

УДК 631.348.455

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ОБРАТНОЙ КОРОНЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ОБРАБОТКЕ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ

И.П. ВЕРЕЩАГИН, А.В. КАЛИНИН, В.Е. ЛИТВИНОВ

(Кафедра физики)

В работе рассматривается явление возникновения обратного коронного разряда на основе анализа процесса накопления и стекания электрического заряда с порошковых слоев и диэлектрических включений в межэлектродных промежутках, что позволило установить предельные режимы работы зарядных устройств с коронным разрядом. Обоснована математическая модель и на ее базе предложен метод расчета поля при обратной короне. Представлена методика, позволяющая на основании зондовых исследований биполярного разряда получить экспериментальную зависимость коэффициента объемной рекомбинации от подвижности ионов и обосновать ее аппроксимацию.

В сельскохозяйственном производстве и пищевой промышленности для увеличения сроков хранения продуктов, их сепараций, селекции посевного материала применяется обработка порошковых слоев коронным разрядом. Эти процессы важны также при производстве сублимированных материалов и биологических добавок.

Коронный разряд применяется не только для воздействия на обрабатываемые материалы, но и для обеспыливания технологических установок и помещений данных производств.

Работа технологических устройств, использующих коронный разряд и содержащих в межэлектродных промежутках порошковые слои и диэлектрические включения, сопряжена с накоплением электрических зарядов на данных слоях [1]. Это приводит, при определенных условиях, к возникновению обратной короны [2], ухудшающей эффективность работы данных устройств.

Суть этого явления заключается в том, что при накоплении электрических зарядов слоя нарастает напряженность электрического поля внутри слоя, возникают ионизационные процессы в газовых включениях слоя и образуются ионизационные проводящие каналы. Эти каналы являются источниками инжектируемых в межэлектродный промежуток ионов, полярность которых противоположна полярности ионов основной короны.

Осаждение зарядов в поле униполярного коронного разряда на порошковый слой, находящийся на плоском электроде, приводит к росту поверхностной плоскости заряда на слое и росту напряженности в слое в соответствии с выражением

$$E_{cl} = \frac{j}{\gamma_v} + \left(\frac{E_{en}}{\epsilon_0} - \frac{j}{\gamma_v} \right) e^{-l/\tau}, \quad (1)$$

где $\tau = \epsilon_1 \epsilon_0 / \gamma_v$, ϵ_1 – относительная диэлектрическая проницаемость слоя; γ_v – проводимость слоя; j – плотность

тока на слое; $E_{\text{вп}}$ - напряженность у поверхности слоя.

Процесс накопления заряда на слое происходит до тех пор, пока напряженность в слое не превысит пробивную напряженность $E_{\text{пр}}$. Из-за флуктуаций плотности тока пробой слоя носит случайный характер.

Канал пробоя не только нарушает распределение заряда на слое, но и сопровождается более существенным по своим последствиям явлением — обратным коронным разрядом. Оно связано с превращением униполярного коронного разряда в биполярный из-за того, что каналы разряда выполняют роль игольчатых электродов противоположной полярности.

В работе исследованы условия возникновения обратной короны: их соответствие формуле (1), определены экспериментально и по литературным данным пробивные напряженности, в т.ч. и для бумажных и порошковых слоев.

Экспериментально установлено, что в высокоомных диэлектрических слоях, содержащих поры и газовые включения, могут существовать ионизационные процессы, не приводящие к полному пробоею слоя и не влияющие на процессы вне и на поверхности слоя. Показано, что пробивную напряженность слоев диэлектрических материалов в зависимости от толщины можно определять по кривой Пашена и соответствующим формулам.

Для обоснования математической модели обратного коронного разряда были проведены зондовые исследования поля биполярного коронного разряда в простейшей системе «плоскость с большим числом выступающих игл — плоскость с диэлектрическим **слоем**».

Данная система электродов способна имитировать идеализированную систему «коронирующая плоскость — плоскость», т.е. создает одномерный поток ионов в промежутке сетка — оса-

дительный электрод. Равномерность потока ионов в поперечном направлении контролировалась с помощью шарового зонда, перемещаемого параллельно осадительному электроду.

Распределение электрических характеристик поля в такой системе электродов зависит лишь от одной координаты, что значительно упрощает их определение расчетным путем. При униполярном коронном разряде характеристики поля могут быть рассчитаны аналитически:

$$E_{(x)} = \sqrt{E_0^2 - 2j_0(x-h)/k_- \epsilon_0}, \quad (2)$$

$$\rho_{(x)} = j_0 / k_- E_{(x)} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{(x)} = \\ = \frac{\epsilon_0 k_-}{3j_0} \left[E_{oc}^3 - (E_{oc}^2 - \frac{2j_0}{\epsilon_0 k_-} (x-h)^{3/2}) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

где величина E_{oc} рассчитывается из уравнения (4) при подстановке $\lambda_{(x)} = U_e$; $x = U$.

Метод зондовых измерений был доработан применительно к исследованию полей с биполярным объемным зарядом, а именно предложена методика измерений с помощью секционированного зонда не только потенциала поля, но и плотности тока положительных и отрицательных ионов и напряженности **поля**. Предложена и реализована оригинальная конструкция зонда.

На рис. 1. схематично представлены конструкции такого зонда: сферического и цилиндрического типа. Зонд помещается в межэлектродный промежуток таким образом, чтобы силовые линии напряженности поля были нормальны к плоскости его симметрии, проходящей через электрод индикации С. При этом, если потенциал зонда будет равен потенциалу поля, то измерительные секции зонда А и В будут улавливать ионы только положительной или отрицательной полярности.

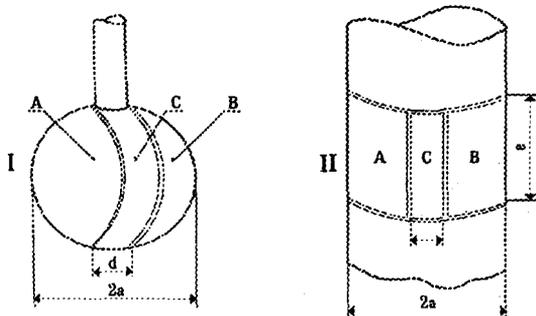


Рис. 1.

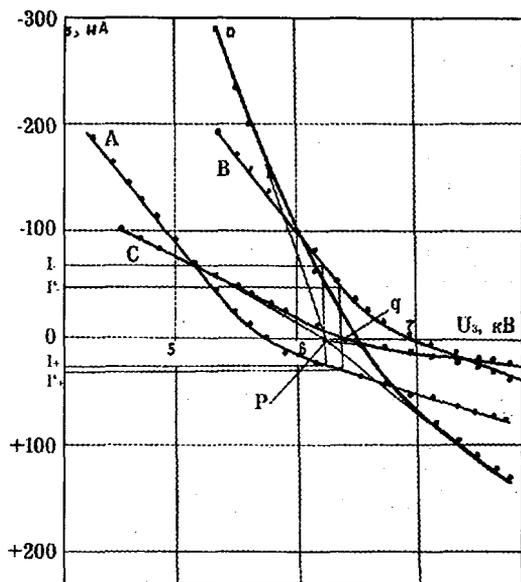


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика сферического трехсекционного зонда.
 $U_{HW}=35$ кВ; $U_c=20$ кВ; $h_3=40$ мм.

Как видно из рис. 2, зондовые характеристики каждой из трех секций имеют по два прямолинейных участка. Продолжения прямолинейного участка секции С пересекаются с осью абсцисс в одной точке, которая и соответствует потенциалу поля в месте расположения зонда (точка Р на рис. 2). Определив токи I^+ и I^- с секцией А и при потенциале зонда, соответствующем точке Р, можно легко рассчитать плотности потока положи-

тельных и отрицательных ионов по формулам, полученным из уравнений трехсекционного зонда:

$$j^+=I^+/37ra^2\cos^2(d/2a), \quad (5)$$

$$j^-=IV37ta^2\cos^2(d/2a). \quad (6)$$

Однако определение точки Р требует значительных трудозатрат на измерение и построение полных зондовых характеристик. Существенно упростить процесс обработки зондовых измерений позволяет так называемый режим квазисбалансированного потенциала зонда. Этот режим соответствует такому потенциалу зонда, при котором ток с центральной секции С равен нулю (точка q рис. 2), и его легко установить в процессе измерений. В случае, когда плотности объемных зарядов положительных и отрицательных ионов равны в месте измерений, квазисбалансированный потенциал зонда полностью совпадает с потенциалом поля в данной точке. В противном случае они будут несколько различаться. Плотности тока ионов j^+ и j^- могут быть теоретически рассчитаны по измеренным величинам токов при квазисбалансированном потенциале. Для этого величины плотностей токов j^+ , и j^- , рассчитанные по формулам (3) и (4) с использованием токов I^+ , I^- , необходимо разделить на соответствующие корректирующие коэффициенты, определяемые для сферического зонда из графика на рис. 2. Полученные после деления плотности тока j^+ и j^- хорошо совпадают с плотностями тока, измеренными при истинном сбалансированном потенциале (точка Р). Таким образом, можно легко определить приближенное значение потенциала поля ϕ .

Недостатком этого способа, как уже отмечалось, является невозможность непосредственного измерения напряженности поля. Для ее определения приходится производить изме-

рения потенциала в ряде близлежащих точек и путем дифференцирования этих значений определять напряженность. Такой путь весьма трудоемок и не позволяет добиться хорошей точности.

С целью устранения этого недостатка в работе была проведена теоретическая проработка и затем экспериментальная проверка метода, позволяющего определить напряженность поля биполярного коронного разряда по результатам измерений лишь в одной точке. Суть этого метода сводится к следующему. Наряду с определением токов отдельных секций зонда при квазисбалансированном потенциале производится измерение вольт-амперной характеристики объединенных секций зонда, т. е. измеряется суммарный ток всех секций. Такая суммарная вольт-амперная характеристика трехсекционного зонда приведена на рис. 2 вместе с вольт-амперными характеристиками отдельных секций. Как видно из рисунка, продолжения прямолинейных участков этой характеристики (аналогично кривой С) пересекаются в точке Р. Напряженность поля в месте расположения зонда может быть рассчитана на основе определения тангенсов углов наклона прямолинейных участков полной зондовой характеристики и величины геометрической емкости. Действительно, напряженность поля может быть определена как отношение j/pk , а произведение pk , как показано в [3], рассчитывается по формуле

$$pk = \frac{\epsilon_0}{C_r} \operatorname{tg} \alpha.$$

Принимая в качестве величины напряженности поля среднее арифметическое значений, определенных из обработки положительной и отрицательной ветви зондовой характеристики, получим окончательное выражение

$$E = \frac{C_r}{2\epsilon_0} \left(\frac{j_+}{\operatorname{tg} \alpha_-} + \frac{j_-}{\operatorname{tg} \alpha_+} \right). \quad (7)$$

На основании этой методики был снят и обработан ряд зондовых вольт-амперных характеристик системы электродов, соответствующих системе «коронирующая плоскость-плоскость». Принципиальная электрическая схема измерений представлена на рис. 3. В ней использовался трехсекционный сферический зонд со следующими размерами: $2a = 5,2$ мм; $d = 1,3$ мм; $8 = 0,25$.

Обработка результатов этих измерений позволила получить распределение потенциала φ_r , напряженности поля E , плотностей тока j_+ и j_- в межэлектродном промежутке этой системы. Сопоставление полученных экспериментальных распределений с результатами расчета электрических характеристик поля биполярного коронного разряда показало их хорошее совпадение.

Таким образом, был получен значительно более надежный и менее трудоемкий метод диагностики интенсивности обратного коронного разряда. Для учета интенсивности ОКР нас в большей степени интересуют усредненные характеристики, получение которых возможно двумя путями.

Первый путь связан с проведением зондовых измерений в большом числе точек исследуемой области и расчетом по их результатам средних значений. При этом значительно повышаются трудоемкость и время проведения измерений, что делает невозможным его использование на практике. Второй путь требует использования зонда с большими (существенно превышающими размеры кратера) поперечными размерами. Такой зонд нечувствителен к локальным отклонениям характеристик поля и позволяет непосредственно измерить интересующие нас усредненные значения.

Второй путь, являясь более экономичным, связан с трудностью уточ-

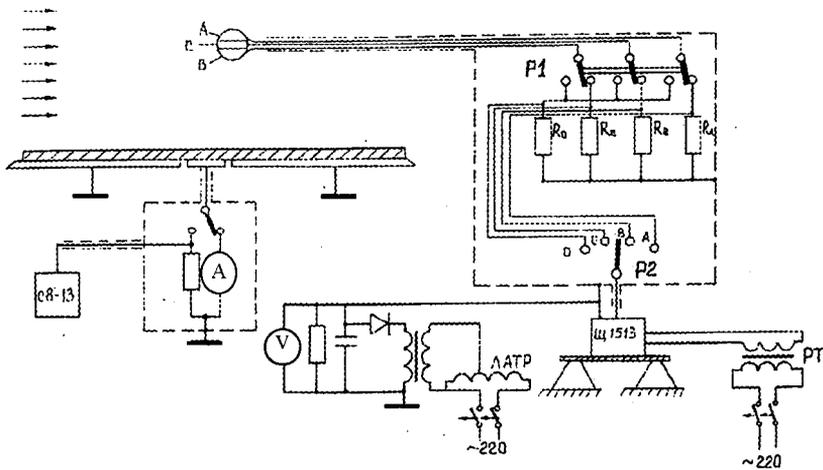


Рис. 3. Принципиальная схема измерения зондовых характеристик

нения погрешности, вызванной теневым эффектом. Анализ различных вариантов конструктивного исполнения зонда показал, что целесообразно использовать зонд, имеющий ряд элементов, расположенных вдоль газового потока. При этом в область, находящуюся между элементами зонда, будут проникать ионы прямой короны, что приводит к возникновению ОКР на участках поверхности слоя, расположенных напротив них. Таким образом, на поверхности слоя появятся чередующиеся участки, на которых возникает и не возникает обратная корона. Обдув межэлектродного промежутка вызовет деформацию трубок тока. При этом согласованием скорости обдува с расстояниями от зонда до плоскости и между элементами зонда можно обеспечить полное устранение влияния теневого эффекта на результаты зондовых измерений при значительных площадях измерительных электродов. Два варианта конкретного конструктивного исполнения такого зонда представлены на рис. 4.

Поток ионов прямой короны, проникая внутрь отверстия зонда, обеспечивает под ним условия возникновения обратной короны. Если ширина стенок зонда невелика, то небольшая

скорость обдува приведет к смещению области тени на расстояние, необходимое для устранения влияния на результаты измерения. В случае, когда внешний размер зонда значительно превышает размеры кратеров и расстояния между ними, зонд обеспечивает усреднение измеряемых характеристик. Если же размеры зонда и кратера соизмеримы, то зонд будет исследовать характеристики трубки тока одного кратера. Предварительные эксперименты, проведенные с помощью кольцевого зонда ($a = 15$ мм; $a_j = 10$ мм; $d = 1,0$ мм), полностью подтвердили работоспособность такой конструкции. Результаты, полученные с его помощью, отличались большей стабильностью по сравнению со сферическим зондом. Кроме того, значительная площадь измерительных электродов А и В позволяла использовать менее чувствительные пределы измерения цифрового вольтметра ЦТ-1513 и снизить тем самым основную допустимую погрешность прибора.

Для обработки результатов измерений, произведенных при квазисбалансированном потенциале, требуется знание корректирующих коэффициентов, которые не могут быть полу-

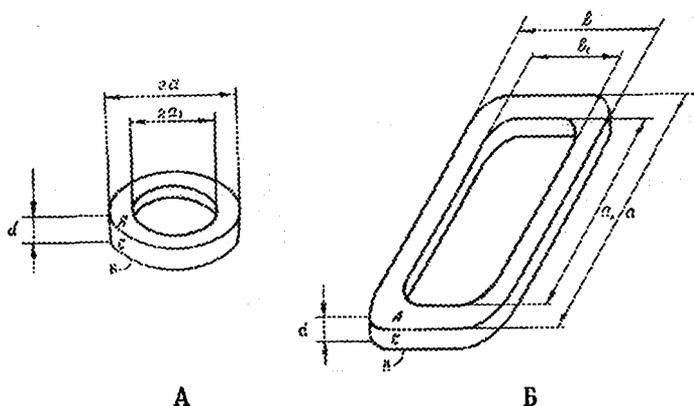


Рис 4. Конструкция зондов, обеспечивающих устранение теневого эффекта при ограниченных скоростях обдува.

А — кольцевой зонд, Б — прямоугольный зонд

чены расчетным путем для такой сложной конфигурации электродов зонда. Поэтому были использованы экспериментальные значения этих коэффициентов, полученные при одновременной обработке полных зондовых характеристик, и результатов, полученных при квазисбалансированном потенциале.

Определение интенсивности обратного коронного разряда, необходимое для учета его вредного влияния, возможно лишь на основе значения структуры поля во всем межэлектродном промежутке. Зондовый метод, являясь на сегодняшний день единственным прямым методом определения электрических характеристик поля с объемным зарядом, не позволяет исследовать его участки вблизи коронирующих и осадительных электродов. Это связано, с одной стороны, с влиянием собственного поля зонда на процессы в чехле прямой короны, а с другой — с трудностью устранения теневого эффекта зонда на порошковом слое.

Вместе с тем, для учета влияния ОКР на процесс зарядки и движения частиц в аппаратах электротехнологии нам необходимо знание характеристик поля во всем межэлектродном промежутке и особенно вблизи осадительного электрода. Таким образом, возникает необходимость интерполирования

экспериментального распределения электрических характеристик поля на области, где проведение зондовых измерений невозможно. Формальное математическое интерполирование таких зависимостей на области вблизи коронирующего и осадительного электрода не учитывает физических закономерностей связи между отдельными характеристиками поля и потому является весьма приближенным.

Более перспективным в этом смысле является способ восстановления структуры поля на основе решения системы дифференциальных уравнений биполярного коронного разряда.

Для более точного восстановления электрических характеристик поля в областях, не доступных для исследования зондовым методом, необходимо использовать известные закономерности, связи и изменения этих характеристик. При этом результаты зондовых измерений, с одной стороны, служат граничными условиями, а с другой — позволяют контролировать правильность результатов восстановления и выбора коэффициентов подвижности и рекомбинации. Процессы во внешней области биполярного коронного разряда можно описать системой дифференциальных уравнений, включающей уравнение Пуассона, уравнение неразрывности полного тока и уравнение рекомбинации:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \bar{E} = (\rho_+ - \rho_-) / \epsilon_0 \epsilon, \\ \operatorname{div} \bar{j} = 0, \\ \frac{dn}{dt} = -n_+ n_- \mu_p, \end{cases} \quad (8)$$

где ϵ коэффициент объемной рекомбинации ионов; ρ_+ , ρ_- — концентрации ионов; n — число рекомбинировавших ионов в единицу времени; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды. Ограничимся рассмотрением стационарной задачи, для которой система уравнений может быть записана в виде

$$\bar{j} = \bar{j}_+ + \bar{j}_- = \rho_+ k_+ \bar{E} + \rho_- k_- \bar{E}.$$

Второе и третье уравнения системы (8) являются взаимно зависимыми, поэтому целесообразно для дальнейшего рассмотрения исключить второе уравнение и использовать два уравнения рекомбинации, что позволит упростить запись исходной системы. Знаки в последнем уравнении соответствуют случаю, когда прямая корона имеет отрицательную полярность, а за положительное направление координатных осей принято направление от коронирующего к осадительному электроду. Использование системы уравнений (8) для расчета поля обратного коронного разряда требует ряд допущений.

1. Обратная корона непрерывна в пространстве и во времени (дискретным характером структуры мы пренебрегаем). Такое допущение, строго говоря, справедливо лишь для квазинепрерывной формы обратного коронного разряда.

2. В общем случае конфигурация силовых линий поля с биполярным объемным зарядом неизменна по сравнению с электростатическим полем (допущение Дейча-Попкова), фактическое искажение силовых линий поля с биполярным объемным зарядом будет значительно меньше,

чем в случае униполярного коронного разряда, благодаря взаимной компенсации разноименных ионов.

Использование этих допущений позволяет перейти от решения системы дифференциальных уравнений в частных производных к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

Условие неизменности конфигураций силовых линий поля при биполярном коронном разряде по сравнению с электростатическим полем позволяет записать

$$\delta_0 / \delta = E_1 / E_{10}, \quad (9)$$

где δ_0 и E_{10} — сечение силовой трубки и напряженность поля у поверхности коронирующего электрода; δ и E_1 — их текущие значения.

Принимая в качестве независимой переменной длину силовой трубки, систему (8) перепишем в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial \left(\frac{E_{10}}{E_1} E \right)}{\partial l} = \frac{E_{10}}{E_1} \frac{\rho_+ - \rho_-}{\epsilon_0 \epsilon}, \\ \frac{\partial \left(\frac{E_{10}}{E_1} j_+ \right)}{\partial l} = \frac{E_{10}}{E_1} \frac{\rho_+ \rho_-}{e} \mu_p, \\ \frac{\partial \left(\frac{E_{10}}{E_1} j_- \right)}{\partial l} = - \frac{E_{10}}{E_1} \frac{\rho_+ \rho_-}{e} \mu_p. \end{cases} \quad (10)$$

Используя в качестве базисных величин

$$E \delta = U_k / L; \quad |\delta| = L; \quad j \delta = j|_{oc},$$

где L — общая длина силовой трубки поля; U_k — напряжение, приложенное к межэлектродному промежутку; $j|_{oc} = j_{oc}$ — плотность тока у поверхности осадительного электрода, обозначая

$$y_1 = E^* \frac{E_{10}}{E_1}; y_2 =$$

$$= j_+^* \frac{E_{10}}{E_1}; y_3 = j_-^* \frac{E_{10}}{E_1},$$

получим окончательную запись системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих распределение электрических характеристик поля биполярного коронного разряда в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial y_1}{\partial l^*} = \frac{E_{10}}{E_1} C_2 C_3 [y_2 / y_1 - C_1 y_3 / y_1], \\ \frac{\partial y_2}{\partial l^*} = \frac{E_{10}}{E_1} C_2 \frac{y_2 y_3}{y_1^2}, \\ \frac{\partial y_3}{\partial l^*} = -\frac{E_{10}}{E_1} C_2 \frac{y_2 y_3}{y_1^2}, \end{cases} \quad (11)$$

где $C_1 = \frac{k_+}{k_-}; C_2 = \frac{j_0 \mu_p L^3}{k_+ k_- U_K^2 e};$

$C_3 = \frac{k_e}{\mu_p \epsilon_0}$ безразмерные параметры,

характеризующие условия биполярного коронного разряда.

Для простейших случаев конфигурации электродов справедливы выражения:

— коронирующая плоскость - плоскость:

$$y_1 = E^*; y_2 = j_+^*; y_3 = j_-^*;$$

— провод в коаксиальном цилиндре:

$$y_1 = r^* E^*; y_2 = r^* j_+^*; y_3 = r^* j_-^*;$$

Система дифференциальных уравнений (11) состоит из трех независимых уравнений с тремя неизвестными. Для решения такой системы необходимо задать, по крайней мере, три граничных условия для искоемых переменных (j_+, j_- и E).

Рассмотрим вначале, какие электрические характеристики поля обратного коронного разряда могут быть

определены на поверхности одного из электродов.

Непосредственно удастся измерить только суммарную плотность тока на поверхности осадительного электрода j_{oc} . Выделить отдельные составляющие этой плотности тока, обусловленные потоком положительных j_+ и отрицательных j_- ионов, не представляется возможным. В качестве другого граничного условия (по аналогии с униполярным коронным разрядом) удобно принять величину начальной напряженности поля у поверхности коронирующего электрода E_0 . Однако в литературе указывается на значительное (до 30%) снижение начальной напряженности поля, обнаруженное при исследовании характеристик самостоятельного биполярного коронного разряда. По мнению авторов, такое снижение является следствием проникновения в чехол короны ионов, полярность которых противоположна полярности ионов инжектируемых из этого чехла в межэлектродный промежуток. Правомерность использования этого граничного условия при расчете характеристик поля ОКР не является очевидной и потому требует дополнительной проверки. Имеется возможность измерять величину приложенного к коронирующему электроду напряжения U_K , которая может быть использована для контроля правильности найденного распределения напряженности поля в межэлектродном промежутке с помощью соотношения

$$\int_{l_0}^L Edl = U_K - \Delta U_{сл}. \quad (12)$$

Это позволяет организовать итерационный процесс для уточнения величины напряженности поля, выбранной в качестве первого приближения.

Из всего сказанного следует, что без дополнительной информации об электрических характеристиках ОКР невозможно произвести точный рас-

чет поля. В качестве такой дополнительной информации удобно использовать результаты зондовых измерений. Однако, учитывая, что эти данные обладают некоторой погрешностью, связанной с измерениями зондовых характеристик и их обработкой, необходимо обеспечить избыток дополнительных условий, позволяющий уточнить отдельные результаты и, тем самым, повысить достоверность расчета. Для учета результатов зондовых измерений при расчете поля ОКР удобно использовать в качестве целевой функции поиска оптимального решения величину среднеквадратичного отклонения рассчитанных и определенных экспериментально характеристик поля

$$\delta = \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{(\varphi_{i\varepsilon} - \varphi_{ip})^2}{U_K^2} + \frac{(j_{+i\varepsilon} - j_{+ip})^2}{j_0^2} + \frac{(j_{-i\varepsilon} - j_{-ip})^2 (E_{i\varepsilon} - E_{ip})^2}{j_0^2 E_{cp}^2} \right) \right] \quad (13)$$

где индекс ε соответствует экспериментальным, а p — учетным значениям указанных характеристик. Рассмотрим теперь некоторые комбинации граничных условий и результатов зондовых измерений. На начальном этапе исследования удобнее избрать следующую схему расчета:

1) задается экспериментальное значение общей плотности тока на поверхности осадительного электрода;

2) задаются первые приближения напряженности поля E_{oc} , отношения j_+/j_- и ΔU_{cl} ;

3) производятся расчет электрических характеристик поля и оценка среднеквадратичного отклонения экспериментальных и рассчитанных данных по формуле;

4) осуществляется оптимизация решения путем уточнения граничных условий E_{oc} , j_+/j_- и ΔU_{cl} .

В результате экспериментальных исследований доказано, что интенсив-

ность обратного коронного разряда характеризуется параметром $C_{ок} = j^+/j^- > 1$. Де j^+ ; j^- — плотности тока ионов обратной и прямой короны. Данная величина зависит только от плотности тока ионов прямой короны у поверхности осадительного электрода j_{-np} . Зависимость $C_{ок} = f(j_{-np})$ остается справедливой для различных систем электродов и значений напряженности внешнего поля. На основании обработки экспериментальных результатов зондовых измерений и литературных данных получен и объяснен обобщенный характер зависимости j^+/j^- у поверхности электрода со слоем от плотности тока прямой короны на слой j_{-np} (рис. 5).

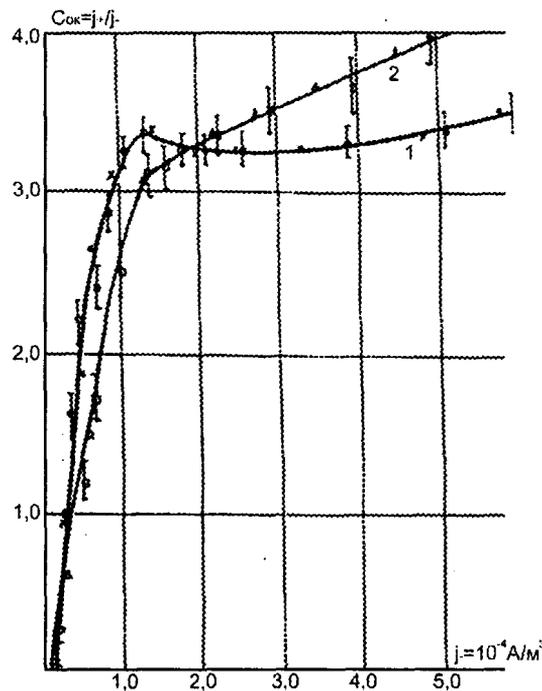


Рис. 5. Зависимость интенсивности обратного коронного разряда от плотности ионного тока прямой короны у осадительного электрода.

x — расчет по вольт-амперным характеристикам, o — обработка зондовых измерений, 1 — один слой бумаги, 2 — два слоя бумаги

Это позволяет упростить расчетную схему:

1) задаются экспериментальное значение j_0 и величины C_{0k} и AU_{CJ1} , определяемые по обобщенным зависимостям для исследуемого слоя;

2) задается первое приближение напряженности поля E_{oc} ;

3) производится расчет электрических характеристик поля;

4) с помощью соотношения (13) уточняется первое приближение напряженности поля E_{oc} .

Как отмечалось, одним из параметров поиска оптимального решения является коэффициент рекомбинации ионов. Информация об электрических характеристиках поля необходима для восстановления их распределения во всем межэлектродном промежутке, позволяет определить величину коэффициента рекомбинации в условиях коронного разряда и установить закономерности его изменения в различных условиях.

С целью определения параметров поля, влияющих на коэффициент рекомбинации в условиях ОКР, и выявления характера этой зависимости был проведен специальный эксперимент. Зондовые измерения производились в режиме квазисбалансированного потенциала для двух точек межэлектродного промежутка с $h_3 = 30$ мм и $h_3 = 50$ мм. Менялись средняя напряженность поля E_{cp} и плотность тока ионов за счет изменения напряжений на сетке и плоскости с иглами. Обратная корона моделировалась использованием различного числа слоев стеклоткани, фильтровальной бумаги и вискозно-штапельной ткани. Толщина слоя при этом изменялась от 130 до 900 мкм. Оптимизация решения осуществлялась на основе целевой функции (12) по четырем параметрам, $C_{ок}$, E_{oc} , $AUCJ$, и c_p .

Анализ полученных таким образом экспериментальных значений коэффициента рекомбинации показал, что

на него практически не оказывает влияния плотность тока, в то время как изменение средней напряженности поля в промежутке приводит к изменению C_p . Поэтому экспериментальные значения c_p были нанесены на график C_p в зависимости от E_{cp} (рис. 6А). На том же графике были построены зависимости средней подвижности ионов от величины E_{cp} . Как видно на рисунке происходит уменьшение коэффициента рекомбинации по мере роста напряженности поля вплоть до некоторого его значения, начиная с которого c_p остается практически неизменным и происходит замедление роста подвижности ионов. Это позволило получить зависимость коэффициента рекомбинации от средней подвижности ионов $k_{cp} = (k_+ + k_-) / 2$ в межэлектродном промежутке (рис. 6Б).

Процесс рекомбинации ионов связан с их взаимным перемещением под действием теплового движения и движения под действием кулоновских сил. Однако не все разноименные ионы рекомбинируют при столкновении. Для того чтобы рекомбинация совершилась, ионы должны определенное время находиться в непосредственной близости друг от друга. Поэтому, чем больше относительная скорость перемещения ионов, тем меньше вероятность их рекомбинации. До настоящего времени отсутствовали экспериментальные данные, подтверждающие наличие такой связи, т.к. все эксперименты, направленные на определение c_p , проводились при отсутствии внешнего поля. Существующие теории рекомбинации Томпсона и Ланжевена, также не учитывают влияние внешнего поля, поэтому строгое теоретическое подтверждение полученной зависимости не представляется возможным.

Общий характер закономерности может быть объяснен, исходя из положения о вероятности процесса рекомбинации, предложенном в теории Томпсона. В случае, когда потенци-

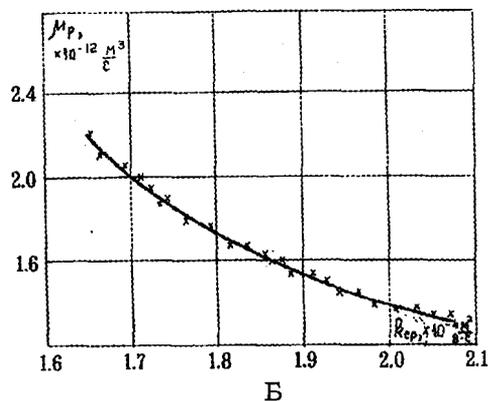
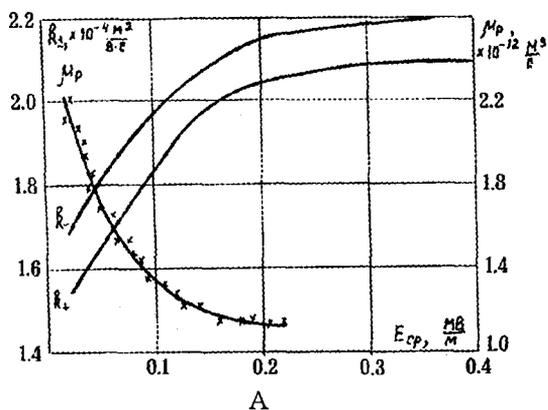


Рис. 6. Экспериментальные зависимости коэффициентов рекомбинации от средней напряженности поля (А) и подвижности ионов (Б).

альная энергия кулоновского взаимодействия окажется менее кинетической энергии приближающихся ионов, рекомбинация не происходит. Кинетическая энергия ионов, двигающихся между столкновениями в электрическом поле, определяется их подвижностью, которая, в свою очередь, зависит от времени их жизни, а значит и средней напряженности поля. Эти рассуждения в какой-то степени объясняют полученную экспериментальную зависимость.

Для практических расчетов удобно воспользоваться аппроксимацией вида

$$\alpha_p = [7,09 / (\epsilon_{cp} \cdot 10^4)^2 - 0,57] \cdot 1(\Gamma^{12}), \quad (13)$$

которая хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью представленной на рис. 6Б.

В результате проделанной работы впервые получены экспериментальные данные о коэффициенте рекомбинации в условиях биполярного коронного разряда и определена закономерность, связывающая этот коэффициент с величиной подвижности ионов. Наряду с тем, что такие данные имеют важное теоретическое значение, они представляют и практический интерес, т.к. позволяют получить электрические характеристики поля обрат-

ного коронного разряда и избежать снижения эффективности зарядки и скорости дрейфа частиц при движении в поле коронного разряда. Это, в свою очередь, позволяет оптимизировать технологические режимы (например улучшить селективность разделения материалов в электросепараторах).

В качестве примера на рис. 7 представлены распределения параметров поля при обратной короне в системе «коаксиальные цилиндры». Диэлектрический слой моделировался слоем фильтровальной бумаги. Для сравнения представлены распределения параметров поля при униполярном коронном разряде. Из сравнения следует, что обратная корона существенно изменяет распределение напряженности поля и плотность объемного заряда.

Из представленных данных видно, что в узкой области у осадительного электрода плотность потока ионов прямой короны несколько снижается по сравнению с униполярным режимом и в зависимости от интенсивности обратной короны может быть даже ниже плотности потока положительных ионов. Напряженность поля при этом снижается на значительной части промежутка. Причем, если при униполярной короне наличие объем-

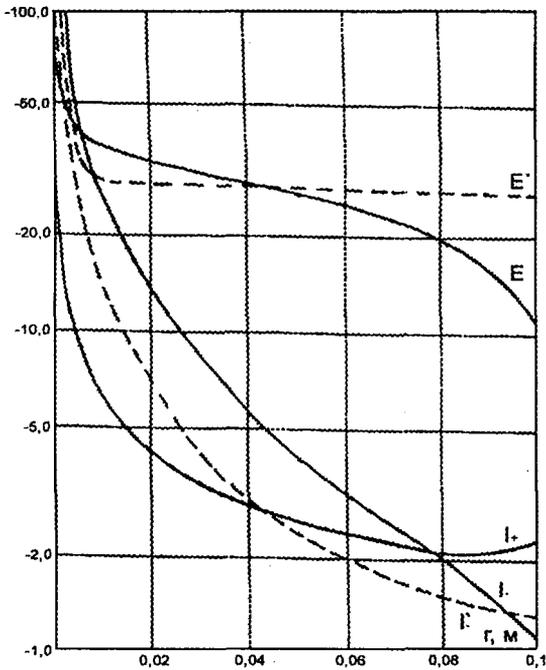


Рис. 7. Распределение электрических характеристик поля в системе электродов коаксиальные цилиндры. $r_0=0.095$ мм; $U_{пр}=30$ кВ; $\Delta U_{сл}=1,4$ кВ; $E_0=110$ кВ/см; $U=8,0$ кВ.

- - - поле униполярной короны;
 — поле ОКР.

ного заряда приводит к тому, что примерно на 80 % длины промежутка распределение напряженности практически равномерно, то наличие биполярного объемного заряда приводит к существенному ее снижению по мере приближения к осадительному электроду.

Получено, что величина плотности тока прямой короны j при обратной короне сохраняется у поверхности слоя на уровне плотности тока униполярного коронного разряда при отсутствии обратной короны.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Верещагин И.П., Левитов В.И. и др.** Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. — 2. **Потень М.** Обратная корона в электрическом поле с биполярным разрядом. — В кн.: Применение сил электрического поля в промышленности и сельском хозяйстве. ВНИИЭМ, №5, 1964, с. 119-125. — 3. **Капцов Н.А.** Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. ОГИЗ-Гостехиздат, 1947.

**Статья поступила
 22 октября 2002 г.**

SUMMARY

The effect of appearing the reverse corone bracket is considered in the paper on the base of analysis of the process of accumulation and drainig the electric charge from powder layers and dielectric inclusions in interelectrodc intervals, which allowed to determine maximum regimes of charge arrangement with corone bracket.

Mathematical model is based, and on its base the method of calculating the district with reverse corone is suggested.

The methods are presented which allow on the base of probe investigations of biopolar bracket to obtain experimental dependence of volumetrical recombination coefficient on ion mobility and to substantiate its approximation.