ISSN 0002-306X. Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2003. Т. LVI, № 2.

УДК 621.318.3+621.384.64 ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г.Л. АРЕШЯН

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЛИНЕЙНО-ВРАЩАТЕЛЬНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Дается описание конструкции электромагнитного линейно-вращательного ускорителя. Разработаны основы теории такого ускорителя. Представлены аналитические формулы действующих на разгоняемое тело тягового аксиального усилия и электромагнитного момента вращения, дифференциальные уравнения движения разгоняемого тела и методы их приближенного решения.

Ключевые слова: ускоритель, электромагнитный, линейный, вращательный, теория.

1. Описание конструкции и принцип действия

Электромагнитный линейно-вращательный ускоритель [1] состоит из диэлектрической трубы, на наружную поверхность которой намотана правосторонняя, либо левосторонняя спиралевидная трехфазная обмотка с постоянно-переменным шагом спиралей h и соединенная в звезду или в треугольник.

Обмотка данной фазы может быть односторонней, когда ее начало находится у одного края трубы, а конец – у другого края, и двусторонней, когда ее начало и конец находятся у одного края трубы. В этом случае обратный провод наматывается спиралевидно, и его витки располагаются между витками прямо идущего провода. Обмотка данной фазы может быть также одно- и многоходовой. Число ходов предопределяет число пар полюсов обмотки "p". Говоря иначе, трехфазная обмотка имеет "p" пар полюсов, равное числу нитей спиралевидной обмотки данной фазы, начинающихся в начальном сечении трубы. Все три фазы обмотки должны быть идентичными друг другу (по числу ходов, односторонности или двусторонности, числу и величине шагов спиралей и т.д.).

Секции многоходовой обмотки данной фазы могут быть соединены последовательно, либо в параллель.

На диэлектрическую трубу с трехфазной обмоткой после изоляции плотно, без зазора надета металлическая труба из электротехнической стали для усиления магнитного поля во внутренней полости диэлектрической трубы. Труба из электротехнической стали может быть массивной, либо многослойно намотанной из тонкой электротехнической ленты.

Внутри диэлектрической трубы в начальной ее части расположено металлическое цилиндрическое тело, которое подлежит разгону. Тело имеет возможность свободно передвигаться во внутренней полости трубы за счет малого зазора между поверхностями тела и трубы. Металлическое тело состоит из стального сердечника и металлического неферромагнитного (медь, алюминий) покрытия.

При подключении обмотки ускорителя к источнику трехфазного тока частотой f_o возникают два типа магнитодвижущих сил (МДС): линейно бегущая вдоль трубы МДС с линейной синхронной скоростью $V_c = 2f_o\tau$ (*м/с*) и МДС, вращающаяся вокруг продольной оси трубы с синхронной скоростью вращения $n_c = \dfrac{60 \cdot f_o}{p}$ *об/мин* (где τ (*м*) – полюсное деление, равное половине шага спирали h (*м*), $\tau = 0{,}5h$, p - число пар полюсов обмотки).

В соответствии с МДС возникают линейно бегущая и вращательная составляющие магнитного поля. Магнитный поток, сцепленный с трехфазной обмоткой, замыкается в пределах двух полюсных делений, проходя через ферромагнитную трубу, ферромагнитное разгоняемое тело и через два зазора с $\mu = \mu_o$. Величина зазора равна расстоянию по радиусу между внешней ферромагнитной цилиндрической поверхностью разгоняемого тела и внутренней цилиндрической поверхностью ферромагнитной трубы.

В металле разгоняемого тела переменное линейно-вращательное магнитное поле индуцирует вихревые токи, взаимодействие которых с исходным полем создает линейные и вращательные электромагнитные усилия. В результате тело разгоняется линейно и вращательно и покидает ускоритель, приобретая определенной величины линейную $0{,}5mV^2$ и вращательную $0{,}5J\omega^2$ кинетические энергии. Левовитковое или правовитковое вращение тела в полете предопределяется левосторонней, либо правосторонней намоткой трехфазной обмотки. Необходимо отметить, что электромагнитные линейные и вращательные усилия действуют и на неподвижную часть ускорителя (на трехфазную обмотку и внешнюю металлическую трубу), что необходимо учитывать при разработке его конструкции.

2. Тяговое аксиальное электромагнитное усилие, действующее на разгоняемое тело

Расположим статор ускорителя в неподвижной правовитковой системе координат XYZ следующим образом:

- плоскость сечения начала труб ускорителя совмещаем с началом координат и плоскостью XOY. Ось OX направлена вертикально вверх;
- центральную ось труб ускорителя совмещаем с осью OZ. В системе координат XYZ используем также цилиндрическую систему координат r, φ, z $(x = r\cos\varphi;\ \ y = r\sin\varphi)$.

Центральная продольная ось цилиндрического разгоняемого тела радиуса R_a совпадает с осью OZ.

В воздушном зазоре ускорителя имеем бегущее вдоль оси OZ и вращающееся вокруг этой же оси магнитное поле. Задаем радиальную составляющую индукции бегущего поля в зазоре в виде

$$B_r = B_m \sin\left(\omega_o t - \pi \frac{z}{\tau}\right) = B_m \sin(\omega_o t - \eta), \qquad (2.1)$$

где $\omega_o = 2\pi f_o$; τ - полюсное деление; $\eta = \pi \frac{z}{\tau}$.

На длине dz в разгоняемое тело от этой индукции попадает магнитный поток, равный

$$d\Phi_r = 2\pi R_a B_r dz. \qquad (2.2)$$

Разность магнитных потоков, проходящих через сечения XOY при z и $z = dz$ в направлении оси Z, должна равняться потоку $d\Phi_r$ уравнения (2.2), т.е.

$$\Phi_z(z + dz) - \Phi_z(z) = d\Phi_r. \qquad (2.3)$$

Задавая

$$\Phi_z(z) = \pi R_a^2 B_z(z); \quad \Phi_z(z + dz) = \pi R_a^2 B_z(z + dz), \qquad (2.4)$$

обозначая

$$dB_z(z) = B_z(z + dz) - B_z(z) \qquad (2.5)$$

и подставляя в (2.3) уравнения (2.2), (2.4) и (2.5), получаем

$$\pi R_a^2 \cdot dB_z = 2\pi R_a B_r dz. \qquad (2.6)$$

С учетом (2.1) получаем

$$dB_z = \frac{2}{R_a} B_m \sin\left(\omega_o t - \pi \frac{z}{\tau}\right) dz. \qquad (2.7)$$

Интегрируя, имеем

$$B_z = B_m \frac{2\tau}{\pi R_a} \cos(\omega_o t - \eta). \qquad (2.8)$$

Окончательно продольный магнитный поток, проходящий через сечения при z разгоняемого тела, когда тело неподвижно, имеет вид [см.уравнение (2.4)]

$$\Phi_z(z) = \pi R_a^2 B_z = B_m 2\tau R_a \cos(\omega_o t - \eta). \qquad (2.9)$$

ЭДС в нитевидном замкнутом контуре окружности $2\pi R_a$ в сечении при z равна

$$\varepsilon_\varphi = -\frac{\partial \Phi_z}{\partial t} = \omega_o B_m 2\tau R_a \sin(\omega_o t - \eta). \qquad (2.10)$$

Усредненная плотность тока $i_\varphi(z)$ (*А/м*):

$$i_\varphi = \omega_o B_m \frac{2\tau R_a}{q} \sin(\omega_o t - \Psi - \eta), \qquad (2.11)$$

где $q[\text{Вм/А}]$ - модуль удельного комплексного сопротивления материала разгоняемого тела с учетом скин-эффекта; Ψ - фазовый угол комплексного сопротивления $\dot{q}$ [2].

Электромагнитное усилие от взаимодействия внешнего поля по (2.1), направленного радиально, и плотности тока по (2.11) будет направлено по оси Z и равно

$$f_z = 2\pi R_a B_p i_\varphi = \omega_o B_m^2 \frac{4\pi\tau R_a^2}{q} \sin(\omega_o t - \eta)\sin(\omega_o t - \Psi - \eta). \qquad (2.12)$$

После преобразования произведения синусов получаем электромагнитное усилие на единицу аксиальной длины разгоняемого тела

$$f_z = f_m\left[\cos\Psi - \cos(2\omega_o t - \Psi - 2\eta)\right], \qquad (2.13)$$

где обозначено

$$f_m = \omega_o B_m^2 \frac{2\pi\tau R_a^2}{q}. \qquad (2.14)$$

Пусть начало и конец сечений цилиндра разгоняемого тела находятся в точках Z_1 и $Z_2 = Z_1 + \ell_o$, где ℓ_o – аксиальная длина разгоняемого тела. Тогда полное аксиальное электромагнитное усилие, действующее на разгоняемое тело по всей длине, будет равно

$$F_z = \int_{Z_1}^{Z_1+\ell_o} f_z(z)dz = f_m \int_{Z_1}^{Z_1+\ell_o} \left[\cos\Psi - \cos\left(2\omega_o t - \Psi - 2\pi\frac{z}{\tau}\right)\right]dz,$$

$$F_z = \ell_o f_m \cos\Psi - \frac{\tau}{2\pi} f_m [\sin(2\omega_o t - \Psi - 2\eta_1 - 2\eta_o) - \qquad (2.15)$$
$$- \sin(2\omega_o t - \Psi - 2\eta_1)],$$

где обозначено

$$\eta_1 = \pi\frac{Z_1}{\tau}, \qquad \eta_o = \pi\frac{\ell_o}{\tau}. \qquad (2.16)$$

Постоянная составляющая аксиального электромагнитного усилия на неподвижное разгоняемое тело равна

$$F_{cp} = F_m \cos\Psi; \qquad F_m = \ell_o \cdot f_m = \omega_o B_m^2 \frac{2\pi\ell_o\tau R_a^2}{q}. \qquad (2.17)$$

Переменная составляющая двойной частоты уравнения (2.15) при длине тела $\ell_o = \tau$ становится равной нулю. При $\ell_o \neq \tau$ она равна

$$F_\sim = -\frac{\tau}{\pi} f_m (\sin\eta_o)\cos(2\omega_o t - \Psi - \eta_o - 2\eta_1). \qquad (2.18)$$

При движении тела со скоростью V, меньшей линейной синхронной скорости $V_c = 2\tau f_o$, составляющие усилий зависят от величины линейного скольжения тела, равной

$$S = (V_c - V)/V_c. \qquad (2.19)$$

Движение металлического разгоняемого тела в линейно-бегущем магнитном поле ускорителя представляет собой движение массивной части (ротора) асинхронного линейного двигателя. Линейные усилия асинхронного линейного двигателя в общем случае хорошо аппроксимируются формулой Клосса

$$F(S)=\frac{2F_m}{S/S_m+S_m/S}. \qquad (2.20)$$

Для асинхронных двигателей с металлическим массивным стальным ротором и медным или алюминиевым покрытием величина максимального момента M_m и соответствующее ему скольжение S_m лежат в тормозной зоне при $S_m>1$ [3]. Поэтому в первом приближении для диапазона рабочих скольжений $0\le S\le 1$ принимаем вместо уравнения (2.20) уравнение вида

$$F(S)=SF_n, \qquad (2.21)$$

где F_n – линейное пусковое усилие при неподвижном теле, когда $S=1$.

В соответствии с уравнением (2.21) получаем из (2.17) и (2.18) для разгоняемого движущегося тела в ускорителе линейные усилия вида

$$F_{cp}(S)=SF_m\cos\Psi=S\omega_o B_m^2\frac{2\pi\ell_o\tau R_a^2}{q}\cos\Psi, \qquad (2.22)$$

$$F_{\sim}(S)=-S\frac{\tau}{\pi}f_m(\sin\eta_o)\cos(2\omega_o t-\Psi-\eta_o-2\eta), \qquad (2.23)$$

где $\eta=\pi\frac{Vt}{\tau}=\mathrm{var}$.

Фазовый угол комплексного удельного сопротивления Ψ плавно возрастает от $\Psi=0$ до $\Psi=\frac{\pi}{4}$ *эл.град.* при изменении S от нуля до $S=\infty$. При больших частотах Sf_o, когда глубина проникновения электромагнитной волны в движущееся тело ε мала по сравнению с R_a, т.е. когда $\varepsilon/R_a<<1$, можно принимать $\Psi=\pi/4$, а модуль комплексного удельного сопротивления

$$q=\sqrt{2}\cdot\rho. \qquad (2.24)$$

При малых частотах можно принять $q\approx\rho$, где ρ (*Ом(м*) - материал металлического покрытия разгоняемого тела и $\varepsilon=\frac{1}{\sqrt{\omega\mu\mu_o/2\rho}}$ [2].

Если глубина проникновения ε при $f_o(S=1)$ захватывает, кроме слоя покрытия, также часть стального материала внутреннего сердечника движущегося тела, то величину ρ необходимо рассчитать, исходя из эквивалентного сопротивления этих двух слоев, которые включены в параллель.

3. Электромагнитный момент вращения, действующий на разгоняемое тело

Зададим в той же системе координат (см. 2) радиальную составляющую вращающего поля в зазоре в виде (угол φ отсчитывается в электрических градусах $\varphi = p\varphi_{ã}$)

$$B_r(\varphi) = B_m \sin(\omega_o t + \varphi). \tag{3.1}$$

Магнитный поток через замкнутый контур с аксиальными сторонами длиной ℓ_o и двумя дугами длиной $\tau_в$ на торцах цилиндрического неподвижного тела будет равен

$$\Phi_r = B_m \ell_o \frac{R_a}{p} \int_{\varphi_1}^{\varphi_1+\pi} \sin(\omega_o t + \varphi) d\varphi, \tag{3.2}$$

где полюсное деление для вращающегося магнитного поля τ_B равно

$$\tau_B = \pi R_a / p. \tag{3.3}$$

Интегрируя, получаем

$$\Phi_r = 2B_m \ell_o \frac{R_a}{p} \cos(\omega_o t + \varphi_1). \tag{3.4}$$

ЭДС в таком контуре равна

$$\varepsilon = -\frac{\partial \Phi_p}{\partial t} = 2\omega_o B_m \frac{\ell_o R_a}{p} \sin(\omega_o t + \varphi_1). \tag{3.5}$$

Плотность тока на единицу длины в таком контуре будет

$$i_z = 2\omega_o B_m \frac{\ell_o R_a}{q_z p} \sin(\omega_o t + \varphi_1 - \Psi_z), \tag{3.6}$$

где q_z [*Ом(м*] – модуль удельного комплексного сопротивления материала разгоняемого тела с учетом скин-эффекта; Ψ_z - фазовый угол комплексного сопротивления.

Направленное по угловой координате электромагнитное усилие от взаимодействия внешнего поля по уравнению (3.1) и тока i_Z, текущего аксиально по одной стороне контура длиной ℓ_o, будет равно

$$f_{\varphi_1} = \ell_o B_r i_z = 2\omega_o B_m^2 \frac{\ell_o^2 R_a}{q_z p} \sin(\omega_o t + \varphi_1) \sin(\omega_o t + \varphi_1 - \Psi_z)$$

или

$$f_{\varphi_1} = \omega_o B_m^2 \frac{\ell_o^2 R_a}{q_z p} [\cos\Psi_z - \cos(2\omega_o t - \Psi_z + 2\varphi_1)]. \tag{3.7}$$

Электромагнитное усилие от другой стороны контура, расположенного при $\varphi_2 = \varphi_1 + \pi$ и обтекаемого током i_z в обратном по сравнению с предыдущей стороной контура направлении, будет

$$f_{\varphi_2} = -\ell_o B_r(\varphi_1 + \pi) i_z = -2\omega_o B_m^2 \frac{\ell_o^2 R_a}{q_z p} \sin(\omega_o t + \varphi_1 + \pi) \sin(\omega_o t + \varphi_1 - \Psi_z),$$

$$f_{\varphi_2} = 2\omega_o B_m^2 \frac{\ell_o^2 R_a}{q_z p} \sin(\omega_o t + \varphi_1) \sin(\omega_o t + \varphi_1 - \Psi_z),$$

т.е. $f_{\varphi_1} = f_{\varphi_2}$.

Сила от двух сторон контура при φ_1 и ($\varphi_1 + \pi$) будет

$$f_\varphi = f_{\varphi_1} + f_{\varphi_2} = 2\omega_o B_m^2 \frac{\ell_o^2 R_a}{q_z p} \left[\cos \Psi_z - \cos(2\omega_o t - \Psi_z + 2\varphi_1)\right]. \qquad (3.8)$$

Момент вращения от одного контура:

$$m_\varphi = R_a f_\varphi = 2\omega_o B_m^2 \frac{\ell_o^2 R_a}{q_z p} \left[\cos \Psi_z - \cos(2\omega_o t - \Psi_z + 2\varphi_1)\right]. \qquad (3.9)$$

Момент вращения от всех плотностей токов на участке $\tau_в$, т.е. на участке $\varphi_1 \le \varphi \le \varphi_1 + \pi$, будет

$$M_\varphi(\tau_в) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_1+\pi} m_\varphi R_a d\varphi .$$

Количество таких участков на половине цилиндрической поверхности тела равно p (числу пар полюсов). Поэтому окончательно полный электромагнитный момент вращения, приложенный к телу, будет равен

$$M_\varphi = pM_\varphi(\tau_в) = p \int_{\varphi_1}^{\varphi_1+\pi} m_\varphi R_a d\varphi . \qquad (3.10)$$

Подставляя в (3.10) выражение (3.9) и проведя интегрирование, получим

$$M_\varphi = \omega_o B_m^2 \frac{2\ell_o^2 R_a^3}{q_z} \left[\pi \cos \Psi_z - \frac{1}{2} \sin(2\omega_o t - \Psi_z + 2\varphi_1) \Big|_{\varphi_1}^{\varphi_1+\pi} \right].$$

Переменная составляющая с двойной частотой пропадает, и электромагнитный момент вращения, приложенный к неподвижному телу, равен

$$M_\varphi = M_m \cos \Psi_z, \qquad (3.11)$$

где

$$M_m = \omega_o B_m^2 \frac{2\pi \ell_o^2 R_a^3}{q_z}. \qquad (3.12)$$

При вращении тела со скоростью n (*об/мин*) меньшей, чем синхронная скорость вращения магнитного поля $n_c = 60 f_o / p$, вводим скольжение вращения

$$S_B = (n_c - n)/n_c\,. \qquad (3.13)$$

Электромагнитный момент вращения, приложенный к вращающемуся телу со скольжением $S_в$, будет равен

$$M_\varphi(S_в) = S_в M_m \cos\Psi_z\,. \qquad (3.14)$$

Формула (3.14) соответствует моменту вращения асинхронного двигателя со сплошным металлическим ротором [3]. Модуль удельного комплексного сопротивления q_z [см.уравнение (3.13)] и фазовый угол Ψ_z должны вычисляться в зависимости от частоты ЭДС и тока в рассмотренном контуре, т.е. от частоты

$$f_в = S_в f_o\,. \qquad (3.15)$$

4. Дифференциальные уравнения движения разгоняемого тела

Дифференциальное уравнение линейного движения имеет вид

$$m\frac{dV}{dt} = F_{эм} - F_{тр}\,, \qquad (4.1)$$

где m (*кг*) – масса тела; $F_{эм}$ - электромагнитное усилие тяги вдоль оси; $F_{тр}$ - тормозящее усилие:

$$F_{эм} = F_{ср}(S) + F_{\sim}(S)\,, \qquad (4.2)$$

где $F_{ср}(S)$ - по уравнению (2.22), $F_{\infty}(S)$ - по (2.23);

$$F_{тр} = k_o V^d\,, \qquad (4.3)$$

k_o – коэффициент аэродинамического лобового сопротивления, вычисляемый в зависимости от формы и размеров тела; $d = 1{,}3\ldots 3$ - степень зависимости лобового сопротивления от скорости.

Если пренебречь пульсациями двойной частоты в электромагнитном усилии, получим

$$m\frac{dV}{dt} = \left(1 - \frac{V}{V_o}\right)F_n - k_o V^d\,, \qquad (4.4)$$

где [см.уравнение (2.22)]

$$F_n = \omega_o B_m^2 \frac{2\pi\ell_o \tau R_a^2}{q}\cos\Psi\,. \qquad (4.5)$$

Поскольку $V_c = 2f_o\tau$ и τ разные на разных участках статорной обмотки, кроме того, величины q и Ψ зависят от частоты скольжения $f = Sf_o$, то уравнение (4.4) существенно нелинейно, и решение должно определяться численными методами.

В случае разгона на участке с постоянными полюсными делениями, когда $\tau = \tau_i = \text{const}$, и пренебрегая также изменениями q и Ψ, т.е. считая на этом участке $F_n = \text{const}$, уравнение (4.4) можно записать для дискретного времени $(t = n\Delta t,\ \ n = 0,1,2,...)$ в виде

$$V(n) = V(n-1) = \frac{F_n \Delta t}{m} - \frac{F_n \Delta t}{m V_c} V(n-1) - \frac{k_o \Delta t}{m} [V(n-1)]^d, \qquad (4.6)$$

где Δt – постоянный квант времени.

Уравнение (4.6) приводится к виду, удобному для расчета:

$$V(n) = V_o + a_1 V(n-1) - a_2 [V(n-1)]^d, \qquad (4.7)$$

где

$$V_o = \frac{F_n \Delta t}{m}; \quad a_1 = \left(1 - \frac{F_n \Delta t}{m V_c}\right); \quad a_2 = \frac{k_o \Delta t}{m}. \qquad (4.8)$$

Причем $V(-1) = 0$, либо $V(-1) = V_k$, где V_k – конечная скорость из расчета на предыдущем участке с другим τ_i и другой синхронной скоростью $V_{c_i} = 2 f_o \tau_i$.

Аналогичным образом для квантования времени можно численно решить уравнение (4.1), когда учитываются составляющая $F_{\sim}(S)$ и изменение q и Ψ в зависимости от частоты.

При переходе тела на другой участок с другим τ_i эти решения последовательно сшиваются. В итоге получается решение $V(t)$ для разгона тела по всей длине статора ускорителя.

Дифференциальное уравнение вращательного движения имеет вид

$$J \frac{dn}{dt} = M_{эм} - M_{тр}, \qquad (4.9)$$

где J – момент инерции тела относительно оси OZ; $M_{эм}$ - электромагнитный момент вращения, полученный в разделе 3 и равный рассчитанному по уравнению (3.14); $M_{тр}$ - тормозной момент вращения.

В первом приближении $M_{тр}$ можно принять равным постоянной величине

$$M_{тр} = M^o_{тр} = \text{const}. \qquad (4.10)$$

Записывая $M_{эм}$ в виде [см.уравнения (3.14) и (3.12)]

$$M_{эм} = S_в M_n = \left(1 - \frac{n}{n_c}\right) M_n, \qquad (4.11)$$

$$M_n = \omega_o B_m^2 \frac{2\pi \ell_o^2 R_a^3}{q_z} \cos \Psi_z, \qquad (4.12)$$

получаем уравнение

$$J\frac{dn}{dt} = \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)M_n - M^o_{тр}, \qquad (4.13)$$

где

$$n_c = 60 f_o / \beta . \qquad (4.14)$$

В отличие от линейного разгона в этом случае по всей длине статора ускорителя величина полюсного деления вращения $\tau_в$ не изменяется. При изменении скольжения $S_в$ изменяется частота $f_в = S_в f_o$, что приводит к изменению величин q_z и Ψ_z в выражении (4.12).

Ввиду зависимости M_n от частоты и скорости n уравнение (4.13) является нелинейным и должно решаться численными методами. В одном частном случае, когда можно пренебречь изменением M_n и считать эту величину постоянной, уравнение (4.13) допускает аналитическое решение. В этом случае представим его в виде

$$dn/dt + b_1 n = b_o , \qquad (4.15)$$

где

$$b_1 = M_n / J n_c ; \quad b_o = \left(M_n - M^o_{nh}\right)/J. \qquad (4.16)$$

Решение имеет вид

$$n(t) = n_o + n_1\left(1 - e^{-b_1 \cdot t}\right), \qquad (4.17)$$

где

$$n_1 = b_o / b_1 , \qquad (4.18)$$

$n_o -$ начальная скорость вращения при $t = 0$.

Если момент сопротивления вращению $M_{тр}$ зависит от скорости вращения

$$M_{тр} = k_в n^{d_в} , \qquad (4.19)$$

тогда решение (4.9) может быть определено из дискретного уравнения, в котором $t = k\Delta t, \quad k = 0,1,2,\ldots$:

$$n(k) = n_o + c_1 n(k-1) - c_2 \left[n(k-1)\right]^{d_в} , \qquad (4.20)$$

где

$$n_o = \frac{M_n \Delta t}{J}; \quad c_1 = \left(1 - \frac{M_n \Delta t}{J n_c}\right); \quad c_2 = \frac{k_в \Delta t}{J} . \qquad (4.21)$$

Причем

$$n(-1) = 0 . \qquad (4.22)$$

Заключение

Для запатентованной новой конструкции ускорителя разработаны основы теории электромагнитного линейно-вращательного ускорителя.

Описаны конструкция и принцип действия нового типа электромагнитного линейно-вращательного ускорителя металлического тела. Показано, что за счет трехфазной спиралевидной обмотки статора в ускорителе генерируются бегущее аксиально и одновременно вращающееся относительно аксиальной оси цилиндрического статора электромагнитное поле. В результате взаимодействия этого поля с индуктированными в металлическом теле электрическими токами возникают линейные тяговые и вращательные усилия, которые разгоняют тело. Тело, покидая ускоритель, имеет кинетическую энергию линейного и вращательного движения. Получены аналитические выражения электромагнитных линейных и вращательных усилий, действующих на разгоняемое массивное металлическое цилиндрическое тело. Показано, что дифференциальные уравнения, описывающие линейное и вращательное движение разгоняемого тела, являются существенно нелинейными, которые решаются численно. Полученные аналитические результаты могут быть использованы при проектировании новых ускорителей, а также для проведения поверочных расчетов уже готовых ускорителей при определении динамических параметров тела в момент, когда оно покидает ускоритель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Агаронян Г.Н., Арешян Г.Л., Мирзабекян Г.М.** Ускоритель линейный электромагнитный. Заявка на патент N P20020121 от 1.07.2002 г.
2. Физические основы электротехники / Под ред. **К.М.Поливанова** (§10.8. Электромагнитное поле в проводящей среде. С.263). – М.: ГЭИ, 1950.
3. **Иванов-Смоленский А.В.** Электрические машины (§48.4 и §48.5. Асинхронные двигатели с массивным и с полым немагнитными роторами. С.466). – М.: Энергия, 1980.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 12.11.2002.

Գ.Լ. ԱՐԵՇՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԳԾԱՅԻՆ ՊՏՏԱԿԱՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑՉԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

Տրվում է գծային պտտական արագացուցչի կառուցվածքի նկարագրությունը: Մշակված են նման արագացուցչի տեսության հիմունքները: Տրվում են թափառքվող մարմնի վրա ազդող ձգման աքսիալ ճիգի և պտտման էլեկտրամագնիսական մոմենտի անալիտիկ բանաձևերը: Տրվում են թափառքվող մարմնի շարժման դիֆերենցիալ հավասարումները և դրանց մոտավոր լուծման մեթոդները:

G.L. ARESHIAN

PRINCIPLES OF ELECTROMAGNETIC LINEARLY-ROTATING ACCELERATOR THEORY

A description of electromagnetic linearly rotating accelerator theory is proposed. The principles of such an accelerator theory are developed. Analytical formulas of axle traction force and electromagnetic torque acting on an accelerating body, as well as differential equations of accelerating body motion and the methods of their approximate solution are presented.