

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

А. А. ГОРУНЯН, А. Н. ЦАТУРЯН

О ДВИЖЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЫПУЧЕГО
МАТЕРИАЛА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ КОРОННОГО
РАЗРЯДА

Движение мелкозернистых и сыпучих материалов (кварцевый песок, манная крупа, зерновые и т. д.) в трубопроводах и желобах сопровождается разделением электрических зарядов. В подавляющем большинстве случаев процесс зарядки носит несимметричный характер [1], в результате чего материал в целом оказывается униполярно заряженным. Наличие электрического заряда на частицах приводит к взаимному отталкиванию и вызывает некоторую их переориентацию. В итоге плотность упаковки частиц, а следовательно, и насыпной вес сыпучего материала изменяется [2]. Таким образом, плотность электрического заряда сыпучего материала является одной из характеристик его движения.

Роль электрических зарядов в поведении сыпучего материала усиливается при наличии внешнего электрического поля, которое возбуждает дополнительную силу. В сильных полях эта сила может быть значительно больше сил электростатического отталкивания между частицами.

Выявление представительной зависимости движения сыпучего материала от интенсивности взаимодействия его объемного заряда с внешним полем при использовании естественной зарядки трудно осуществимо. Поэтому целесообразно использовать искусственную зарядку, что можно реализовать в электрическом поле коронного разряда. Зарядка сыпучего материала в поле коронного разряда по сравнению с другими способами искусственной зарядки (контактной, факельным разрядом и т. д.) предпочтительна; во-первых, потому, что параметры электрического поля, а следовательно, плотность заряда материала легко регулируются, и, во-вторых, зарядка и взаимодействие с внешним полем происходит одновременно. Кроме того, как будет показано ниже, этот способ зарядки представляет самостоятельный интерес.

Исследование движения сыпучего материала в электрическом поле коронного разряда было проведено для системы коаксиальных цилиндров с радиусами r_0 и R , имеющей следующее конструктивное исполнение (рис. 1). В нижней части бункера 2, изготовленного из изоляционного материала, на съемном дне 3 крепится коаксиальная система цилиндров 4 и 5, между которыми горит коронный разряд. Коронирующий цилиндр 5 токопроводом 6 соединен с отрицательным полюсом вы-

соковольтного выпрямительного устройства 7, положительный полюс которого заземлен. Коронирующий цилиндр 5, в качестве которого была использована латунная проволока диаметром 0,3 мм, натянут по оси цилиндра 4 при помощи двух тонких изоляционных стержней 8, приклеенных к его внутренней поверхности. Под коронирующей системой установлен электромагнитный клапан с горизонтальным ходом,

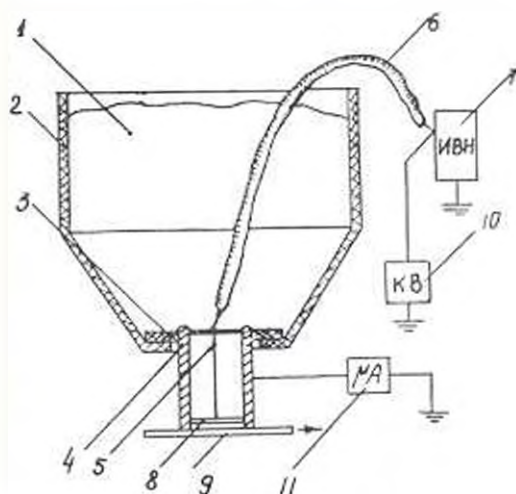


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки

исполнительным органом которого служит диэлектрическая пластинка 9, приложенная к цилиндру 4. Напряжение, приложенное к коронирующей системе, измеряется киловольтметром 10, ток в разрядной цепи — микроамперметром 11. В качестве сыпучего материала использовалась манная крупа. При закрытом положении электромагнитного клапана манная крупа 1 в количестве 3,6 кг заливается в бункер 2. Высокое напряжение необходимой величины подается на коронирующую систему, и регистрируется ток коронного разряда. После чего включается электромагнитный клапан, который, отодвигая пластинку 9 по направлению стрелки, вызывает истечение сыпучего материала и одновременно включает электросекундомер. В каждом эксперименте регистрируются: приложенное напряжение U , ток в цепи $I_{\text{к.р.}}$ и время истечения сыпучего материала t . Результаты, полученные для четырех использованных цилиндров, приведены в табл. 1, где l — длина цилиндра.

Прежде всего отметим, что измеряемый ток $I_{\text{к.р.}}$ складывается из двух составляющих:

$$I_{\text{к.р.}} = I + I_{\text{пр}}, \quad (1)$$

где I — ток коронного разряда; $I_{\text{пр}}$ — ток проводимости.

Для оценки значения $I_{\text{пр}}$ исследуемый материал был помещен между электродами Роговского, и для диапазона напряженностей, имеющего место в экспериментах, определялась удельная проводимость γ_1 . Ока-

залось, что в сильных полях γ_1 заметно зависит от напряженности. Полученные результаты хорошо обобщаются линейной зависимостью:

$$\gamma_1 = \gamma_{10} + K \frac{U}{R}, \quad (2)$$

где γ_{10} — удельная проводимость при отсутствии сильного поля (т. е. проводимость в слабом поле); K — коэффициент пропорциональности. Для малой крупы измерения дали: $\gamma_{10} = 0,6 \cdot 10^{-10}$ с.м./м., $K = 1,35 \cdot 10^{-15}$ с.м./в. Ток проводимости определялся как

$$i_{\text{пр}} = \frac{U}{R_{\text{пр}}}. \quad (3)$$

Здесь $R_{\text{пр}}$ сопротивление сыпучего материала в цилиндрическом объеме и вычисляется по выражению [3]:

$$R_{\text{пр}} = \frac{\ln \frac{R}{r_0}}{2\pi\gamma_1 l}. \quad (4)$$

В табл. 1 приведены значения разрядного тока на погонный метр длины цилиндров, вычисленные по (1) с учетом (2) и (4). Величина тока проводимости $i_{\text{пр}}$ оказалась в несколько раз меньше разрядного тока. Этот факт свидетельствует о том, что коронный разряд является определяющим явлением описываемого процесса.

Таблица 1

$R = 12,5 \text{ м.м.}$ $l = 60 \text{ м.м.}$	$U, \text{ кв.}$ $i_{\text{пр}}, \text{ мкА}$ $i, \text{ с.м.}$ $i, \text{ мкА/м}$	2.00 0.35 83 5.00	2.45 0.42 95 5.85	2.70 0.74 100 10.9	3.50 0.93 114 13.3	4.50 1.12 136 15.0	5.30 1.35 158 17.8	6.20 1.52 ~ 19.1	0.00 0.00 66 0.00
$R = 14,5 \text{ м.м.}$ $l = 70 \text{ м.м.}$	$U, \text{ кв.}$ $i_{\text{пр}}, \text{ мкА}$ $i, \text{ с.м.}$ $i, \text{ мкА/м}$	3.20 0.45 53 4.88	3.60 0.55 57 5.85	3.90 0.63 62 6.72	4.30 0.74 76 7.58	5.10 0.80 83 7.85	6.20 1.32 95 13.30	7.40 1.67 ~ 16.10	0.00 0.00 43 0.00
$R = 17,5 \text{ м.м.}$ $l = 80 \text{ м.м.}$	$U, \text{ кв.}$ $i_{\text{пр}}, \text{ мкА}$ $i, \text{ с.м.}$ $i, \text{ мкА/м}$	3.40 0.31 30 2.50	4.20 0.43 33 3.25	4.90 0.70 38 6.00	5.80 1.33 43 12.70	7.00 1.61 61 14.6	8.00 1.79 79 15.3	9.50 2.12 ~ 16.4	0.00 0.00 24 0.00
$R = 22 \text{ м.м.}$ $l = 100 \text{ м.м.}$	$U, \text{ кв.}$ $i_{\text{пр}}, \text{ мкА}$ $i, \text{ с.м.}$ $i, \text{ мкА/м}$	7.00 1.10 18 6.7	8.00 1.45 20 8.9	9.00 1.80 23 11.0	10.0 2.10 26 12.5	10.5 2.30 30 13.6	11.0 2.50 36 14.7	11.5 2.40 ~ 17.9	0.00 0.00 13 0.00

Графическая интерпретация приведенных в табл. 1 результатов представлена на рис. 2 в виде зависимости $K_3(E_{\text{кр}})$. Под K_3 подразуме-

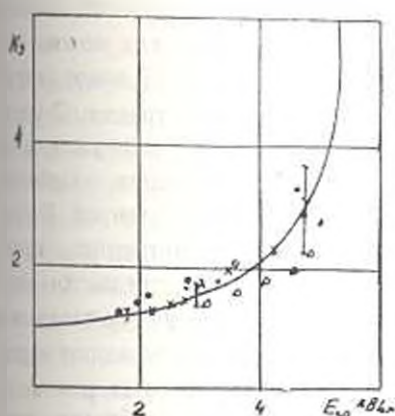


Рис. 2. Зависимость процесса замедления истечения сыпучего материала от интенсивности электрического поля

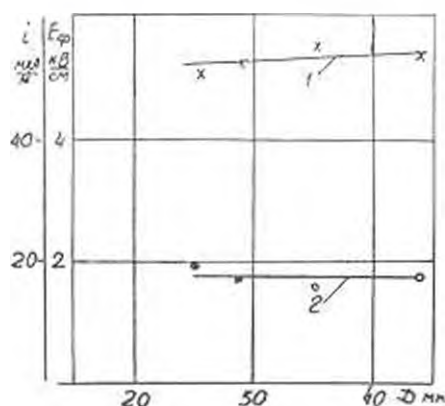


Рис. 3. Характеристики запирающего поля при различных сечениях истечения

ается „коэффициент замедления“, равный отношению времени истечения данного количества материала при наличии поля со средней напряженностью E_{cp} и времени истечения при отсутствии электрического поля. Обработка результатов, полученных для четырех использованных цилиндров, показывает, что с точностью не менее 25% зависимость $K_3(E_{cp})$ можно обобщать. Она оказывается близкой к кубической параболе, что свидетельствует о значительном усилении роли электростатического поля при больших сечениях истечения. Зависимость запирающей ($t = \infty$) напряженности поля E_{cp} от сечения истечения представлена кривой 1 на рис. 3, откуда видно, что запирающее поле весьма слабо зависит от сечения истечения. Небезынтересно отметить, что запирающие потоки сыпучего материала при различных сечениях истечения происходят при практически равных разрядных токах на погонный метр длины цилиндров (кривая 2 на рис. 3). Отметим также, что эти особенности могут оказаться критерияльными для обобщенного описания процесса истечения электризованных сыпучих материалов. Поэтому, в дальнейшем необходимо уточнять и выявлять интервалы сечений и свойства материалов, для которых указанные особенности соблюдаются.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что влияние электрического состояния материала на его движение весьма значительно. Финансовая картина этого влияния сводится к следующему. Плотность заряда сыпучего материала определяет плотность упаковки, которая проявляется в изменении объемной производительности (Q) через площадь (S) поперечного сечения коронирующего промежутка:

$$Q = S v_{cp}, \quad (5)$$

где v_{cp} — средняя скорость движения материала.

Очевидно, что изменение объемной производительности связано изменением $v_{\text{ср}}$, которая обусловлена плотностью заряда. Физическую картину влияния заряда на движение сыпучего материала можно свести к возникновению дополнительного давления на стенки некоронирующего электрода, а также увеличению сил внутреннего трения. С увеличением приложенного к коронирующему промежутку напряжения плотность разряда возрастает, что приводит к усилению взаимодействия как между частицами, так и между частицами и стенкой. В итоге возрастают силы трения. Характер изменения сил внутреннего трения (трение между частицами) весьма сложен и является предметом самостоятельного исследования. Возможно, эти силы по порядку величины не уступают или даже превышают силу трения между материалом и стенкой. Из-за отсутствия более или менее представительных данных по этому вопросу приходится в первом приближении пренебрегать изменением сил внутреннего трения, что, очевидно, вносит существенную погрешность в количественное описание процесса. Следовательно, учет влияния электрически заряженного состояния сыпучего материала на его движение можно осуществить весьма приближенно, который, однако, позволит выявлять определяющие закономерности процесса в целом, качественно подтверждающие характер экспериментально полученных зависимостей.

Пусть давление на стенку, возникшее в результате отталкивающих между заряженными частицами сил, равно p_0 . Тогда сила, действующая на поверхность наружного цилиндра единичной длины, равна

$$p = 2\pi R(p_0 + \Delta p), \quad (6)$$

где Δp — давление незаряженного материала на стенку, которым в первом приближении можно пренебречь.

Сила, вызывающая истечение, очевидно, может быть представлена в виде

$$F_{\text{ис}} = kd, \quad (7)$$

где d — удельный вес сыпучего материала, k — некоторый коэффициент определяемый природой сыпучего материала и конструкцией бункера.

В рамках принятого приближения можно допустить, что силой, ограничивающей истечение, является сила трения $F_{\text{тр}}$ между материалом и стенкой, которая равна

$$F_{\text{тр}} = k_{\text{тр}} P, \quad (8)$$

где $k_{\text{тр}}$ — коэффициент трения.

Истечение материала возможно при

$$p_0 < \frac{kd}{2\pi R k_{\text{тр}}}, \quad (9)$$

Условием запыривания потока будет;

$$p_0 \geq \frac{kd}{2\pi R k_{\text{тр}}}, \quad (10)$$

Обозначим

$$\eta = \frac{F_{\text{эс}}}{F_{\text{тр}}} = \frac{kd}{2\pi Rk_0\rho_0} \quad (11)$$

Очевидно, при прочих равных условиях η определяет среднее значение скорости движения материала $v_{\text{ср}}$, т. е. $v_{\text{ср}}(\eta)$. Допуская независимость коэффициентов k и k_0 от электрического состояния сыпучего материала, можно утверждать, что средняя скорость движения материала в коронирующем промежутке определяется "электростатическим давлением" p_0 . Давление p_0 можно вычислить для упрощенной модели при следующих допущениях: 1) цилиндры бесконечно длинные, 2) частицы имеют сферическую форму, 3) в коронирующей промежутке материал распределен равномерно, 4) исключается электрический контакт как между частицами, так и между частицей и поверхностью электродов, 5) наличие полного объемного заряда и объемного заряда частиц не вызывает существенное изменение электростатического распределения поля.

Первые три допущения правомерны с достаточной точностью. Четвертое допущение приемлемо только для диэлектрических материалов (что и является объектом нашего рассмотрения). Действительно, нераспределение заряда между соприкасающимися частицами практически исключается при их низкой поверхностной проводимости, тем более, что площадь возможного контакта весьма незначительна и по данным [1] составляет 10^{-5} миделево сечения. Пятое допущение вносит определенную неточность*, однако, оно существенно упрощает оценку электростатического давления.

Сила ΔF , имеющая электрическое происхождение и действующая в радиальном направлении на единицу объема сыпучего материала, равна:

$$\Delta F = E\sigma_s \quad (12)$$

Плотность объемного заряда сыпучего материала ρ_s для установившегося режима в рамках допущений (2)÷(4) определяется как [4]:

$$\rho_s = 3\varepsilon_0\varepsilon_s \sigma F \quad (13)$$

где ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ ф/м; σ — удельная поверхность материала, $\text{м}^2/\text{м}^3$.

Значение σ_s можно определить в рамках допущения равномерности распределения сыпучего материала в коронирующем промежутке, что и должно иметь место. Действительно, из-за высокой объемной концентрации перемещение частиц в коронирующем промежутке под действием сил неоднородной поляризации исключается.

* Снятие ограничения, вносимого пятым допущением, приводит к тому, что процесс должен быть описан уравнением Пуассона. Однако граничные условия и фактор усиления поля в дисперсионной среде, необходимые для решения этого уравнения, остаются пока неопределенными.

а наличие некоторой ориентации частиц не может вызывать их перераспределение. Тогда, согласно [5],

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \left[1 + 3f \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2 - f(\gamma_1 - \gamma_2)} \right], \quad (14)$$

где γ_1, γ_2 — проводимости частиц сыпучего материала и среды; f — объемная концентрация сыпучего материала.

Сила, действующая на цилиндрический элемент единичной длины с толщиной стенки dr , будет:

$$dF = E p_0 2\pi r dr = 6\pi \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon E^2 r dr, \quad (15)$$

Давление на стенку от силы dF равно:

$$dp_0 = 3\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon E^2 dr. \quad (16)$$

Интегрируя (16), получаем значение давления на стенку:

$$p_0 = 3\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon \int_{r_0}^R E^2 dr \quad (17)$$

В выражении (17) напряженность поля играет роль интегральной характеристики, поэтому с учетом пятого допущения ее значение может быть найдено из уравнения:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0.$$

Решение уравнения Лапласа для цилиндрической системы в рамках первого допущения дает:

$$E = \frac{U}{\ln \frac{R}{r_0}} \cdot \frac{1}{r}.$$

Тогда из (17) получаем:

$$p_0 = -3\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon \frac{U^2}{\ln^2 \frac{R}{r_0}} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r_0} \right).$$

Учитывая, что $r_0 \ll R$, имеем:

$$p_0 = 3\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon \left(\frac{U}{\ln \frac{R}{r_0}} \right)^2 \cdot \frac{1}{r_0}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что P_0 зависит от приложенного напряжения, а следовательно, от средней напряженности по закону квадратной параболы. Таким образом, эта зависимость несколько слаба, нежели экспериментальная зависимость, что, по-видимому, обусловлено неучетом сил

внутреннего трения и искажения поля объемным зарядом понов и частиц.

Приведем численный анализ уравнения (18) для условий эксперимента. Прежде всего необходимо определить ϵ_2 и α .

Для воздуха γ_2 имеет порядок 10^{-15} *сим/м*. Таким образом, $\gamma_1 \gg \gamma_2$. Тогда (14) упрощается, и

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 \frac{1 + 2f}{1 - f} = 3,76,$$

где $f=0,48$ — измеренное значение объемной концентрации; $\epsilon_1=1$ — относительная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Микроскопический анализ гранулометрического состава манной крупы дал средний радиус частиц, равный 270 *мкм*. Тогда удельная поверхность материала

$$\alpha \approx \frac{3f}{d} = 5330 \text{ м}^2/\text{м}^3.$$

Подставляя численные значения в (18), получаем:

$$p_0 = 0,533 \cdot 10^{-9} \left(\frac{U}{R} \right)^2 \frac{1}{r_0}.$$

Для условий эксперимента p_0 составляет (0,5–7) *Г/см²*, что оказывается достаточным для замирания потока сыпучего материала.

Выводы

1. Внешнее электрическое поле ограничивает текучесть электризованных сыпучих материалов.
2. Основной силой, препятствующей истечению, является электростатическое давление на стенку, которое зависит от средней напряженности по закону параболы.
3. Интенсивность коронного разряда, даже в начальной стадии, оказывается достаточной для замирания потока движущегося сыпучего материала.

АРИТНИИ механизации и электрификации
сельского хозяйства

Поступило 15.IV.1975.

2. А. А. МЕЛНИКОВ, А. П. СЕДУНОВ

ՊՍԱԿԱԶԵԿ ՊԱՐՊՄԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ՍՈՐՈՒՆ ՄԵԿՈՒՍԻՉ
ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՇԱՐՔՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Պարզաբանվում է էլեկտրական լիցքերի գերը սորուն նյութերի շարժման
և նյութի է տրված, որ մասնիկների միջև վանող ուժերի անհաշվելիությունը

պատճառ է հանդիսանում պատերի վրա էլեկտրաստատիկ ճնշման առաջացման որով էլ պայմանավորվում է սորուն նյութերի հոսքի զանգագեցումը: Բերված են փորձարարական հետազոտությունների արդյունքները, որոնց ընդհանրացումը տալիս է դրանի մեջ հոսքի զանդաղման երևույթի բանական կոլմը: Փորձնական արդյունքները ուղեկցվում են տեսական հաշվարկներով, որոնք կատարված են որոշ հիմնավորված ենթադրություններով:

Փորձարարական ու տեսական հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ սորուն նյութերի հոսքի զանդաղումը կախված է էլեկտրական դաշտի ինտենսիվությունից բառականի պարաբոլի օրենքով, և սորուն նյութերի շարժման օրինաչափությունները ուսումնասիրելիս էլեկտրական ուժերի հաշվառքը անհրաժեշտ է:

ЛИТЕРАТУРА

1. Гей Л. Г. Статистическая электризация, [ЭИ], 1963.
2. Заявка на патент ФРГ № 1773919.
3. Матвеев Л. И. Электродинамика и теория относительности. Изд. «Высшая школа», 1964.
4. Цатурян А. Н. О поведении дисперсион фазы в электрическом поле коронации рафин для «Пия ВУЗ-ов СССР Физика», № 4, 1969.
5. Карапетян М. Л. Диэлектрическая проницаемость дисперсион системы в переходном процессе установления электрического поля, «Электричество», № 7, 1973.