

РАСЧЕТ ПОЛЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

И. П. ГУК.

(Представлена научным семинаром кафедры ТОЭ и отделом РЭСГ НИИ ЯФ).

Электростатические машины, которые в последнее время находят все более широкое применение в различных областях науки и техники, до настоящего времени не имеют установившейся методики расчета. Обычно электростатический генератор (ЭСГ) рассматривают как квазистационарное устройство и ведут его расчет при использовании сосредоточенных параметров, полученных из статических уравнений поля (частичные емкости [3], потенциальные коэффициенты [5], различные обобщенные емкости и др.). Все эти методы позволяют определять только интегральные характеристики генератора, по которым нельзя количественно оценить характер поля, а, как известно, проектирование ЭСГ требует знания его свойств. Тем не менее еще не исчерпаны возможности классических методов решения задач подобного типа, которые позволяют определить не только интегральные, но и дифференциальные характеристики, и тем самым полностью рассчитать поле ЭСГ.

Цель настоящей статьи показать возможность применения одного из таких методов к расчету поля цилиндрического электростатического генератора с каскадным соединением транспортеров-проводников круглого сечения.

Описание электростатической машины

Рассматривая ЭСГ с каскадным соединением транспортеров-проводников, принципиальная схема которого изображена на рис. 1, ограничимся описанием только основных его элементов, так как принцип действия и основы конструкций ЭСГ подробно описаны в [4].

Диэлектрический статор покрыт полупроводящим слоем 9 для создания более равномерного поля в зазоре генератора. Система возбуждения состоит из низковольтных индукторов 8, щетки 4 и источника возбуждения. Сопротивление нагрузки 5 подсоединяется к высоковольтным индукторам 7, к которым также подсоединена щетка 6, снимающая заряд с подходящих транспортеров.

Ротор состоит из $2m$ транспортеров-проводников, изолированных друг от друга. Диэлектрическую проницаемость среды, окружающей транспортеры, считаем постоянной во всем рабочем пространстве ЭСГ.

В момент отрыва транспортеров 1 и $m+1$ от соответствующих щеток транспортеры 1, 2, 3, ..., m имеют заряд q , а $m+1$, $m+2$, ..., $2m$ —

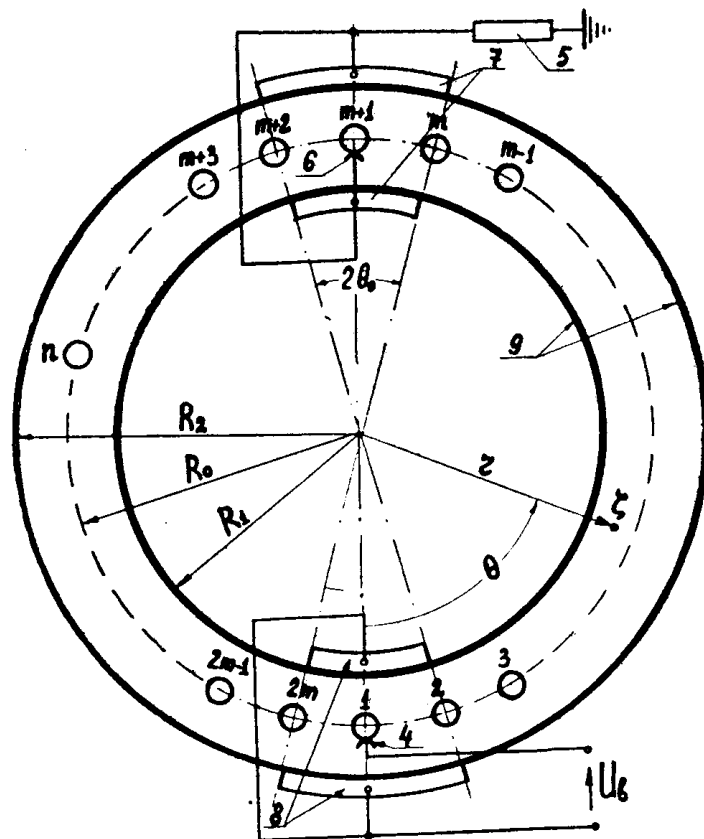


Рис. 1. Принципиальная схема ЭСГ

заряд q' . Разность этих зарядов отдается в нагрузку, сопротивление которой R_n , посредством щетки 6. Ток I_n создается этой разностью зарядов.

У электростатических генераторов данного типа возможны две схемы возбуждения: кондукционная — низковольтные индукторы заземлены, а к щетке 4 подключен источник возбуждения с напряжением U_b — и индукционная — щетка заземлена, индукторы присоединены к источнику возбуждения.

Предметом расчета, приведенного в данной статье, является определение скалярного потенциала поля ЭСГ как функции геометрических параметров и условий режима его работы. При этом в данном расчете не учитывается краевой эффект за счет конечной длины транспортеров и цилиндров и предполагается, что:

- а) отсутствуют утечки по изоляции и потери на корону,
- б) радиус транспортера намного меньше его длины,
- в) отсутствует смещение электрических осей заряженных транспортеров.

Расчет поля ЭСГ с кондукционной схемой возбуждения

Для решения задачи воспользуемся методом наложения, считая, что на поле, созданное линейным распределением потенциала в полупроводящем слое на статоре, накладывается поле линейных зарядов транспортеров, т. е.

$$\varphi(r, \theta) = \varphi(r, \theta)^{(c)} + \varphi(r, \theta)^{(p)}. \quad (1)$$

- а) Определение скалярного потенциала

В данном случае требуется решить задачу Дирихле для уравнения Лапласа

$$\Delta\varphi=0$$

в случае области, заключенной между двумя концентрическими окружностями радиусов R_1 и R_2 , т. е. требуется найти функцию $\varphi^{(c)}$, гармоническую в рабочем пространстве генератора и принимающую на замкнутых контурах, ограничивающих это пространство, следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} f(\theta) &= \varphi^{(c)}(R_1; \theta) = \varphi^{(c)}(R_2; \theta) \\ f(\theta) &= 0 \quad \text{при } 0 \leq \theta \leq \theta_0 \text{ и } 2\pi - \theta_0 \leq \theta \leq 2\pi, \\ f(\theta) &= \frac{\theta - \theta_0}{\pi - 2\theta_0} U_H \quad \text{при } \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0, \\ f(\theta) &= U_H \quad \text{при } \pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi + \theta_0, \\ f(\theta) &= \frac{2\pi - \theta_0 - \theta}{\pi - 2\theta_0} U_H \quad \text{при } \pi + \theta_0 \leq \theta \leq 2\pi - \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

На рис. 2 показано линейное распределение потенциала в полупроводящем слое соответственно уравнениям (2). Граничными условиями являются заданные значения функции $f(\theta)$ на окружностях с радиусами R_1 и R_2 (рис. 2) и периодичность искомого решения как функции θ , т. е.

$$\varphi^{(c)}(r; \theta + 2\pi) = \varphi^{(c)}(r; \theta),$$

Для решения этой задачи применим метод разделения переменных (метод Фурье), для чего подставим $\varphi = T(\theta) \cdot P(r)$ в уравнение Лапласа в цилиндрической системе координат.

$$r^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} = 0.$$

После соответствующих преобразований (общее решение данной задачи дано в [2]) получим

$$\varphi(r; \theta)^{(c)} = \frac{\alpha_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{\alpha_k (r^{2k} + R_1^k \cdot R_2^k)}{r^k (R_1^k + R_2^k)} \cos k\theta + \frac{\beta_k (r^{2k} + R_1^k \cdot R_2^k)}{r^k (R_1^k + R_2^k)} \sin k\theta \right], \quad (3)$$

где постоянные α_0 , α_k и β_k есть коэффициенты при соответствующих синусах и косинусах в тригонометрическом ряде

$$f(\theta) = \frac{\alpha_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k \cos k\theta + \beta_k \sin k\theta. \quad (4)$$

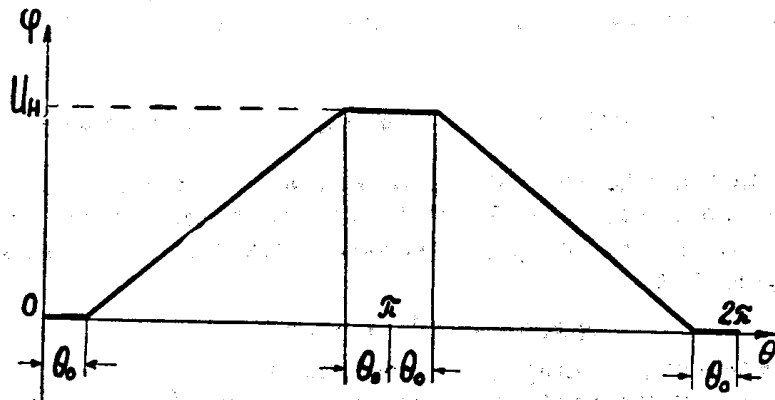


Рис. 2. Закон изменения потенциала статора

Вычисление ряда элементарных интегралов дает

$$\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta) d\theta = U_n,$$

$$\alpha_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta) \cos k\theta d\theta = -2 \frac{1 - (-1)^k}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \frac{\cos k\theta_0}{k^2},$$

$$\beta_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin k\theta d\theta = 0.$$

После подстановки значений α_0 , α_k и β_k в уравнение (3) и ряда преобразований получаем, что искомый потенциал равен

$$\varphi(r; \theta)^{(c)} = \left[1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k \frac{\operatorname{sh} k\beta + \operatorname{sh} k\gamma}{k^2 \operatorname{sh} k\alpha} \cos k\theta_0 \cos k\theta \right] \frac{U_n}{2}, \quad (5)$$

где $\alpha = \ln \frac{R_2}{R_1}$, $\beta = \ln \frac{r}{R_1}$, $\gamma = \ln \frac{R_2}{r}$.

б) Определение потенциала $\varphi^{(p)}(r; \theta)$.

Для определения потенциала $\varphi^{(p)}$ поля, образованного линейными зарядами q и q' соответствующих транспортеров, рассмотрим сначала поле единичного линейного заряда в круговом кольце. Рис. 3 иллюстрирует этот случай. Так как внешний и внутренний цилиндр имеют потенциал, равный нулю, то в данном случае получаются те же условия, как и при вычислении функции Грина. Как известно из [1], функция Грина для кругового кольца имеет следующее значение:

$$G'(\zeta; \zeta') = \frac{1}{2\pi} \ln \left\{ \frac{\vartheta_1 \left[\frac{1}{2\alpha} \ln \left(\frac{\zeta}{\zeta'} \right); \tau \right]}{\vartheta_1 \left[\frac{1}{2\alpha} \ln \left(\frac{\zeta \bar{\zeta}'}{R_1^2} \right); \tau \right]} \right\}, \quad (6)$$

где $\zeta = re^{j\theta}$,
 $\zeta' = R_0 e^{j\theta'}$, $\bar{\zeta}' = R_0 e^{-j\theta'}$,
 $|\theta - \theta'| \leq \pi$.

ϑ_1 — тэта-функция с аргументами

$$\frac{1}{2\alpha} \ln \frac{\zeta}{\zeta'}, \quad \frac{1}{2\alpha} \ln \frac{\zeta \bar{\zeta}'}{R_1^2} \quad \text{и модулем} = j \frac{\pi}{\alpha}.$$

Единичный линейный источник расположен в точке $\zeta' = R_0 e^{j\theta}$.

Если функцию $G'(\zeta; \zeta')$ разложить в ряд и взять от нее действительную часть, то получим более удобное для расчетных целей выражение:

$$\operatorname{Re} G'(\zeta; \zeta') = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{\operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{\alpha} (\theta - \theta') \right] - \cos \left(\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{r}{R_0} \right)}{\operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{\alpha} (\theta - \theta') \right] - \cos \left(\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{r R_0}{R_1^2} \right)} + \right.$$

$$\left. + 4 \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{\operatorname{ch} \left[\frac{\pi \lambda}{\alpha} (\theta - \theta') \right]}{\lambda \left[\exp \left(\frac{2\pi^2 \lambda}{\alpha} \right) - 1 \right]} \sin \left(\frac{\pi \lambda}{\alpha} \ln \frac{R_0}{R_1} \right) \sin \left(\frac{\pi \lambda}{\alpha} \ln \frac{r}{R_1} \right) \right\} \quad (7)$$

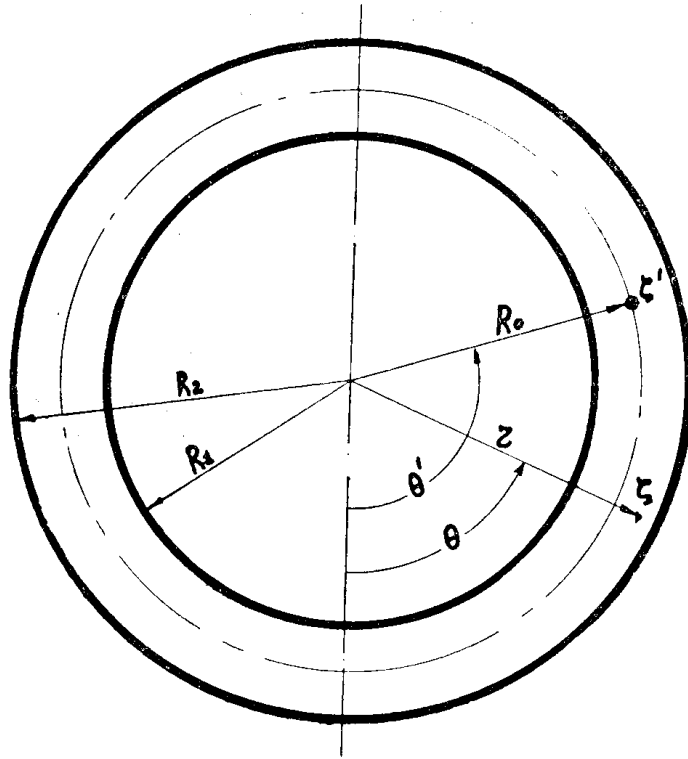


Рис. 3

Нетрудно убедиться, что приведенное выражение имеет все свойства, которыми должна обладать функция Грина. Внутри кольца оно имеет единственную особенность при $\zeta = \zeta'$ и равно нулю, если ζ расположено на внутренней или внешней окружности.

Скалярный потенциал в круговом кольце, в котором находится один транспортер с зарядом q и с координатами $R_0 e^{j\theta}$, равен

$$\varphi(r; \theta) = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \operatorname{Re} G(re^{j\theta}; R_0 e^{j\theta'}), \quad (8)$$

где

$$R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}, \quad G(re^{j\theta}; R_0 e^{j\theta'}) = 2\pi G'(re^{j\theta}; R_0 e^{j\theta'}).$$

Для определения потенциала транспортера нужно в уравнении (8) положить $\zeta = (R_0 + \rho_0) e^{j\theta}$, тогда

$$\varphi_T \approx \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{2\alpha R_0 \sin \left(\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{R_0}{R_1} \right)}{\pi \rho_0}, \quad (8^*)$$

где ρ_0 — радиус транспортера, $\rho_0 \ll R_0$.

Распространим формулу (8) на последовательность $2m$ линейных зарядов с остающимся неизменным расстоянием $a = \frac{\pi}{m} R_0$ между

ними (рис. 1). А так как в ЭСГ транспортеры $1, 2, 3 \dots m$ имеют заряд q , а транспортеры $m+1, m+2, \dots 2m$ — заряд q' , то, применяя метод наложения, для потенциала $\varphi^{(p)}$ можно записать следующее уравнение:

$$\varphi(r; \theta)^{(p)} = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^m \operatorname{ReG}\left(\zeta; R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}\right) - \frac{q'}{2\pi\epsilon} \sum_{n=m+1}^{2m} \operatorname{ReG}\left(\zeta; R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}\right), \quad (9)$$

где n — порядковый номер транспортера.

с) Определение потенциала $\varphi(r; \theta)$.

Итак, просуммировав (5) и (9), получаем, что скалярный потенциал в кольцевом зазоре генератора равен

$$\begin{aligned} \varphi(r; \theta) = & \left[1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\operatorname{sh} k\beta + \operatorname{sh} k\gamma}{k^2 \operatorname{sh} k\alpha} \cos k \cdot \theta_0 \cos k \cdot \theta \right] \frac{U_H}{2} - \\ & - \frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^m \operatorname{ReG}\left(\zeta; R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}\right) - \frac{q'}{2\pi\epsilon} \sum_{n=m+1}^{2m} \operatorname{ReG}\left(\zeta; R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

где $k=1, 3, 5, \dots$

Для сокращения записи примем, что

$$\operatorname{ReG}(\zeta; R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}) = F_n(\zeta).$$

Для определения зарядов q и q' воспользуемся граничными условиями в различных режимах работы электростатического генератора:

а) холостой ход: $q=q'$

$$\begin{aligned} U_B = \varphi(R_0; 0) = & \left[1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\operatorname{sh} k \cdot \beta_0 + \operatorname{sh} k \cdot \gamma_0}{k^2 \operatorname{sh} k \cdot \alpha} \cos k \theta_0 \right] \frac{U_{xx}}{2} - \\ & - \frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} U_{xx} = \varphi(R_0; \pi) = & \left[1 + \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\operatorname{sh} k \cdot \beta_0 + \operatorname{sh} k \cdot \gamma_0}{k^2 \operatorname{sh} k \cdot \alpha} \cos k \theta_0 \right] \frac{U_{xx}}{2} - \\ & - \frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; \pi), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\beta_0 = \ln \frac{R_0}{R_1}; \quad \gamma_0 = \ln \frac{R_2}{R_0}.$$

Просуммировав (11) и (12), получаем выражение для заряда в режиме холостого хода

$$q_{xx} = -\pi\epsilon \frac{U_B}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)}. \quad (13)$$

б) короткое замыкание:

$$U_B = \varphi(R_0; 0) = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^m F_n(R_0; 0) - \frac{q'}{2\pi\epsilon} \sum_{n=m+1}^{2m} F_n(R_0; 0), \quad (14)$$

$$0 = \varphi(R_0; \pi) = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^m F_n(R_0; \pi) - \frac{q'}{2\pi\epsilon} \sum_{n=m+1}^{2m} F_n(R_0; \pi). \quad (15)$$

Подставляя из (14) в (15) и учитывая, что функция Грина симметрична при постоянном γ , получим

$$q_{к.з.} = -\pi\epsilon \left[\frac{1}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)} + \frac{1}{F_1(R_0; 0)} \right] U_b, \quad (16)$$

$$q'_{к.з.} = -\pi\epsilon \left[\frac{1}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)} - \frac{1}{F_1(R_0; 0)} \right] U_b. \quad (17)$$

с) нагрузочный режим

$$U_b = \left[1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\text{shk}\beta_0 + \text{shk}\gamma_0}{k^2 \text{shk}\alpha} \cos k\theta_0 \right] \frac{U_H}{2} - \frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^m F_n(R_0; 0) - \frac{q'}{2\pi\epsilon} \sum_{n=m+1}^{2m} F_n(R_0; 0), \quad (18)$$

$$U_H = \left[1 + \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\text{shk}\beta_0 + \text{shk}\gamma_0}{k^2 \text{shk}\alpha} \cos k\theta_0 \right] \frac{U_H}{2} - \frac{q}{2\pi\epsilon} \sum_{n=1}^m F_n(R_0; \pi) - \frac{q'}{2\pi\epsilon} \sum_{n=m+1}^{2m} F_n(R_0; \pi). \quad (19)$$

Разрешая совместно (18) и (19), находим, что в нагрузочном режиме заряды равны

$$q = -\pi\epsilon \left[\frac{1}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)} + \frac{1 - A \cdot U_H/U_b}{F_1(R_0; 0)} \right] U_b, \quad (20)$$

$$q' = -\pi\epsilon \left[\frac{1}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)} - \frac{1 - U_H/U_b}{F_1(R_0; 0)} \right] U_b, \quad (21)$$

где

$$A = 1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\text{shk}\beta_0 + \text{shk}\gamma_0}{k^2 \text{shk}\alpha} \cos k\theta_0.$$

Очевидно, что $U_b/A = U_{xx}$ — теоретическое значение напряжения холостого хода, тогда при $U_H = 0$ (режим к.з.) из (20) и (21) получаются формулы (16) и (17), а при $U_H = U_{xx}$ (режим х.х.) — формула (13).

Теперь подставляя (20) и (21) в уравнение (10), получим формулу для скалярного потенциала в любой точке поля ЭСГ с кондукционной схемой возбуждения:

$$\varphi(r; \theta) = \left[1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\operatorname{sh} k\beta + \operatorname{sh} k\gamma}{k^2 \operatorname{sh} k\alpha} \cos k\theta_0 \cos k\theta \right] \frac{U_H}{2} +$$

$$\left[\frac{\sum_{n=1}^{2m} F_n(r; \theta)}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)} + \frac{\sum_{n=1}^m F_n(r; \theta) - \sum_{n=m+1}^{2m} F_n(r; \theta)}{F_1(R_0; 0)} \left(1 - \frac{U_H}{U_{xx}} \right) \right] \frac{U_B}{2}. \quad (22)$$

Расчет поля ЭСГ с индукционной схемой возбуждения

ЭСГ с индукционной схемой возбуждения отличается от генератора с кондукционной схемой возбуждения тем, что источник возбуждения у него подключается к низковольтным индукторам, а щетка 4 заземлена (рис. 1).

Проведя расчет, аналогичный изложенному выше, получим выражение для скалярного потенциала:

$$\varphi(r; \theta) = \left[\frac{1}{2} - \frac{4}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k^{1,3,5,\dots} \frac{\operatorname{sh} k\beta + \operatorname{sh} k\gamma}{k^2 \operatorname{sh} k\alpha} \cos k\theta_0 \cos k\theta \right] \times$$

$$(U_H + U_B) - U_B + \left[\frac{\sum_{n=1}^{2m} F_n(r; \theta)}{\sum_{n=1}^{2m} F_n(R_0; 0)} + \frac{\sum_{n=1}^m F_n(r; \theta) - \sum_{n=m+1}^{2m} F_n(r; \theta)}{F_1(R_0; 0)} \left(1 - \frac{U_H + U_B}{U_{xx} + U_B} \right) \right] \frac{U_B}{2}. \quad (23)$$

Формулы (22) и (23) позволяют довольно точно определить потенциал, а тем самым и напряженность в любой точке ЭСГ. В особых точках, т. е. в тех точках, где и находятся оси транспортеров, потенциал нужно определять следующим образом: в уравнения (22) и (23) нужно подставить не $\zeta = R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}$, а $\zeta = (R_0 + \rho_0) e^{j \frac{n-1}{m} \pi}$ подобно тому, как это было сделано при определении потенциала транспортера в формуле (8*).

Многочисленные расчеты показали, что для узких колец, т. е. когда $\alpha < 1$, можно пренебречь вторым членом в (7). А так как у реальных генераторов $\alpha < 0,5$, то величина

$$\exp\left(\frac{2n^2\lambda}{\alpha}\right) \gg \exp(20\lambda),$$

стоящая в знаменателе в формуле (7), приводит к тому, что второй член имеет очень малую величину. Следовательно, достаточно ограничиться рассмотрением одних только логарифмических членов, т. е.

$$F_n(r; \theta) = R e G(\zeta; R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}) \approx$$

$$\approx \frac{1}{2} \ln \frac{\operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{\alpha} \left(\theta - \frac{n-1}{m} \pi \right) \right] - \cos \left[\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{r}{R_0} \right]}{\operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{\alpha} \left(\theta - \frac{n-1}{m} \pi \right) \right] - \cos \left[\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{r R_0}{R_1^2} \right]}. \quad (24)$$

Подставляя (24) в уравнение (22) и (23), получим расчетную формулу для определения электрического потенциала в рабочем зазоре цилиндрического ЭСГ с транспортерами-проводниками:

$$\varphi(r; \theta) \equiv \left[1 - \frac{8}{\pi(\pi - 2\theta_0)} \sum_k \frac{\text{shk} \cdot \beta + \text{shk} \cdot \gamma}{k^2 \text{shk} \cdot \alpha} \cos k\theta_0 \cos k\theta \right] \frac{U_H + \nu U_B}{2} - \nu U_B + \left[\frac{\ln \prod_{n=1}^{2m} \Gamma_n(r; \theta)}{\ln \prod_{n=1}^{2m} \Gamma_n(R_0; 0)} + \frac{1 - \frac{U_H + \nu U_B}{U_{xx} + \nu U_B}}{\ln \Gamma_1(R_0; 0)} \ln \frac{\prod_{n=1}^{2m} \Gamma_n(r; \theta)}{\prod_{n=m+1}^{2m} \Gamma_n(r; \theta)} \right] \frac{U_B}{2}, \quad (25)$$

где

$$\nu = \begin{cases} 0 & \text{при кондукционной схеме возбуждения,} \\ 1 & \text{при индукционной схеме возбуждения;} \end{cases}$$

$2\theta_0$ — ширина индуктора в радианах;

$$\alpha = \ln R_2/R_1; \beta = \ln r/R_1; \gamma = \ln R_2/r;$$

U_H — напряжение нагрузки;

U_B — напряжение возбуждения;

U_{xx} — теоретическое напряжение холостого хода

$$\Gamma_n(r; \theta) = \frac{\text{ch} \left[\frac{\pi}{\alpha} \left(\theta - \frac{n-1}{m} \pi \right) \right] - \cos \left[\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{r}{R_0} \right]}{\text{ch} \left[\frac{\pi}{\alpha} \left(\theta - \frac{n-1}{m} \pi \right) \right] - \cos \left[\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{r R_0}{R_2^2} \right]};$$

$2m$ — число транспортеров;

n — порядковый номер транспортера;

$$\left| \theta - \frac{n-1}{m} \pi \right| \ll \pi$$

$$R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}.$$

Уравнение (25) имеет $2m$ особых точек с координатами

$$r = R_0, \quad \theta' = \frac{n-1}{m} \pi.$$

Причем в этих точках нужно брать

$$\ln \Gamma_n(R_0 e^{j \frac{n-1}{m} \pi}) = 2 \ln \frac{\pi \cdot \rho_0}{2 \alpha R_0 \sin \left[\frac{\pi}{\alpha} \ln \frac{R_0}{R_1} \right]},$$

где ρ_0 — радиус транспортера, $\rho_0 \ll R_0$.

В заключение следует отметить, что уравнение (25), предназначенное для расчета поля в рабочем зазоре ЭСГ, сравнительно громоздко, но так как ряд быстро сходится, а логарифмические члены симметричны и быстро затухают при удалении от расчетной точки, то практическое применение его будет не слишком утомительным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Бухгольц. Расчет электрических и магнитных полей, ИЛ., 1961.
2. Л. В. Канторович, В. И. Крылов. Приближенные методы высшего анализа, ГТТИ, 1952.

3. **В. А. Лукутин, В. Д. Эськов.** Применение цепной схемы замещения к расчету ЭСГ. Изв. ТПИ, т. 149, 1966.
4. **В. В. Пацевич.** Некоторые вопросы теории и расчета ЭСГ с транспортерами-проводниками. Диссертация, ТПИ, 1964.
5. **С. А. Бобковский.** Общая теория ЭСГ, ЖТФ, 10, № 17, 1404, 1940.