

# Физические особенности коронно-разрядного двигателя

Ф. П. Гросу, \*М. К. Болога, О. В. Моторин, И. В. Кожевников, А. А. Поликарпов

*Институт прикладной физики,*

*г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, \*e-mail: [mbologa@phys.asm.md](mailto:mbologa@phys.asm.md)*

Исследован коронно-разрядный двигатель (КРД), крутящий момент которого создается за счет электрического дипольного момента, обеспеченного коронным разрядом. Выявлены и обсуждаются физические механизмы и особенности функционирования КРД, позволяющие создать расчетную основу, пригодную для его проектирования и конструирования. Рассмотрены вопросы о потребляемой мощности двигателя, дипольном моменте и его возникновении, о крутящем моменте ротора, а также о специфических эффектах, присущих данному типу двигателей, вытекающих, в частности, из результатов численных расчетов, учитывающих пульсирующий характер питающего напряжения коронного разряда. Установлено, что невозможно вращение двигателя с постоянной угловой скоростью и вращение синхронно крутящему моменту, рассчитанному согласно формулам электродинамики. Полученные результаты могут служить предпосылкой для инженерных расчетов коронно-разрядных двигателей.

*Ключевые слова:* коронный разряд, электростатический двигатель, дипольный момент, крутящий момент, секторный конденсатор.

УДК 621.319.3

DOI: 10.5281/zenodo.1228853

## ВВЕДЕНИЕ

Первый изобретенный электрический двигатель был электростатический, а сто лет спустя появился электромагнитный [1]. Несмотря на простоту конструкции, электростатические двигатели вскоре были вытеснены из практического использования электромагнитными, которые, хотя и имели более сложную конструкцию, обеспечивали намного больший крутящий момент. Определенную роль в вытеснении электростатических двигателей электромагнитными сыграла и необходимость высокого напряжения питания последних. Ситуация стала меняться на рубеже 60-х годов прошлого века после известной лекции Р. Фейнмана в Калифорнийском технологическом институте на заседании Американского физического общества, после которой в технике наметилась тенденция к миниатюризации технологий. В поисках решения задач миниатюризации величину напряжения питания электростатических двигателей удалось снизить до сотен вольт. Основной физической предпосылкой возрождения интереса к электростатическим двигателям стал тот факт, что с уменьшением пространственных размеров отношение величины кулоновской силы к объему ее действия (объемная плотность силы) возрастает, в результате чего на микроуровне электростатический двигатель по величине крутящего момента стал не уступать электромагнитному, а по простоте конструкции существенно превосходить его. В обозримом будущем электромагнитные двигатели, по-видимому, сохраняют доминирующее положение, но в передовых образцах техники и при работе в особых

условиях им будет трудно сохранять свои позиции [2].

С точки зрения движения рабочего органа электростатические двигатели можно разделить на линейные и роторные. Первые [3, 4] находят широкое применение в прецизионном позиционировании и микрофлюидике. Принцип их действия основан на отталкивании подвижных элементов двигателя (заряженных одноименными зарядами) или притяжении (заряженных разноименными зарядами), а конструкция часто напоминает гребень. По способу подвода заряда к ротору электростатические двигатели можно разделить на контактные, искровые, электретные, конденсаторные, коронные. Последние [5–8] по сравнению с другими типами электростатических двигателей [9] отличаются более высоким крутящим моментом. Они представляют собой цилиндрический ротор, выполненный из диэлектрика с нанесенным на него с определенным шагом покрытием в виде продольных полос из проводника и нескольких электродов в виде лезвий. Электрическое поле вблизи таких электродов сильно неоднородное, что благоприятствует их коронированию и инжекции зарядов на ротор.

В данной работе рассматривается двигатель, несколько отличный от существующих моделей, которые адекватнее назвать не «коронными», а «коронно-разрядными двигателями» (КРД), что подчеркивает первостепенную роль силы разрядного тока в общем выражении для плотности пондеромоторной (электромеханической) силы. Сказанное подтверждается самим понятием коронного разряда постоянного напряже-

ния как *униполярного* согласно формулам электрогазодинамики [10]:

$$\vec{j} = k\rho\vec{E} \Rightarrow \vec{f} \equiv \rho\vec{E} \Rightarrow \vec{f} = \vec{j} / k,$$

где  $\vec{j}$ ,  $\rho$ ,  $\vec{f}$  – плотности тока, униполярного заряда и упомянутой кулоновской силы;  $k$  – подвижность ионов, обуславливающих объемный заряд  $\rho$ . Из формулы видна определяющая роль *разрядного тока* в электрогидродинамических (ЭГД) явлениях [11]. Принцип действия предлагаемого двигателя такой же, как и у существующих, что напоминает об ЭГД эффекте вращательного движения диэлектрической пленки в скрещенных электрических полях [12, 13]. Сведения о процессе накопления зарядов на поверхностях, являющихся границами раздела в электрическом поле, а также вопросы механической устойчивости этих поверхностей можно найти в работах [14, 15]. Отличительные черты конструктивного плана и физической трактовки принципа его действия отражены в работе [16].

Ротор (основная часть двигателя, рис. 1) представляет собой тонкостенный цилиндр диаметром  $d = 2r_0 = 80$  мм, длиной  $L = 120$  мм и общей массой  $m = 27,5$  г из диэлектрика. Вдоль диаметра противоположных образующих цилиндра симметрично наклеены полоски 1 из металлической фольги, каждая длиной  $L_0 = 80$  мм, шириной  $a_0 = 82$  мм и толщиной  $\delta = 0,02$  мм, диэлектрический зазор 2 между продольными кромками полосок равен  $b_0$ , так что  $2a_0 + 2b_0 = 2\pi r_0$  противоположно, симметрично и параллельно образующим цилиндра расположены два электрода в виде тонких жестких пластинок 3 с заостренными кромками – лезвиями, обращенными *нормально* к поверхности цилиндра, а не касательно, в отличие от встречающихся других типов [1]. Расстояния от кромок лезвий до поверхности цилиндра по *нормали* равны  $d_1 = d_2 \equiv d_0$  (рис. 1).

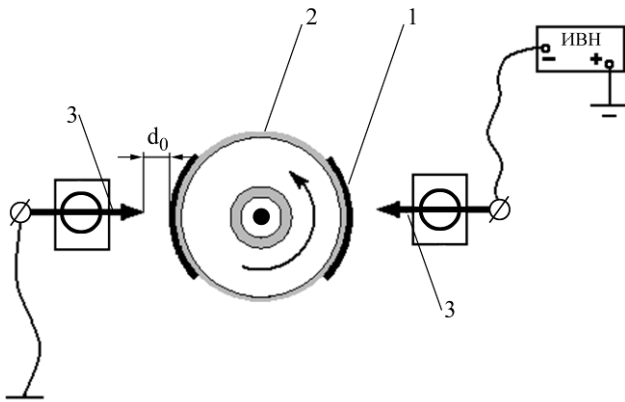


Рис. 1. Коронно-разрядный двигатель: 1 – полоски фольги; 2 – диэлектрический зазор; 3 – коронирующие электроды.

К недостаткам симметричного КРД (рис. 1) следует отнести случайный характер направ-

ления начала вращения. Этот недостаток, однако, считаем непринципиальным и устранимым на уровне изобретения соответствующего приспособления. Зато применение двухэлектродной симметричной «статорной» системы позволяет более эффективную зарядку роторного конденсатора 1, значительно упрощает конструкцию и физическую интерпретацию результатов исследований КРД и его расчет. Питается устройство от источника высокого постоянного напряжения, обеспечивающего биполярный симметричный коронный разряд. При подаче на электроды высокого постоянного напряжения  $U$  (до 33 кВ) и достижении определенной критической величины  $U_{кр}$  возникает коронный разряд, и цилиндр, насаженный на неподвижную относительно цилиндра ось, приходит во вращательное движение, выполняя функцию ротора двигателя (максимальная достигнутая угловая скорость вращения составляла 28 об/с). Роль статора играют жесткие высоковольтные коронирующие электроды-лезвия 3, выполняющие одновременно и функцию электродов, создающих *внешнее* по отношению к ротору электрическое поле напряженностью  $\vec{E}$  (рис. 1), принимаемой постоянной, равной некоторому среднему значению  $U/d$ . Таким образом, статор – это электроды плюс созданное ими внешнее электрическое поле, приводящее «диполь-ротор» (электрически заизолированный от других частей КРД) во вращательное движение.

Некоторые особенности общего характера рассматриваемого двигателя состоят в том, что, во-первых, он работает только после возникновения коронного *разряда* во внешней электрической цепи, что и понятно, ибо это условие напрямую говорит о наличии расхода электроэнергии ( $I \cdot U \neq 0$ ), за счет которой возможно получение механической энергии. Во-вторых, кажущаяся возможность вращения цилиндра «электрическим ветром» (ЭВ) от коронирующих электродов, о которой упоминает автор [17], отпадает ввиду полной симметрии коронирующей системы электродов и создаваемых ею ЭГД потоков и, как следствие, равенства нулю суммарного кинетического момента. В-третьих, если отсутствуют металлические полоски на поверхности цилиндра, то есть для чисто диэлектрического цилиндра эффект вращения также существует, однако он несравненно слабее. Все это дает основания полагать, что решающую роль в наблюдаемых явлениях, как подчеркнуто выше, играет *коронный разряд*, который, будучи биполярным, электрически заряжает поверхность цилиндра с двух противоположных сторон зарядами противоположных знаков, таким образом создавая на цилиндре

дипольный электрический момент  $\vec{P}_e$ , который механически неустойчив, ибо противоположен внешнему полю  $\vec{E}$ , то есть  $\vec{P}_e \uparrow \downarrow \vec{E}$ , [16]. Что касается наличия металлических полосок на поверхности цилиндра и значительного усиления от этого наблюдаемого эффекта, то они служат накопителями зарядов и вносят существенные количественные изменения в наблюдаемое явление. При этом важная роль принадлежит непосредственной емкостной зарядке диполя (конденсатора). Факт существования эффекта и в отсутствие металлических полосок свидетельствует об определенной роли поверхностного заряда, прилипшего к диэлектрической поверхности цилиндра, а также сопровождающего коронный разряд в окрестностях ротора по воздуху.

Далее уделено внимание выявлению и обсуждению физических механизмов и особенностей функционирования КРД, позволяющих создать расчетную основу, пригодную для их проектирования и конструирования. Рассматриваются потребляемая мощность двигателя, дипольный момент и его возникновение, крутящий момент ротора, а также некоторые специфические эффекты, присущие данному типу двигателей.

## 1. ПОТРЕБЛЯЕМАЯ МОЩНОСТЬ КРД

Общая мощность, потребляемая КРД, определяется произведением напряжения  $U_c$ , питающего коронно-разрядную систему, на силу тока в цепи  $I_c$ :

$$W_0 = U_c \cdot I_c,$$

причем сила тока является ключевым параметром, который требует специального рассмотрения. Укажем как минимум на три составляющие тока  $I_c$ : конвективно-механическую, за счет переноса дипольных зарядов от одного полюса коронирующей системы к противоположному – вращательным движением ротора; электроконвективную за счет ЭВ; составляющую сквозной проводимости вдоль поверхности ротора. Все эти токи требуют соответствующих расчетов, что наряду с обсуждениями представляет предмет будущих исследований.

## 2. ДИПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ

В большинстве цитируемых работ, объясняя принцип действия КРД, авторы указывают на силы электростатического отталкивания ротора от электродной статорной системы. Используя в сущности тот же подход, исходим из взаимодействия внешнего электрического поля коронирующих электродов с дипольным моментом

конденсатора, обкладками которого служат полоски фольги  $I$  (рис. 1). Принимаем во внимание только заряды конденсатора, названного *секторным (СК)* ввиду секторной формы пространства между его обкладками (рис. 1, 2). Величину дипольного момента определим как для двух точечных зарядов:

$$\vec{P}_e = q \cdot \vec{l}_e, \quad (1)$$

где  $q > 0$  – инжектируемый одноименный полный заряд на одну из обкладок секторного конденсатора;  $\vec{l}_e$  – вектор-плечо момента, определяемый как вектор, соединяющий центры (аналогичные центрам «тяжести») отрицательных и положительных зарядов обкладок СК. Суммарный заряд  $q$  можно найти по общей формуле:

$$q = CU, \quad (2)$$

где  $C$  – емкость конденсатора. Можно использовать и формулу через силу тока зарядки  $I$  (коронного разряда):

$$q = \int_0^{\tau} I \cdot dt, \quad (2a)$$

где  $\tau$  – время зарядки, то есть нахождения обкладки СК под струей ЭВ при вращении ротора.

### 2.1. Конденсатор КРД (СК)

Поиск в литературе формулы для емкости конденсатора, изображенного на рис. 2, не привел к ожидаемому результату. Теоретическое же решение вопроса требует сравнительно громоздкого расчета электростатического поля конденсатора, а имеющееся решение [18], которое можно было бы использовать для нахождения емкости, относится к частному случаю, когда к обкладкам конденсатора прикладываются разные постоянные потенциалы  $U_1$  и  $U_2$ , однако центральный угол [18] равен  $180^\circ$  с недостатком, то есть  $\alpha_0 \rightarrow \pi - 0$ , и, следовательно, СК стремится к состоянию короткого замыкания (через края обкладок). Это, во-первых, недопустимо с практической точки зрения, во-вторых – интересующие нас случаи относятся к промежуточным значениям  $\alpha_0$ , поэтому предложена приближенная формула, полученная на основе упрощающих предположений.

В целях наглядности рассмотрим состоятельность подхода к известному случаю плоскопараллельного конденсатора, в котором пренебрегается краевыми эффектами, то есть искажением однородности поля у краев (рис. 3).

Мысленно в этом конденсаторе вырезаем плоскопараллельный «элемент» малой емкости

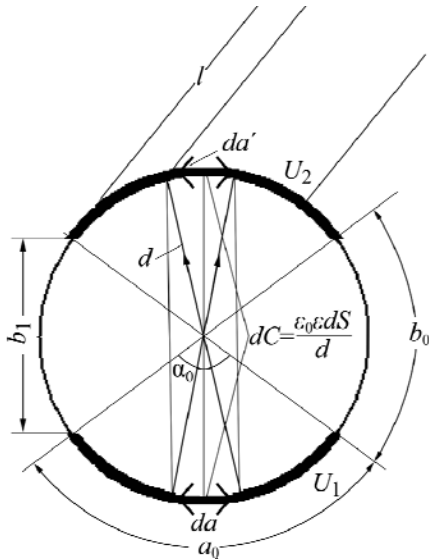


Рис. 2. Расчетная схема СК.

$dC$ , рассматривая его вне связи с остальной частью конденсатора. Поскольку поле внутри элемента однородно (ввиду отдаленности от краев), то емкость данного элемента находится по формуле плоскопараллельного конденсатора (рис. 3):

$$\begin{aligned} dC &= \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot dS}{d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot da}{d} \Rightarrow \\ \Rightarrow C &= \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot S}{d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot a_0}{d} \end{aligned} \quad (3)$$

– известная формула идеального плоскопараллельного конденсатора, то есть подход оправдан.

Аналогично поступаем и в случае секторного конденсатора (рис. 2), в котором с помощью двух близко расположенных диаметров выделим «элемент» конденсатора, ограниченный снизу и сверху «параллельными» дугами  $da \parallel da'$ , а по бокам параллельными хордами, соединяющими края элементарных дуг  $da \parallel da'$  (рис. 2). Пространство между обкладками разбиваем на  $n$  «элементарных» конденсаторов одинаковой геометрической формы, близкой в поперечном сечении к прямоугольной и соединенных параллельно. Тогда по аналогии с первой формулой (3) для плоского конденсатора:

$$\Delta C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot \Delta S_i}{d_i} = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot \Delta a_i}{d_i}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n, \quad (4)$$

где  $d_i$  – некоторые «эффективные» расстояния между центрами «тяжести» линейных зарядов дуг  $\Delta a_i \parallel \Delta a'_i$  (несовпадающих с геометрическими центрами тяжести). Пусть центральный элементарный угол, соответствующий дуге  $\Delta a_i$ , равен  $\alpha_i$ , тогда приращение длины дуги, обусловленное приращением ее «эффективного» радиуса  $r_i = d_i/2$  (при фиксированном угле  $\alpha_i$ ), равно:

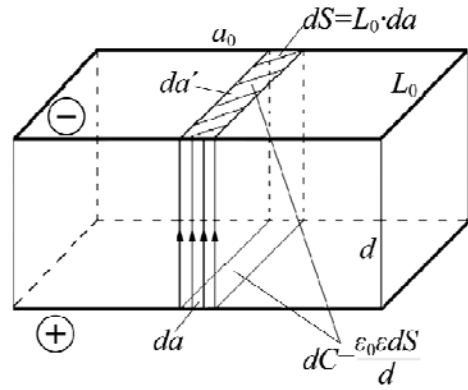


Рис. 3. Расчетная схема плоского конденсатора.

$$\Delta a_i = \alpha_i \cdot (\Delta d_i / 2). \quad (5)$$

Следовательно, из (4), (5) для элементарной емкости найдем выражение:

$$\Delta C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot \alpha_i \cdot \Delta d_i}{2d_i},$$

которое после суммирования по числу «элементарных» конденсаторов  $n$  дает:

$$C \approx \sum_{i=1}^n \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot \alpha_i \cdot \Delta d_i}{2d_i}.$$

Переходя в этом выражении от интегральной суммы к интегралу в пределах изменения переменной интегрирования от наименьшего (хорда  $b_1$ ) до наибольшего (диаметр  $d$ , рис. 2) значений и переобозначив:  $\Delta d_i \rightarrow d(d)$ ;  $d_i \rightarrow d$ ;  $\alpha_i \rightarrow \alpha$ , приходим к формуле:

$$C = \epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} \frac{\alpha \cdot d(d)}{d} \Rightarrow C = \epsilon_0 \epsilon \cdot L_0 \cdot \bar{\alpha} \cdot \ln \frac{d_{\max}}{d_{\min}}, \quad (6)$$

в которой результат удвоен ввиду симметрии области интегрирования относительно вертикального диаметра. Кроме того, из-под знака интеграла вынесли некоторое среднее значение на полуинтервале  $\bar{\alpha} \in (0; \alpha_0/2)$ , согласно теореме о среднем. Учитывая, что принято  $\alpha_0 = \pi/2$ , будем иметь  $\bar{\alpha} \in (0; \pi/4)$ . Окончательная формула для емкости СК примет вид:

$$C = \frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot S}{d} \cdot \frac{2\bar{\alpha}}{\alpha_0} \cdot \ln m = C_0 \cdot \frac{2\bar{\alpha}}{\alpha_0} \cdot \ln m, \quad (7)$$

где  $C_0$  – емкость при площади, равной фактической ( $L_0 \cdot a_0$ ), то есть кривой площади, а  $d$  – диаметр цилиндра. При этом имеет место равенство (см. рис. 2):

$$m = d/b_1 = 1/\cos(\alpha_0/2). \quad (8)$$

Ввиду приближенного характера приведенных формул в дальнейшем возможны их коррекции. Вместе с тем отметим правильность результатов предельных случаев, а именно при  $\alpha_0 \rightarrow 0$  ( $b_1 \rightarrow 0$ )  $m \rightarrow 1$  и емкость, то есть  $C \rightarrow 0$ . В другом предельном случае  $\alpha_0 \rightarrow \pi$   $m \rightarrow \infty \Rightarrow C \rightarrow \infty$ , как и должно быть. Что касается промежуточных случаев, в частности,  $\alpha_0 = \pi/2$ , то  $m = \sqrt{2}$ :

$$C = C_0 \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \bar{\alpha} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln 2 = 0,441 \cdot \bar{\alpha} \cdot C_0. \quad (9)$$

Величина среднего значения  $\bar{\alpha}$ , очевидно, не может превышать верхнюю границу  $\alpha_0/2$  интервала допустимых значений, поэтому в целом коэффициент пропорциональности в (9) при  $C_0$  не слишком сильно отличается от единицы, то есть  $0,441 \cdot \bar{\alpha} \sim 1$ , что косвенно свидетельствует о правомерности формул (6)–(9).

## 2.2. Численное определение емкости конденсатора и ее сравнение с расчетной

В целях подтверждения обсуждаемых формул (7)–(9) задача решалась и численно для частного примера экспериментальной модели:  $d = 80$  мм;  $L_0 = 80$  мм,  $a_0 = 82$  мм;  $\alpha_0 = 90^\circ$ .

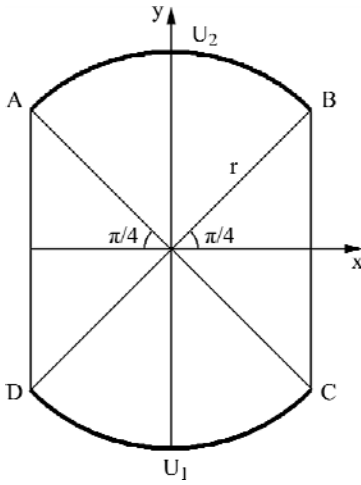


Рис. 4. Расчетная область.

Напряженность поля рассчитывалась по формуле:

$$\vec{E} = -\nabla u,$$

зная решение для потенциала  $u$  из уравнения Лапласа,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0$$

внутри области (рис. 4) при соответствующих граничных условиях:

$$u\left(x, \sqrt{r^2 - x^2}\right) = U_2, \quad -\frac{\sqrt{2}}{2}r \leq x \leq \frac{\sqrt{2}}{2}r,$$

$$\frac{\partial u\left(\frac{\sqrt{2}}{2}r, y\right)}{\partial n} = 0, \quad -\frac{\sqrt{2}}{2}r \leq y \leq \frac{\sqrt{2}}{2}r,$$

$$u\left(x, -\sqrt{r^2 - x^2}\right) = U_1, \quad -\frac{\sqrt{2}}{2}r \leq x \leq \frac{\sqrt{2}}{2}r,$$

$$\frac{\partial u\left(-\frac{\sqrt{2}}{2}r, y\right)}{\partial n} = 0, \quad -\frac{\sqrt{2}}{2}r \leq y \leq \frac{\sqrt{2}}{2}r,$$

где  $n$  – внешняя нормаль к границе области.

Распределение потенциалов внутри области находилось методом конечных элементов. По напряженности электрического поля можно найти его энергию:

$$W = \int_V \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} dV$$

и емкость конденсатора

$$C = \frac{2W}{(U_2 - U_1)^2}. \quad (10)$$

Результаты сравнения численного расчета с выполненным по формуле (7):  $C_1 = 5,94 \times 10^{-13}$  Ф – численный расчет;  $C_2 = 5,03 \times 10^{-13}$  Ф – по формуле (7), в предположении  $\bar{\alpha} = \alpha_0/2$ . Разница составляет 15,3%, что можно считать приемлемым в рамках принятых допущений.

Приходим к окончательному выводу: с точностью до множителя, равного  $(2\bar{\alpha}/\alpha_0) \cdot \ln m$ , электрическая емкость секторного конденсатора вычисляется по той же формуле, что и емкость плоскопараллельного (3), в которой  $S$  – площадь де факто одной из обкладок, а расстояние между ними равно диаметру цилиндра  $d = 2r_0$ .

## 2.3. Плечо диполя

Плечо дипольного момента  $\vec{l}_e$  ориентировано вдоль диаметра, идущего из середины отрицательной обкладки к середине положительной. Для определения центров зарядов обкладок исходим из момента элементарного конденсатора. С учетом (2):

$$d\vec{P}_e = \vec{l}_e \cdot dq = \vec{l}_e \cdot U \cdot dC = 2\vec{r}_0 \cdot U \cdot dC, \quad (11)$$

где  $\vec{l}_e = 2\vec{r}_0$  – вектор, равный по абсолютной величине диаметру цилиндра. Интегрируя (11) по углу  $\alpha$  в пределах  $0 \leq \alpha \leq \alpha_0$ , с учетом  $\vec{r}_0 = \vec{i} \cdot \cos \alpha + \vec{j} \cdot \sin \alpha$ , и приняв во внимание формулы (3),

$$dC = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon L_0 \cdot r_0 \cdot d\alpha / 2r_0 = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon L_0 \cdot d\alpha / 2,$$

получим:

$$\begin{aligned}\vec{P}_e &= \int_0^{\vec{P}_e} d\vec{P}_e = \int_0^{\alpha_0} 2r_0 \cdot (\vec{i} \cos \alpha + \vec{j} \sin \alpha) \cdot U \cdot dC = \\ &= \varepsilon_0 \varepsilon L_0 r_0 U \cdot [\vec{i} \sin \alpha_0 + \vec{j}(1 - \cos \alpha_0)].\end{aligned}\quad (12)$$

Отсюда модуль дипольного момента:

$$\begin{aligned}|\vec{P}_e| &= \varepsilon_0 \varepsilon L_0 r_0 U \cdot \sqrt{2(1 - \cos \alpha_0)} = \\ &= 2\varepsilon_0 \varepsilon L_0 r_0 U \cdot \sin \frac{\alpha_0}{2}.\end{aligned}\quad (13)$$

Видно, что максимальный момент получается при стремлении ширины полосок к длине полуокружности ( $\alpha = \pi$ ), что с физической точки зрения понятно, потому что при этом достигается максимальная емкость конденсатора, однако, с другой стороны, это означало бы приближение СК к короткому замыканию между его обкладками, о чем было упомянуто. В работе [16] показано из других соображений, что оптимальная ширина полосок СК получается при угле раствора  $\alpha_0 = \pi/2$ . Этим уже воспользовались в расчетной схеме на рис. 4. Из данной величины будем исходить при дальнейшем анализе. Тогда в качестве рабочей формулы для дипольного момента из (13) получится:

$$|\vec{P}_e| = \sqrt{2} \varepsilon_0 \varepsilon L_0 r_0 U. \quad (14)$$

Как вектор (при неподвижном роторе) дипольный электрический момент определится формулой (12), которая при  $\alpha_0 = \pi/2$  примет вид:

$$\vec{P}_e = \varepsilon_0 \varepsilon L_0 r_0 U \cdot (\vec{i} + \vec{j}) = \sqrt{2} \varepsilon_0 \varepsilon L_0 r_0 U \cdot \vec{e}_r, \quad (15)$$

что соответствует расположению в первом и третьем квадрантах системы координат.

### 3. КРУТЯЩИЙ МЕХАНИЧЕСКИЙ МОМЕНТ И МОМЕНТ СОПРОТИВЛЕНИЯ КРД

На ротор двигателя действуют два противоположно направленных момента: крутящий  $M_c$ , являющийся и движущим, и момент сопротивления –  $M_k$ , являющийся тормозящим. Для проектирования этих двигателей понадобится знание принципов и физических механизмов их работы.

#### 3.1. Крутящий момент

Зная дипольный момент, можно найти действующий на ротор крутящий механический момент согласно общей векторной формуле:

$$\vec{M}_c = \vec{P}_e \times \vec{E}. \quad (16)$$

Подставив сюда (15) и  $\vec{E} = \vec{i} E_x$ ;  $E_x \equiv E = U/d$ , где  $\vec{i} = \vec{i}$  – неподвижный единичный вектор, связанный с неподвижной коронирующей системой электродов, получим:

$$\begin{aligned}\vec{M}_c &= (1/2) \cdot \varepsilon_0 \varepsilon L_0 U^2 \cdot (\vec{i} + \vec{j}) \times \vec{i} = \\ &= (1/2) \cdot \varepsilon_0 \varepsilon \cdot L_0 U^2 \cdot |\sin \alpha| \cdot \vec{k}; \alpha \in [0; \pi],\end{aligned}\quad (17)$$

здесь  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  – неподвижные единичные векторы, направленные согласно правой декартовой системе координат. Эта формула предполагает два обстоятельства: во-первых, угол  $\alpha$  должен быть таким, чтобы при нулевом его значении начиналась зарядка первой обкладки СК (верхняя кромка правой обкладки СК на рис. 1 попадает при этом первоначально под струю ЭВ); во-вторых, зарядка первой заканчивается не при  $\alpha = \pi/2$ , а при  $\alpha = \pi$ , когда начинается зарядка второй обкладки, а также перезарядка первой. С геометрической точки зрения одна обкладка подвержена действию заряжающей струи только в пределах  $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ . Однако мы расширили этот диапазон до  $\alpha = \pi$  прежде всего в целях упрощения задачи, тем более что де факто зарядка цилиндрической (диэлектрической) поверхности продолжается и после  $\alpha = \pi/2$ , вплоть до угла, равного  $\pi$ , когда начинается перезарядка СК. С учетом этих замечаний в формуле (17) принято  $|\sin \alpha|$  (по модулю), причем мы разложили эту функцию в ряд Фурье, ограничившись первыми двумя членами ряда, тем самым достигнув гладкости крутящего момента (рис. 5), как функцию, что обеспечивает очевидные преимущества при расчетах:

$$y \equiv |\sin \alpha| \approx \frac{2}{\pi} - \frac{4 \cos 2\alpha}{3\pi}. \quad (18)$$

Соответствующий график правой части (18) представлен на рис. 5, из которого видно, что он сглаживает острые углы синуса по модулю, тем самым приближая аналитическую зависимость (18) к физической ситуации, ибо потери тока за счет поверхностных и конвективных токов ЭВ могут приводить только к эффектам сглаживания.

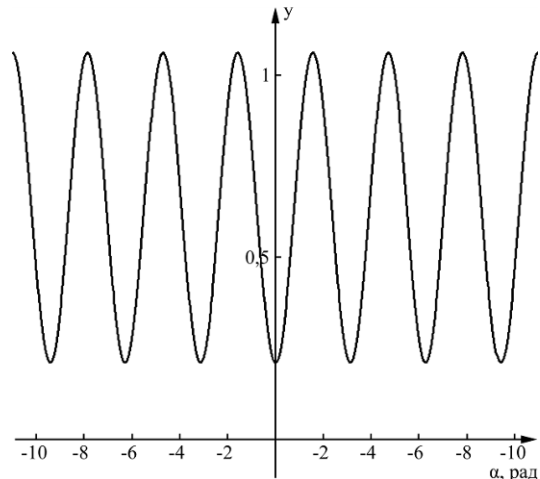


Рис. 5. График крутящего момента.

Подставив (18) в (17), получим окончательную формулу для расчетного момента:

$$\begin{aligned} \bar{M}_c &= \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon L_0 U^2 \cdot (\bar{i} + \bar{j}) \times \bar{i} \approx \\ &\approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot L_0 U^2 \cdot (3 - 2 \cos 2\alpha)}{3\pi} \cdot \bar{k}; \quad \alpha \in [0; \pi]. \end{aligned} \quad (19)$$

Видно, что расчетный момент описывается сравнительно простой формулой, которая, однако, согласно графику на рис. 5 представляет пульсирующую функцию угла поворота ротора, откуда, как увидим, последуют особенности вращения КРД, в частности, невозможность вращения с постоянной угловой скоростью.

### 3.2. Момент сопротивления

Момент сопротивления вращательному движению ротора двигателя имеет огромное значение в расчетах, ибо благодаря его наличию возможно управлять движением двигателя. Момент сопротивления зависит от разных факторов, в частности, применительно к расчетам от угловой скорости вращения ротора. Наиболее часто на практике применяется линейный закон сопротивления, основанный на законе Стокса, согласно которому при трении твердого тела о жидкость (в процессе обтекания) действующая на тело сила сопротивления со стороны жидкости при небольших скоростях пропорциональна скорости. Отсюда и вывод о том, что момент сопротивления вращению прямо пропорционален угловой скорости:

$$M_r \sim \omega. \quad (20)$$

Для выявления и осмысливания специфики работы КРД рассмотрим на качественном уровне в общих чертах вопрос об уравнениях, описывающих движения ротора КРД, и их решениях.

## 4. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ХАРАКТЕР ИХ РЕШЕНИЙ

Зная крутящий момент (19) и момент сопротивления (20), можно записать уравнения движения ротора, которые во многом поясняют физическую сущность двигателя:

$$J_\omega \cdot \frac{d\omega}{dt} = M_c - M_r, \quad (21)$$

где

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} \quad (22)$$

– угловая скорость вращения ротора (рад/сек),  $\alpha$  – угол поворота ротора (рад);  $J_\omega$  – момент инерции ротора. После сокращения (21) на  $J_\omega$  получим уравнение вида:

$$\frac{d\omega}{dt} = -A\omega - a \cos 2\alpha + b, \quad (23)$$

где величина числового коэффициента  $A$  и его связь с другими параметрами задачи неизвестны, однако для качественного анализа будем исходить из имеющихся в распоряжении данных. В частности, знаки справа (23) соответствуют знакам в правых частях (19) и (21), так что коэффициенты  $A$ ,  $a$ ,  $b$  не отрицательны.

Представив левую часть (23) через производную по промежуточному аргументу  $\alpha$  согласно (22) получим обыкновенное дифференциальное уравнение относительно угловой скорости вращения как функции угла поворота ротора, то есть  $\omega(\alpha)$ :

$$\omega \cdot \frac{d\omega}{d\alpha} + A\omega = -a \cos 2\alpha + b. \quad (24)$$

Что касается уравнения для угловой скорости как функции от времени  $\omega(t) = \frac{d\alpha(t)}{dt}$ , то оно получится, если подставить выражение (22) в (23):

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + A \cdot \frac{d\alpha}{dt} + a \cdot \cos 2\alpha = b, \quad (25)$$

и оказывается нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка. Анализ и решение уравнений (24), (25) представляют предмет предстоящих исследований. Здесь мы ограничимся рассмотрением уравнения (24) под углом зрения его численного решения, отчасти проливающего свет на некоторые характерные особенности функционирования КРД.

Для трех числовых примеров, указанных на подрисуночных надписях рис. 6а–в, где помимо параметров в условных единицах указано также и начальное условие для  $\omega(0)$ , получены численные решения в виде графиков зависимости угловой скорости вращения ротора от угла поворота. На графиках отражено влияние на вращение в основном параметра  $a$ , характеризующего пульсации крутящего момента в соответствии с формулами (19), (23) и рис. 6. Из графиков видно, что начало движения ротора носит импульсный характер, то есть характерно наличие начальной скорости (толчка), что отражено в начальных условиях к решениям (рис. 6). Когда ротор, вращаясь (рис. 6а,б), достигает четверти оборота, угловая скорость достигает максимума, таким образом, синфазно с крутящимся моментом – другая особенность КРД. Экстремумы крутящего момента (рис. 5) соответствуют экстремумам угловой скорости, что говорит о синфазной динамике этих величин. По мере уменьшения пульсационного параметра  $a$  вращательное

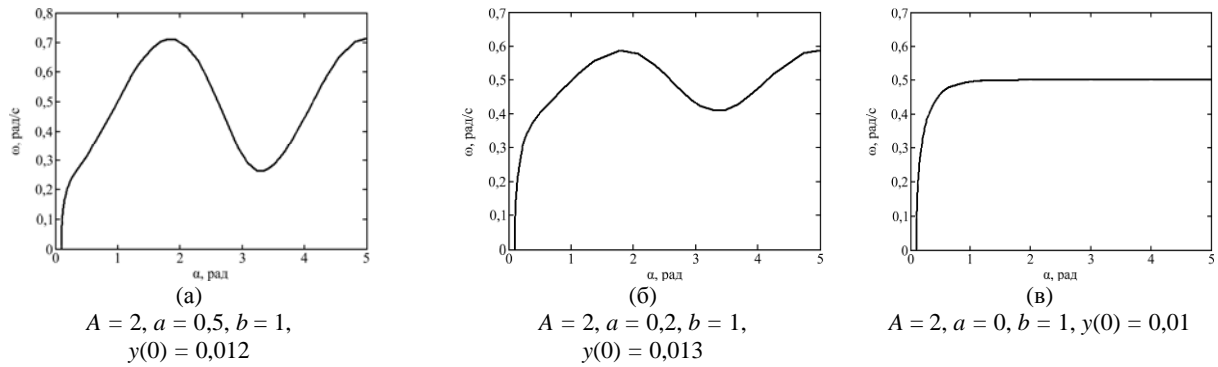


Рис. 6. Графики численного решения уравнения (24).

движение переходит с пульсационного с большой амплитудой к такому же, но с уменьшающейся амплитудой (рис. ба,б) пульсационной составляющей.

В пределе при исчезновении пульсаций крутящего момента ( $a \rightarrow 0$ ) исчезают пульсации во вращательном движении ротора КРД (рис. бв), это одна из нереальных «возможностей» равномерного вращения КРД. Другими словами, при пульсирующем крутящем моменте нельзя получить вращательное движение с постоянной угловой скоростью, что представляется вполне естественным.

Новые особенности, в частности об усредненных решениях, следует ожидать при рассмотрении и решении уравнения (25), позволяющем найти явные зависимости угла поворота и угловой скорости от времени в своих нелинейных проявлениях.

## ВЫВОДЫ

1. Дана краткая характеристика коронно-разрядного двигателя (КРД), перечислены и охарактеризованы его основные параметры: дипольный момент; электромеханический крутящий момент; механический момент сопротивления трения.

2. Проведен расчет накопительного конденсатора, названного секторным и служащего полюсами дипольного момента ротора КРД. Сравнение результатов численного расчета с полученными по предложенной нами формуле (7) удовлетворительное.

3. Для перечисленных параметров найдены формулы, которые, будучи дополненными справочными данными, могут быть использованы для расчета КРД.

4. Получены общие уравнения движения ротора КРД, и в качестве примера – численное решение одного из них в виде графических зависимостей угловой скорости ротора от его угла поворота. На этом примере выявлены основные особенности работы КРД, в частности, синхронность вариаций угловой скорости с импульсными вариациями крутящего момента.

5. Тематика предпринятых исследований не исчерпана, предстоят анализ и решение нестационарных и нелинейных уравнений, на основе которых можно будет делать более углубленные выводы, в том числе прикладного характера.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Jefimenko O. *Electrostatic Motors: Their History, Types and Principles of Operation*. Beltsville MD: Integrity Research Institute, 2011. 159 p.
2. *Next-Generation Actuators Leading Breakthroughs*. Higuchi T., Suzumori K., Tadokoro S. (Editors). London: Springer-Verlag, 2010. 438 p.
3. SATO Kaiji Research Group. “Long stroke Electrostatic Linear Motor Supported by Only Lubricating Liquids”. 06 November 2016. Online video clip. Youtube.com Accessed on 20 April 2018. <https://www.youtube.com/watch?v=G5QnVxx7x0c>
4. Nemsdaddy. “2010-01-19 The first comb-drive actuator experiment in Thailand (Winai Wanburee SUT-SLRI)”. 18 February 2010. Online video clip. Youtube.com Accessed on 20 April 2018. <https://www.youtube.com/watch?v=E0yaGF10Kp8>
5. Michael Melloch. “Rotary Electrostatic Motor”. 06 September 2012. Online video clip. Youtube.com Accessed on 20 April 2018. <https://www.youtube.com/watch?v=9THGyOzMXjo>
6. Joe Han. “Electrostatic Motor”. 11 May 2015. Online video clip. Youtube.com Accessed on 20 April 2018. <https://www.youtube.com/watch?v=k95BFrhr4G8>
7. Rimstar Org. “Corona Motor (v2) or Electrostatic Motor/Atmospheric Motor”. 01 August 2014. Online video clip. Youtube.com Accessed on 20 April 2018. [www.youtube.com/watch?v=hpvHRHs7o7I](http://www.youtube.com/watch?v=hpvHRHs7o7I)
8. Daniel Gendron. “Electrostaticmotor”. 02 August 2014. Online video clip. Youtube.com Accessed on 20 April 2018. <https://www.youtube.com/watch?v=s3yO7jYaD98>
9. Hattori M., Asano K., Higashiyama Y. *J Electrostat.* 1992, **27**, 223–235.
10. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М. *Основы электродинамики дисперсных систем*. М.: Энергия, 1974. 420 с.



11. Гросу Ф.П., Болога Ан.М., Болога М.К., Моторин О.В. *ЭОМ*. 2014, (2), 41–48.
12. Amjadi A., Shirsavar R., Hamedani N. Radja, Ejtehadı M.R. *Microfluid Nanofluidics*. 2009, **6**(5), 711–715.
13. Гросу Ф.П., Болога М.К. *ЭОМ*. 2010, **46**(1), 48–53.
14. Melcher J.R., Taylor G.I. *Annu Rev Fluid Mech*. 1969, **1**, 111–146.
15. Жакин А.И. *УФН*. 2013, **183**(2), 153–177.
16. Болога М.К., Гросу Ф.П., Шкилев В.Д., Кожевников И.В., и др. *ЭОМ*. 2015, **51**(4), 98–103.
17. Дюдкин Д.А. *Физика сознания и жизни, космология и астрофизика*. 2007, (1), 52–59.
18. Cronin J.A., Greenberg D.F., Telegdi V.L. *University of Chicago Graduate Problems in Physics with Solutions*. University of Chicago Press, 1979. 263 p.

Поступила 26.12.17

После доработки 04.04.18

### Summary

The corona discharge motor (CDM), whose torque is produced due to the electric dipole moment which appears at the corona discharge, is investigated. The physical mechanisms and features of the CDM operation, allowing to form a calculation base for the design and construction of the CDM, are identified and discussed. The motor power consumption, dipole moment generation, rotor torque as well as some specific effects inherent to this type of motor, arising from numerical calculations taking into account pulse character of the supply voltage of the corona discharge, are considered. It is found that the motor rotation with a constant angular velocity and a synchronous rotation with the torque are impossible. The obtained results can be used as a prerequisite for engineering calculations of corona discharge motors.

*Keywords: corona discharge, electrostatic motor, dipole moment, torque, sector capacitor.*