\alpha R = 0$  и  $\alpha R = 0,5$ . Вольтамперные характеристики, подсчитанные на ЦВМ по выражению (16), представлены на рис. 1.

Для удобства пользования вольтамперные характеристики представлены в виде зависимости  $\frac{i}{E_0^2} \left( \frac{U}{E_0} \right)$ . Используя значения  $\frac{i_0}{E_0^2}$  и  $\frac{i_1}{E_0^2}$

для определенных  $\frac{U}{E_0}$ , по выражениям (19), (23), и (20), (26) подсчитаны значения  $\eta_1 = \eta_{1a}$  и  $\alpha r = (\alpha r)_a$  для области, прилегающей к коронирующему электроду, и  $\eta_1 = \eta_{1b}$ ,  $\alpha r = (\alpha r)_b$  — для области, удаленной от коронирующего электрода. Результаты приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что с увеличением интенсивности разряда координата  $r$  точек, в которых  $\eta = \eta_1$ , перемещается в сторону коронирующего электрода вначале быстро, затем медленно. При этом, для обла-

ти, прилегающей к коронирующему электроду, с увеличением интенсивности разряда  $\theta_{1a}$  уменьшается, оставаясь, однако, близким к единице. Вдали от коронирующего электрода с ростом интенсивности разряда  $\theta_{1b}$  также уменьшается, однако его значения заметно больше единицы.

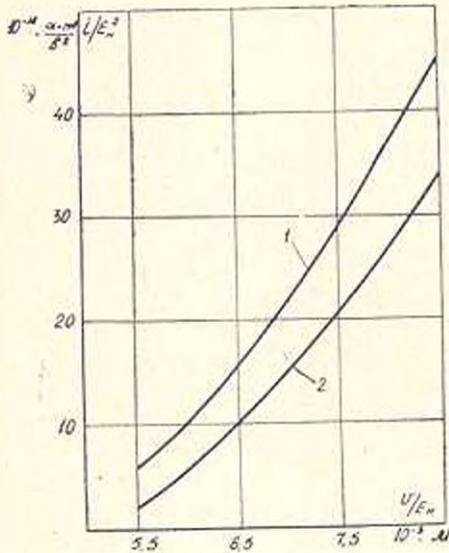


Рис. 1. Вольтамперные характеристики коронного разряда при  $R/r_0 = 100$  и  $i_0 = 10^{-10}$  а. 1 —  $R = 0$ ; 2 —  $R = 0,5$

Таблица 1

$10^{-3} U/E_n$	5.5	6.0	6.5	7.0	7.5	8.0	8.5
$10^{-10} i_0/E_n^2$	6.0	10.2	16.0	22.2	29.5	37.5	45.5
$10^{-10} i_0/E_n^2$	2.0	0.041	10.3	15.1	21.2	27.3	34.0
$(zr)_a$	0.062	0.056	0.6	0.035	0.031	0.026	0.021
$\theta_{1a}$	1.022	1.050	1.016	1.012	1.010	1.008	1.005
$(zr)_b$	0.488	0.470	0.410	0.363	0.322	0.300	0.285
$\theta_{1b}$	1.140	1.120	1.085	1.075	1.070	1.038	1.035

### Выводы

1. Независимо от закона распределения дисперсионной фазы и геометрии системы напряженность поля перераспределяется, и суммарная плотность объемного заряда изменяется, т. е.  $\theta$  и  $\rho$ , за исключением нескольких точек, отличаются от единицы.

2. Как правило, в коронирующем промежутке при двухфазной среде существуют точки, в которых  $\theta = \rho$ . При этом в точках  $\theta = \rho$  имеет место условие  $|\text{grad } \theta| = 0$ .

3. Условие  $\theta = \rho$  имеет место в одной и более точках. Значения  $\theta_1$  оказываются несколько больше единицы. В области, прилегающей к коронирующему электроду, значение  $\theta_{1a}$  близко к единице.

Ն. Ա. ՅՈՒՌԻՅԱՆ, Ա. Բ. ՄԱՍՆԵՐՅԱՆ

ԵՐԿՅԱԶ ԱՆՐՈՒԿՈՒԹՅՈՒ ՄԵԶԱՎԱՅՐՈՒՄ ՊԱՆԱՂԱԶԵՎ ՊԱՐՊԵԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԳԱՌՏՆԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերվում է երկֆազ միջավայրում պասկածե պարպման էլեկտրական դաշտի կառուցվածքի անսահման հետազոտությունը: Ապացուցվում է, որ միջէլեկտրոդային տարածության մեջ գոյություն ունեն հատուկ կետեր, որտեղ դաշտի վերաբաշխման և զուտարային ծավալային լիցքերի փոփոխության դորձակիցները հավասար են: Ընդ որում այդ կետերում դաշտի վերաբաշխման դորձակիցը սննի գոյական գրադիենտ: Կոտակոխալ սխեմեմի համար կատարված թվային անալիզով պարզարանվում է, այդ գորձակիցների փոփոխման բնույթը և փոխադարձ կապը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Deutsch W. Über die raumladungsbeschwerte Townsendentladung im dichten Nebel. „Annalen der Physik“, Bd. 10, 1931, № 5.
2. Pauthenier M., Moreau-Hanot M. Etouffement de la décharge couronne en milieu trouble. „Journal de Physique“, 1935, № 6.
3. Շադրյան Ա. Մ. К вопросу о поведении дисперсной фазы в электрическом поле коронного разряда. «Изв. вузов СССР. Физика», 1969, № 4.
4. Շադրյան Ա. Մ. О плотности объемного заряда в поле коронного разряда при наличии дисперсной фазы. «Электронная обработка материалов», Изд. МП Молдавской ССР, 1969, № 3.
5. Мирзибеков Г. З., Григорьев Н. Н. Влияние заряженной дисперсной фазы на характеристики коронного разряда. «Электричество», 1972, № 8.
6. Շադրյան Ա. Մ. О предельных концентрациях дисперсной фазы в аппаратах электронононной технологии. «Электричество», 1972, № 4.
7. Попков В. М. К теории униполярной короны постоянного тока. «Электричество», 1949, № 1.
8. Fauthenier M., Moreau-Hanot M. La charge des particules spheriques dans un champ tonique. „Journal Phys. et Radium“, 1932, 7, № 3.
9. Канцов Н. А. Коронный разряд. ОГПЗ, 1947.