

Анализ работы электрофильтров при высокой концентрации мелкодисперсной фазы

Отличие условий, в которых существует коронный разряд при наличии дисперсной фазы в промежутке, заключается в том, что частицы заряжаются и, таким образом, суммарный объемный заряд состоит из заряда не только ионов, но и частиц. Суммарный объемный заряд сохраняется примерно на одном уровне, так как его значение, как и при отсутствии дисперсной фазы, определяется условием равенства напряженности E у коронирующего электрода начальной напряженности E_0 . Обычно имеющее место некоторое изменение E связано с изменением характера распределения суммарной плотности объемного заряда по промежутку.

Пояснить утверждение о неизменности суммарного объемного заряда в промежутке можно следующим образом.

В результате действия поля суммарного объемного заряда напряженность у коронирующего электрода уменьшается от высокого электростатического значения до величины начальной напряженности E_0 . Если суммарный объемный заряд возрастает, то возрастает и его ограничивающее действие и напряженность у коронирующего электрода станет ниже начальной. Как следствие, интенсивность ионизационных процессов уменьшится, и это приведет к уменьшению суммарного объемного заряда в промежутке. Таким образом, стабильность объемного заряда обеспечивается как бы действием сильной обратной связи.

При высокой концентрации мелкодисперсной фазы плотность объемного заряда частиц становится соизмеримой, а часто и превышает плотность объемного заряда ионов при сохранении суммарного значения на одном уровне.

Уравнения коронного разряда при наличии дисперсной фазы имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \bar{E} &= \rho_u + \rho_c \varepsilon_0; \\ \operatorname{div} (\bar{E} + \bar{I}_c) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где E – напряженность поля; ρ_u – плотность объемного заряда ионов; ρ_c –

плотность объемного заряда частиц; I_u – плотность тока ионов; $\bar{I}_u = k\rho_u\bar{E}$; k – подвижность ионов; I_q – плотность тока частиц; $\bar{I}_q = NqB\bar{E}$; q – заряд частиц; B – механическая подвижность частиц; N – концентрация частиц.

Из-за того, что подвижность ионов много больше подвижности заряженных частиц, т.е. $k > qB$, ток определяется ионной составляющей. Таким образом, уменьшение объемного заряда ионов при наличии дисперсной фазы приводит к уменьшению суммарной плотности тока коронного разряда. Это явление получило название «запирания» коронного разряда.

Рассмотрим запирание коронного разряда в трубчатом электрофилт্রে (рис.1). Допустим, что из-за большой концентрации частиц объемный заряд частиц становится таким большим, что ионной составляющей можно пренебречь. Обозначим соответствующую плотность объемного заряда частиц через $\rho_{зан}$. Эти условия соответствуют полному запиранию коронного заряда.

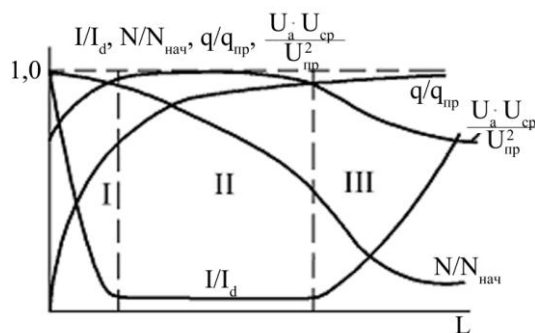


Рис. 1. Изменение относительных величин тока I/I_d , концентрации $N/N_{нач}$ и заряда частиц $q/q_{нр}$ по длине электрофилтра L ; I_d – ток коронного разряда при наличии дисперсной фазы; U_a , $U_{сп}$, $U_{нр}$ – амплитудное среднее и напряжение пробоя в электрофилт্রে ($U_a \approx U_{нр}$).

В случае, если концентрация частиц N настолько велика, что ток короны практически запирается при заряде частиц $q = q_{зан}$ меньшем предельного, по длине электрофилтра можно выделить три зоны (рис. 1).

В зоне I происходит сравнительно быстрая зарядка частиц до заряда $q_{\text{зап}}$. Ток короны падает практически до нуля, концентрация частиц N в этой зоне практически не меняется.

В зоне II из-за осаждения частиц их концентрация уменьшается, что приводит к частичному отпиранию тока короны и медленной подзарядке частиц таким образом, чтобы плотность объемного заряда частиц оставалась близкой к запирающей.

Начало зоны III соответствует условиям, когда заряд частиц начинает приближаться к предельному значению $q_{\text{пр}}$. Выполненные нами расчеты показывают, что начало отпирания коронного разряда несколько опережает выход заряда на предельное значение. Это означает, что возможно существование ионного тока, хотя заряд не достиг еще предельной величины. Причиной является неравномерное распределение плотности ионного тока в промежутке и флуктуации в заряде частиц. Некоторый рост заряда происходит и после частичного отпирания коронного разряда вплоть до тока, приближающегося к $I_{\text{макс}}$ (при отсутствии влияния дисперсной фазы). Это явление связано также с изменением распределения объемного заряда в процессе отпирания коронного разряда. Это обстоятельство не принималось во внимание в предшествующих работах.

При дальнейшем осаждении частиц в электрофильтре их концентрация падает, происходит полное отпирание коронного разряда, ток стремится к предельной величине, а заряд частиц – к предельному значению.

Приближенный теоретический анализ запирающего коронного разряда путем решения уравнений (1) на основе допущения Дейча о неизменности силовых линий в электростатическом поле и поле коронного разряда выполнен в работе [1].

Система уравнений (1) является незамкнутой, в ней не хватает условий, определяющих распределение концентрации заряженных частиц по межэлектродному промежутку. Авторы предшествующих работ [1] обычно выбирают одно из двух приближенных условий: или плотность объемного

заряда частиц распределена пропорционально напряженности суммарного поля E , или она распределена по сечению канала электрофильтра равномерно ($\rho_q = const$).

Первое предположение соответствует медленному движению крупных частиц, когда частица в каждой точке приобретает заряд, пропорциональный напряженности поля. Однако и в данных условиях из-за того, что при переходе из точки пространства с напряженностью E_1 в точку с напряженностью E_2 при условии $E_1 > E_2$, частица сохраняет заряд q_r . Таким образом, условие $\rho_q \equiv E$ является достаточно приближенным.

С другой стороны, предположение о равномерном распределении плотности заряда частиц ($\rho_q = const$) соответствует условиям интенсивного турбулентного перемешивания, которое обычно имеет место в электрофильтрах, в частности, благодаря влиянию электрического ветра. Частицы малого размера (~1 мкм и менее) полностью увлекаются пульсациями и распределяются равномерно по сечению электрофильтра.

Характер распределения концентрации заряженных частиц в канале электрофильтра определяется соотношением между скоростью направленного перемещения под действием поля и скоростью диффузионного переноса, что отражается параметром [2].

$$\mu_0 = \frac{BE\phi t}{D_q}, \quad (2)$$

где D_q – коэффициент турбулентной диффузии с учетом влияния электрического ветра; h – межэлектродное расстояние, B – механическая подвижность частиц.

При $\mu_0 \leq 1$ распределение концентрации заряженных частиц по сечению канала приближается к равномерному. Для частиц размером 1 мкм и менее в электрофильтрах это условие выполняется.

При условии действия допущения Дейча–Попкова, т.е. в предположении неизменности конфигурации силовых линий поля при коронном разряде в условиях запираания по сравнению с электростатическим полем, получается

следующее выражение для напряженности поля с учетом объемного заряда частиц [3]:

$$E_q = E_1 \left\{ \left(\frac{E_0}{E_{10}} \right)^2 \left[\frac{\kappa + 1,8C}{0,9C} - 1 \right]^2 + \frac{2j_{u0}}{kE_{10}\varepsilon_0} \int_{l_0}^l \frac{dl}{E_1} \right\} + \frac{0,45CE_1E_{10}}{E_0} \left\{ \left(\frac{E_0}{E_{10}} \right)^2 \left[\frac{\kappa + 1,8C}{0,9C} - 1 \right]^2 + \frac{2j_{u0}}{0,9kE_{10}\varepsilon_0} \int_{l_0}^l \frac{dl}{E_1} \right\}, \quad (3)$$

где E_1 – напряженность электростатического поля; C – параметр,

$C = kE_0\rho_q/j_{q_0} = \rho_q/\rho_{q_0}$; E_{10} – напряженность электростатического поля у коронирующего электрода; j_{q_0} – плотность тока ионов у коронирующего электрода при наличии заряженной дисперсной фазы E_0 – начальная напряженность.

Параметр C представляет собой отношение плотности заряда частиц к плотности объемного заряда ионов у коронирующего электрода.

Следует иметь в виду, что хотя допущение Дейча удовлетворительно выполняется для систем электродов с коронирующими цилиндрическими проводами, оснований для достоверности этого допущения в условиях запыления коронного разряда меньше. Это происходит из-за того, что заряд частиц распределяется в результате перемешивания, а не под действием поля. Указанное обстоятельство следует иметь в виду при анализе результатов расчетов по (3).

В условиях запыления $I_u = 0$ и $C \rightarrow \infty$ и из (3) следует:

$$E_s = \frac{E_1}{E_{10}} E_0 + \frac{E_1 \rho_{чзан}}{\varepsilon_0} \int_{l_0}^l \frac{dl}{E_1} \quad (4)$$

Из условия:

$$\int_{l_0}^L E_q dl = U \quad (5)$$

С учетом (4) получается:

$$\rho_{\text{зан}} = \varepsilon_0 \frac{U - U_0}{\int_{l_0}^L E_1 \left(\int_{l_0}^l \frac{dl}{E_1} \right) dl}, \quad (6)$$

где L – полная длина силовой линии.

Из (6) следует важный вывод, что $\rho_{\text{зан}}$ линейно зависит от перенапряжения $(U - U_0)$, где U_0 – напряжение зажигания коронного разряда.

Часто в литературе влияние мелкодисперсной фазы на характеристики коронного разряда определяют обобщенным параметром:

$$D = \xi k_\varepsilon S h, \quad (7)$$

где S – суммарная поверхность частиц в единице объема; h – межэлектродное расстояние; ξ – степень недозарядки частиц.

Степень недозарядки частиц ξ определяется как $\xi = q/q_{\text{пред.уд.}}$,

где $q_{\text{пред.уд.}}$ предельный заряд частиц по теории ударной зарядки Потенье.

Однако, для частиц мелких, размер которых соизмерим с 1 мкм, необходимо учитывать как ударный, так и диффузионный механизм зарядки. Этот факт дополнительно усиливает запирающее действие мелкодисперсной фазы.

Тогда правильнее определить параметр запираения D как:

$$D = \frac{\rho_q h}{\varepsilon_0 E_{\text{cp}}} = \frac{\rho_q h^2}{\varepsilon_0 U} \quad (8)$$

и степень недозарядки ξ будет представлять собой:

$$\xi = \frac{q(t)}{q_{\text{пред.уд.}} + q_{\text{пред.диф.}}} \quad (9)$$

Запирающее значение параметра D определяется при подстановке в (8) запирающего значения плотности заряда частиц по (6).

$$D_{\text{зан}} = \frac{U^* - 1}{U^*} \cdot \frac{h^2}{\int_{l_0}^L E_1 \left(\int_{l_0}^l \frac{dl}{E_1} \right) dl}, \quad (10)$$

где $U^* = U/U_0$ – относительное перенапряжение

Для конкретных систем проводов электродов, представляющих интерес:

системы коаксиальных цилиндров и системы ряд проводов между плоскостями, можно определить как меняются напряженность и ток коронного разряда, если использовать известные распределения напряженности электростатического поля. Воспользуемся формулами, записанными в [2].

Коаксиальные цилиндры

Затухание тока:

$$I_{кч}/I_{к} = \left(-D^* \right)^{-0,75D^*}, \quad (11)$$

$$\text{где } D^* = D/D_{зан} \quad (12)$$

Формула получена в результате аппроксимации численных расчетов.

Значение $D_{зан}$ определяется из (5-10) при подстановке $E = E_{10} \cdot \gamma_0/\gamma$:

$$D_{зан} = 3,7 \frac{U^* - 1}{U} \quad (13)$$

Система электродов ряд проводов между параллельными плоскостями

В данном случае получена формула для затухания плотности тока, соответствующая различным силовым линиям:

$$I_{кч}/I_{к} = \left(-D^* \right)^{-0,2D^*}, \quad (14)$$

где $I_{кч}$ – плотность тока ионов при наличии дисперсной фазы (для данной силовой линии); $I_{к}$ – плотность тока ионов при отсутствии дисперсной фазы.

Формула получена в результате аппроксимации численных расчетов в рамках теории Дейча.

В результате численных расчетов [1] получено выражение для $D_{зан}$ для любой силовой линии поля с заряженной дисперсной фазой.

В частности для центральной силовой линии:

$$D_{зан} = 2,25 \left[1 + \exp \left(-4\pi \frac{h}{d} \right) \right] \cdot \frac{\left(U^* - 1 \right)}{U^*}. \quad (15)$$

Расчетные зависимости для затухания плотности тока и тока проверены экспериментально на моделях трубчатого и пластинчатого электрофильтров. Эксперименты на моделях подтвердили результаты расчетов [2] и позволили сделать вывод о возможности эквивалентирования при определении затухания

тока системы с ленточно-игольчатыми электродами системой с цилиндрическими проводами.

Кроме затухания тока и ограничения зарядов частиц дисперсная фаза влияет на распределение напряженности поля. Распределение напряженности поля с учетом влияния дисперсной фазы может быть рассчитано по (3). Для систем коаксиальные цилиндры и ряд проводов между плоскостями эти распределения представлены на рис. 5.2, рис. 5.3. При коронном разряде за счет влияния дисперсной фазы имеет место существенное усиление поля у плоскости, что благоприятно влияет на осаждение частиц. При $D = 1,3$ усиление поля составляет около 50 %.

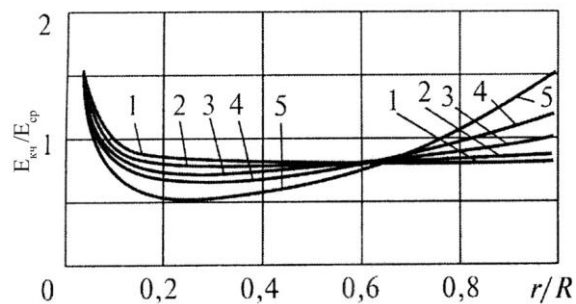


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля при наличии заряженной дисперсионной фазы ($\rho_v = const$, система электродов – коаксиальные цилиндры, $r_0/R = 0,01$; $U^* = 3$; 1 – $D = 0$; 2 – $D = 0,4$; 3 – $D = 1,2$; 4 – $D = 1,8$; 5 – $D = 3$).

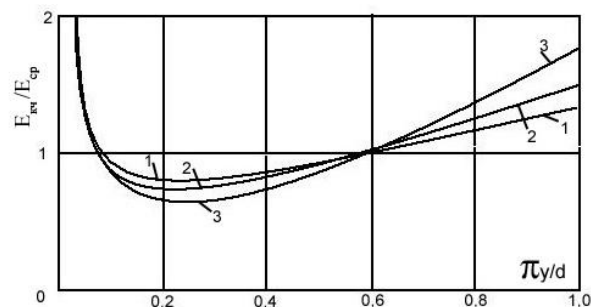


Рис. 3. Распределение напряженности в системе электродов «ряд проводов между параллельными плоскостями» при $U^* = 3$,

$$\pi h/d = 4, \quad \pi r_0/d = 0,02, \quad \rho_v = const$$

$$1 - D = 0; \quad 2 - D = 0,4; \quad 3 - D = 1,2$$

Представленные формулы в целом отражают изменение характеристик коронного разряда из-за влияния объемного заряда частиц. В [1] и [2] приводятся результаты сопоставления экспериментальных и расчетных характеристик в основном по данным для модели коаксиального фильтра, которые в общем свидетельствуют об удовлетворительном их согласии. Учитывая приближенный характер теории, еще раз рассмотрим источники возможных погрешностей результатов расчета. Это в первую очередь может случиться в условиях, отличающихся от условий выполненных экспериментов.

Сначала поясним физический смысл запирающего параметра D . Для этого обратимся к формуле (8). Комбинация величин $\rho \frac{h}{\varepsilon_0}$ соответствует составляющей напряженности поля объемного заряда частиц. Тогда параметр D можно рассматривать как соотношение между напряженностью поля объемного заряда частиц и средней напряженности поля. Основным допущением при анализе влияния дисперсной фазы является допущение о равномерном распределении заряда частиц по промежутку. Произведем численную оценку параметра μ_0 (2), от величины которого зависит характер распределения плотности объемного заряда частиц в межэлектродном пространстве электрофильтра.

Коэффициент турбулентной диффузии в пластинчатых электрофильтрах при напряжении 50–60 кВ и межэлектродном расстоянии ~ 130 мм при скорости потока газа 1,0–1,2 м/с с учетом электрического ветра составляет $D_T \approx 80 - 100 \text{ см}^2/\text{с}$, что дает по (2) $\mu_0 \approx 1,0$. При оценке принято, что скорость дрейфа частиц $W_{op} = Bq_e E$ для частиц размером 1,0–1,5 мкм составляет 8,0–12 см/с.

На рис. 4 представлены заимствованные из [1], [4] распределения концентрации частиц в прямоугольном канале при различных значениях μ_0 и на различном расстоянии X от входа в канал (параметр $t = X/V_{nom}$ – скорость потока).

Из рисунка видно, что близкое к равномерному распределение концентрации частиц устанавливается при $\mu_0 \leq 0,5$.

Итак, можно сделать вывод, что в электрофильтрах для частиц размером 1,5 мкм условие выполняется достаточно приближенно. Уверенно им можно пользоваться для частиц размером 1 мкм и менее.

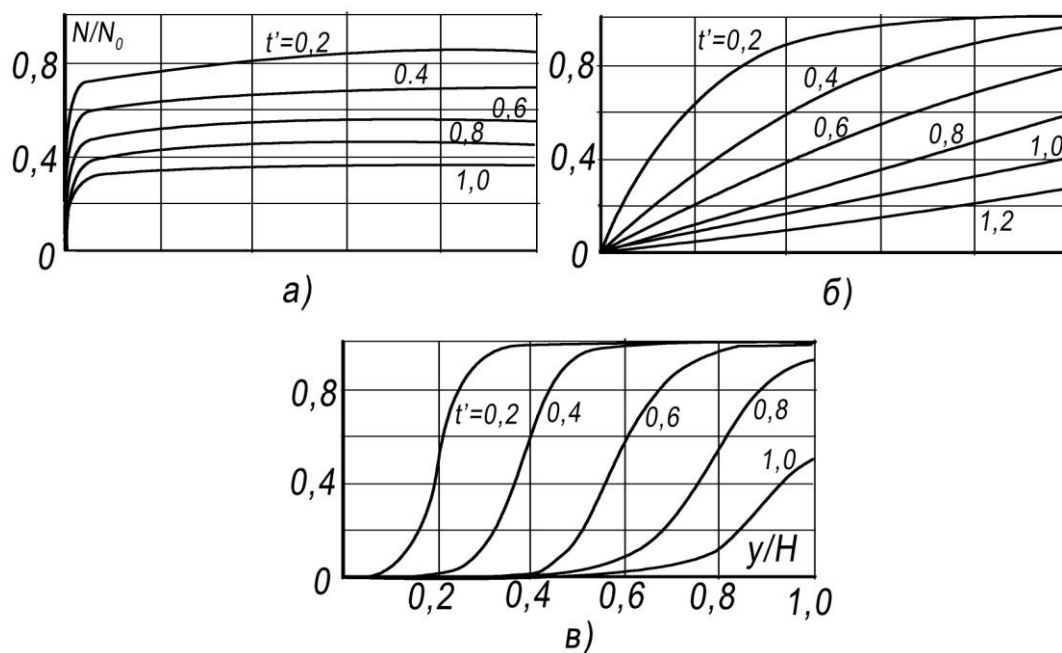


Рис. 4. Распределение концентрации аэрозоля по сечению промежутка при различных μ_0 : а) – 0,4; б) – 5; в) – 100

Следующий возможный источник погрешностей связан с использованием допущения Дейча о неизменности конфигураций силовых линий поля в условиях запираания коронного разряда по сравнению с электростатическим полем. Правомерность такого допущения доказана при расчете поля униполярного коронного разряда в системах с цилиндрическими коронирующими электродами. Это происходило из-за того, что объемный заряд внедрялся из зоны ионизации равномерно по всем силовым линиям поля и искажение силовых линий было минимальным [3]. При равномерном распределении объемного заряда частиц по всем силовым линиям поля искажение их формы может быть более существенным.

В силу указанных причин к записанным выше формулам следует

относиться как к приближенным и учитывать необходимость введения корректирующих коэффициентов, если это окажется необходимым при сопоставлении с экспериментальными данными.

В частности, в [4] предлагается для значения $D_{зан}$ использовать формулу, измененную по сравнению с (15). Тогда для системы ряд проводов между плоскостями получим:

$$D_{зан} = (37 - 0,12U^*) \cdot 2,25 \left[1 - \exp\left(-0,4\pi \frac{h}{d}\right) \right] \cdot \frac{U^* - 1}{U^*}; \quad (16)$$

Аналогичные поправки вводятся при расчете напряженности поля [4].

Интересно сопоставить значения запирающего параметра $D_{зан}$ для систем коаксиальные цилиндры (13) и ряд проводов между плоскостями (16).

Из сопоставления видно, что при одном и том же значении U^* величина запирающего параметра для коаксиальной системы существенно больше, чем для системы ряд проводов между плоскостями. Это означает, что запыление коронного разряда сильнее проявляется в пластинчатых электрофильтрах, чем в трубчатых. В пластинчатых электрофильтрах раньше происходит запыление коронного разряда, в большей степени имеет место недозарядка частиц.

Физическое объяснение этого факта заключается в том, что объемный заряд частиц в коаксиальной системе смещен по направлению к наружному цилиндру и меньше оказывает ограничивающее действие на ионизационные процессы в чехле коронного разряда. В пластинчатых электрофильтрах центр объемного заряда частиц совпадает с геометрическим центром промежутка (при условии равномерного распределения плотности заряда частиц) и более активно запирает коронный разряд.

Более сильно запыление коронного разряда в пластинчатых электрофильтрах влияет на область их эффективного применения. Ограничивает их применение при улавливании мелкодисперсной пыли с развитой поверхностью. При снижении U_0 в случаях применение игольчатых электродов взамен круглых проводов запыление коронного разряда существенно снижается и расширяется

область эффективного применения пластинчатых электрофильтров, при этом эффект увеличения напряженности у осадительного электрода (в ламинарном подслое), где происходит осаждение частиц, увеличивает эффективность применения пластинчатых электрофильтров. [5].

Литература

1. Мирзабекян Г.З. Коллективные процессы в электрофильтрах. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук. М., МЭИ, 1977.

2. Верещагин И.П. Левитов В.И., Мирзабекян Г.З. и др. Электрогазодинамика дисперсных систем. М., 1974.

3. Верещагин И.П. Методы расчета электрического поля и поведение частиц при униполярном коронном разряде. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук. М., МЭИ, 1974.

4. Дымовые электрофильтры. Под общей редакцией Левитова В.И. М. Энергия. 1980.

5. Чекалов Л.В. Научные основы создания электрофильтров нового поколения. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук. М., МЭИ, 2007.