

Влияние источника первичного магнитного поля транспортной установки на характеристики электродинамического подвеса

ВОЕВОДСКИЙ К.Э., СТРЕПЕТОВ В.М.

Решена задача электродинамического подвешивания (ЭДП) для случая произвольного (в том числе неравномерного) движения электромагнита относительно бесконечно широкого однородного проводящего полотна конечной толщины. Установлено, что продолжительность протекания переходных процессов, вызванных неравномерностью движения в системе ЭДП, характеризуется бесконечным набором постоянных времени. Получены формулы для их точного расчета, а также приближенных оценок. Можно считать установленным, что в широком диапазоне параметров, характерном для пассажирского варианта ЭДП, использовавшееся в предшествующих работах приближение постоянной скорости (стационарное приближение) дает вполне удовлетворительную точность. В то же время для ряда специальных приложений, допускающих более высокую неравномерность движения, влияние неравномерности оказывается значительным. Диапазон ускорений, в котором применимо стационарное приближение, зависит от геометрии системы и проводимости материала полотна.

Ключевые слова: транспортная установка, электродинамический подвес, переходные процессы, левитация, тяга, пусковые и тормозные характеристики

В первых работах по теории ЭДП все элементы системы были представлены простейшими математическими моделями [1, 2]. В последующих исследованиях учитывались конечная ширина путевого полотна [3, 4], реальная форма экипажных электромагнитов [5, 6], дефекты путевой структуры [7], особенности работы ЭДП в составе комбинированной системы левитации и тяги на переменном токе [8, 9]. Однако при этом сохранялось предположение о равномерности движения первичного источника поля (электромагнита) относительно путевого полотна в установившемся режиме, хотя это допущение не имеет силы, во всяком случае на участках разгона и торможения.

В настоящей статье представлена методика, позволяющая рассчитать силы подъема и торможения при произвольном движении электромагнита относительно бесконечно широкого однородного проводящего полотна конечной толщины и оценить длительность переходных процессов в системе ЭДП.

Постановка задачи. Будем полагать, что плоский слой $-T < z < 0$ (путевое полотно) — заполнен однородной немагнитной проводящей средой с удельной проводимостью s и в плоскости $z = h > 0$ (h — высота подвеса) движется параллельно оси x первичный источник поля (электромагнит), причем его координата изменяется по закону $x = X(t)$, где $X(t)$ — заданная функция времени. Требуется найти силу взаимодействия электромагнита с вихревыми токами, наведенными в путевом полотне.

Здесь роль первичного источника играет система поверхностных токов в плоскости $z = h$. Это не ограничивает общности, так как для любой системы токов, локализованной в области $z \leq h$, можно подобрать систему распределенных в плоскости $z = h$ токов, создающую при $z \ll h$ (в частности, в области путевого полотна) такое же поле [6].

Важнейший этап задачи — определение электромагнитного поля вихревых токов. Плоскопараллельная геометрия системы позволяет выделить из общей задачи расчета электрического и магнитного векторов отдельную задачу для z -компоненты вектора магнитной индукции [10]. Приведем ее полную формулировку.

Пусть B^0 — z -компонента собственного магнитного поля электромагнита, B — z -компонента результирующего поля в области $z < 0$ и z -компонента поля вихревых токов (т.е. результирующего поля за вычетом B^0) в области $z > 0$. Значение B^0 считается известным, B является искомой. Обе величины есть функции координат и времени, причем в данной работе они рассматриваются как обобщенные функции переменных x, y, t , зависящие от z как от параметра [11]. Искомая функция B удовлетворяет следующим соотношениям:

$$DB = 0 \text{ при } z > 0 \text{ и } z < -T;$$

$$DB = \eta_0 s \frac{\partial B}{\partial t} \text{ при } -T < z < 0;$$

$$B|_{z=+0} + B^0|_{z=+0} = B|_{z=-0}$$

$$\text{и } \frac{\partial B}{\partial z}|_{z=+0} + \frac{\partial B^0}{\partial z}|_{z=+0} = \frac{\partial B}{\partial z}|_{z=-0} \text{ при } z = 0;$$

$$B|_{z=-T+0} = B|_{z=-T-0};$$

$$\text{и } \frac{\partial B}{\partial z}|_{z=-T+0} = \frac{\partial B}{\partial z}|_{z=-T-0} \text{ при } z = -T;$$

$$B \in 0 \text{ при } z \in \pm \infty;$$

Фурье-образ B по x, y, t не имеет сингулярности в нуле.

Последнее условие заменяет традиционное условие убывания при $x, y, t \in \pm \infty$ и играет ту же роль, т.е. обеспечивает единственность решения задачи. Такая форма этого условия позволяет рассматривать неограниченные первичные источники, в частности периодический источник [2].

Решение задачи по определению вектора магнитной индукции в Фурье-представлении. В формальном отношении первые этапы рассмотрения мало отличаются от случая движения с постоянной скоростью v . В этом случае зависимость всех величин от x и t имеет специальный вид: они зависят от выражения $x = vt$, поэтому производную по времени можно заменить на $-v d/dx$. Далее ко всем соотношениям можно применить преобразование Фурье по x, y , в результате чего для Фурье-образа B получим обыкновенные дифференциальные уравнения [10].

Сходного в формальном отношении результата можно добиться и в общем случае, если применить преобразование Фурье как по координатам x, y , так и по времени t [8, 9].

В статье применяется та же форма преобразования Фурье, что в [11, 12], параметры преобразований по x, y, t обозначены, соответственно, через x, h, w . Значения x, h имеют размерность обратной длины, w – обратного времени. По сложившейся традиции, за Фурье-образами интересующих нас функций сохраняются обозначения оригиналов. Например, Фурье-образ искомой величины $B(x, y, z, t)$ обозначается как $B(x, h, z, w)$. Если из контекста ясно, что имеется в виду Фурье-оригинал или Фурье-образ, любая из этих величин может обозначаться просто как B .

После преобразования Фурье для $B(x, h, z, w)$ (как функции переменной z) на каждом из трех промежутков $z < -T, -T < z < 0$ и $z > 0$ получаются обыкновенные дифференциальные уравнения 2-го порядка с постоянными коэффициентами. На их границах выполняются условия контакта; при $z \in \pm \infty$ – условия убывания; $B(x, h, z, w)$ как обобщенная функция переменных x, h, w не имеет сингулярности в нуле.

Перечисленные соотношения позволяют получить явную формулу, выражающую $B(x, h, z, w)$ через $B^0(x, h, z, w)$. Подставив в нее выражение для собственного поля источника [6], совершив обратное преобразование Фурье по w и переходя в систему отсчета, связанную с движущимся электромагнитом,

можно получить следующее представление временной зависимости поля вихревых токов в области $z > 0$:

$$B_M(\mathbf{k}, z, t) = \frac{\mu_0 s}{2} k V(\mathbf{k}) \exp(-k(z + 2h) + iX(t)) \cdot (e^{-iX(t)} * \frac{d}{dt} D(\mathbf{k}, t)). \quad (1)$$

Поясним смысл использованных обозначений: индекс «м» означает, что имеется в виду система отсчета, связанная с движущимся электромагнитом; полужирный шрифт указывает на векторный характер величин;

$$\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y, \quad \mathbf{k} = x\mathbf{e}_x + h\mathbf{e}_y, \quad k = |\mathbf{k}| = \sqrt{x^2 + h^2};$$

$V(\mathbf{k})$ – Фурье-образ по x, y потенциальной функции тока $V(\mathbf{r})$, которая характеризует распределение токов в электромагните [6]; звездочка обозначает свертку по времени [14]; $D(\mathbf{k}, t)$ – обратное преобразование Фурье по w от функции

$$D(\mathbf{k}, w) = 1 / (a^2 + k^2 + 2ak \text{ctha} T), \quad (2)$$

где $a = \sqrt{k^2 + i\mu_0 s w}$, причем $\text{Re} a^3 > 0$.

В принципиальном отношении формулы (1) и (2) решают задачу, так как, зная $B_M(\mathbf{k}, z, t)$, можно найти и силу, действующую на электромагнит [5, 6]. Однако целесообразно подвергнуть эти формулы дальнейшему анализу и преобразованиям, что позволит, во-первых, облегчить выполнение конкретных расчетов, во-вторых, выявить некоторые важные физические свойства системы.

Постоянные времени. Записав $D(\mathbf{k}, t)$ как обратное преобразование Фурье по w от (2), можно доказать, что для полученного интеграла выполнены условия леммы Жордана [13], причем все особые точки подинтегральной функции являются простыми полюсами и лежат на мнимоположительной полуоси. Это позволяет выразить названный интеграл через сумму вычетов, причем при $t < 0$ он оказывается равным 0.

Выполнив описанные преобразования и продифференцировав полученное представление $D(\mathbf{k}, t)$ по времени, можно прийти к формуле

$$\frac{d}{dt} D(\mathbf{k}, t) = \frac{\sqrt{2p}}{\mu_0 s} (d(t) - 4aQ(t) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r_n}{t_n} \exp(-t/t_n)),$$

где $d(t)$ – дельта-функция Дирака [11]; $Q(t) \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases}$

(функция Хэвисайда);

$$t_n = \frac{\mu_0 s T^2}{a^2 + y_n^2}, \quad r_n(\mathbf{k}) = \frac{y_n^2}{(y_n^2 + a^2)(2a + a^2 + y_n^2)}; \quad a = kT, \quad (3)$$

где $y_n (n=0,1,...)$ – корень уравнения

$$2ctgy = \frac{y}{a} - \frac{a}{y} \tag{4}$$

на промежутке $np < y < (n+1)p$.

Подставив $\frac{d}{dt}D(\mathbf{k},t)$ в (1), можно вычислить свертку и получить после ряда преобразований формулы:

$$B_M(\mathbf{k},z,t) = \frac{m_0 k}{2} V(\mathbf{k}) e^{-k(z+2h)} g(\mathbf{k},t), \tag{5}$$

где

$$g(\mathbf{k},t) = -1 + \frac{4k}{m_0 s T} e^{ixX(t)} \sum_{n=0}^{\infty} r_n (a^2 + y_n^2) \cdot e^{-t/t_n} \int_0^t e^{-ixX(s)} e^{s/t_n} ds. \tag{6}$$

Из (6) ясен физический смысл величин t_n . Очевидно, они играют роль постоянных времени и характеризуют продолжительность переходных процессов. Важно, что t_n легко поддаются численным расчетам [см. (3), (4)], а также аналитическим оценкам. Так, из неравенства $np < y_n < (n+1)p$ легко получить для t_n следующую двустороннюю оценку:

$$\frac{m_0 s T^2}{a^2 + (n+1)^2 p^2} < t_n < \frac{m_0 s T^2}{a^2 + n^2 p^2}. \tag{7}$$

Сила, действующая на периодический источник.

Для численных расчетов взят первичный источник, характеризуемый потенциальной функцией $V(\mathbf{r}) = I \cos px \cos qy$. Это периодическая структура распределенных токов, замыкающихся вокруг точек с координатами $(np/p; nr/q)$, а полярности чередуются в шахматном порядке. Такая система служит моделью электромагнита с МДС I и размерами $p/p; p/q$ [2].

На основе подхода [5, 6] можно получить выражения для сил, действующих на один пространственный период такой системы со стороны поля вихревых токов, определяемых формулой (5):

$$F_z(t) = - \frac{I^2 p^2 m_0 k^2}{2pq} e^{-2kh} \operatorname{Re} g; \tag{8}$$

$$F_x(t) = - \frac{I^2 p^2 m_0 k}{2q} e^{-2kh} \operatorname{Im} g,$$

где g определяется по (6), в которой $x=p, h=q$.

Формулы (5), (6), (8) позволяют рассчитать силы, действующие на электромагнит при его произвольном движении, но их реализация довольно сложна, так как предполагает численное интегрирование по полубесконечному промежутку. Однако

для некоторых частных законов движения, представляющих практический интерес, эти формулы удается принципиально упростить. Так, для случаев разгона и торможения с постоянным ускорением упомянутый интеграл вычисляется аналитически, в итоге искомые силы выражаются через известные специальные функции, для которых имеются стандартные методы численного расчета.

Электродинамическая сила при равноускоренном разгоне и равнозамедленном торможении. Конкретизируем закон движения электромагнита на участках пуска и торможения. Будем считать, что при $t \leq 0$ он движется с постоянной скоростью v_0 , а с момента испытывает постоянное ускорение w , т.е.

$$X(t) = \begin{cases} v_0 t, & t \leq 0; \\ v_0 t + wt^2 / 2, & t > 0, \end{cases}$$

при этом всегда удобно считать, что $w \geq 0$, тогда при разгоне $v_0 > 0$, при торможении $v_0 < 0$.

Если $t \leq 0$, то подстановка зависимости $X(t)$ в (6) и (8) приводит, как и должно быть, к известным результатам для равномерного движения.

Для $t \geq 0$ интеграл в (6) разбивается на два: от $-\infty$ до 0 и от 0 до t . В первом интеграле $X(s) = v_0 s$ (равномерное движение), и интеграл вычисляется элементарно. Второй интеграл после ряда преобразований выражается через функцию W – интеграл вероятностей мнимого аргумента [14]. В итоге можно прийти к следующим формулам для g , значение которой [см. (8)] определяет искомые компоненты электродинамической силы:

$$g = -1 + \frac{4k}{m_0 s T} \sum_{n=0}^{\infty} r_n (a^2 + y_n^2) (E_n / (b_n - ipv_0) + \sqrt{p} (1-i) / 2 \sqrt{pw} (W(G_n(v)) - E_n W(G_n(v_0)))).$$

Здесь $G_n(v) = (1-i)pv + (1+i)b_n / 2\sqrt{pw}$;

$$E_n = \exp(ip(v^2 - v_0^2) / 2w - b_n(v - v_0) / w);$$

$v = v_0 + wt$ – скорость в момент времени t , значения $r_n, b_n = 1/t_n$ определяются формулами (3), в которых $a = kT, k = \sqrt{p^2 + q^2}$.

Анализ результатов расчетов. Всюду толщина путевого полотна $T = 0,01$ м; его относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$, удельное сопротивление $\gamma = 3,2 \cdot 10^8$ Омж (алюминий).

Постоянные времени. На рис. 1 даны расчетные зависимости первых четырех постоянных времени t_0, \dots, t_3 от параметра $a = kT$ для $0,001 < a < 0,1$. При $T = 0,01$ м этот диапазон соответствует изменению $k = \sqrt{p^2 + q^2}$ от 0,1 до 10 м^{-1} , т.е. речь идет об электромагнитах, размером от десятых долей до десятков метров.

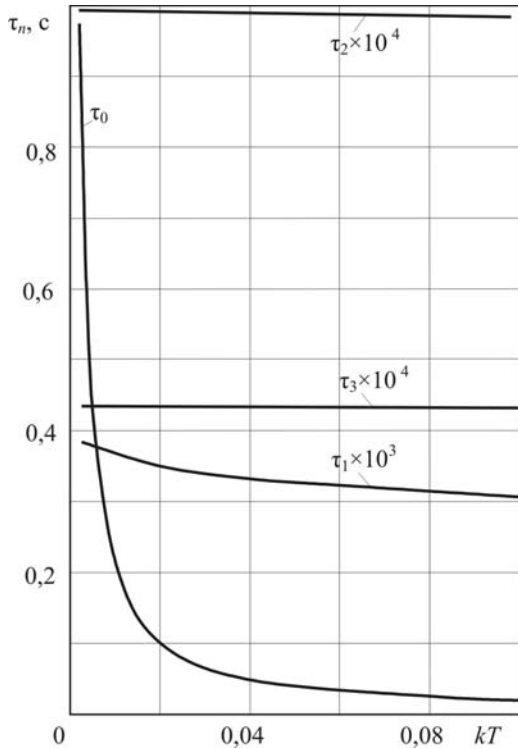


Рис. 1

Представленные результаты согласуются с полученными выше аналитическими оценками (7):

при фиксированном k значения t_n убывают обратно пропорционально сумме $n^2 + \text{const}$;

каждая постоянная времени убывает с ростом k , т.е. с уменьшением размеров электромагнита;

сильнее всего зависимость от k проявляется у главной постоянной времени t_0 , с ростом индекса n она сглаживается.

Количественно во всем рассмотренном диапазоне главная постоянная времени t_0 не менее чем на три порядка превосходит все последующие постоянные времени t_n . Это превосходство тем больше, чем меньше k (т.е. чем больше размеры электромагнита).

Сравним аналитические оценки (7) с расчетными значениями t_0, \dots, t_3 . Для принятых исходных данных $m_0 s T^2 = 3,9 \times 10^{-3}$ с. В рассматриваемом диапазоне $a < \rho$, поэтому в сумме $a^2 + n^2 \rho^2$ при всех $n \neq 0$ слагаемым a^2 можно пренебречь, тогда оценки (7) дают следующий результат:

$$\frac{3,9 \times 10^{-3}}{a^2} > t_0 > 4,0 \times 10^{-4} > t_1 > 9,9 \times 10^{-5} > t_2 > 4,4 \times 10^{-5} > t_3 > 2,5 \times 10^{-5}.$$

Как видно из графиков, значения t_2 и t_3 почти не отличаются от значений на верхних границах своих диапазонов, т.е. для них работает предельный случай больших n (или, что то же самое, малых a).

Значение t_1 в реальности изменяется от $3,0 \cdot 10^{-4}$ до $4,0 \cdot 10^{-4}$ с, что также ближе к верхней границе оценочного диапазона, но здесь отклонение может достигать 25%. Значение главной постоянной времени t_0 также укладывается в оценочный диапазон, но оказывается далеким от обеих его границ.

Итак, с ростом k (при постоянных T, r) скорость затухания переходных процессов растет, следовательно, отличие реальной картины от стационарной (при той же скорости) уменьшается. В то же время исследование этого отличия усложняется, так как превосходство t_0 над остальными постоянными времени нивелируется и нужно учитывать все большее их число. Это число, а также возможность замены постоянных времени t_n их оценками (7) определяются рассматриваемым диапазоном исходных данных. Поэтому полномасштабные расчеты сил целесообразно предварять значительно менее трудоемкими расчетами и оценками постоянных времени.

Электродинамическая сила в режимах разгона и торможения. На рис. 2 и 3 представлена подъемная сила $F_z(t)$ в зависимости от скорости при равноускоренном разгоне с места. За единицу силы принят ее высокоскоростной предел в стационарном приближении (он равен силе взаимодействия электромагнита с его отражением относительно поверхности полотна). По горизонтальной оси отложены мгновенное значение скорости (снизу) и время в единицах главной постоянной времени t_0 (сверху). Штриховой линией показана зависимость силы от скорости в стационарном приближении. Здесь и далее значение k соответствует электромагниту размером $0,79 \times 0,79$ м, параметры полотна – те же, что указаны выше.

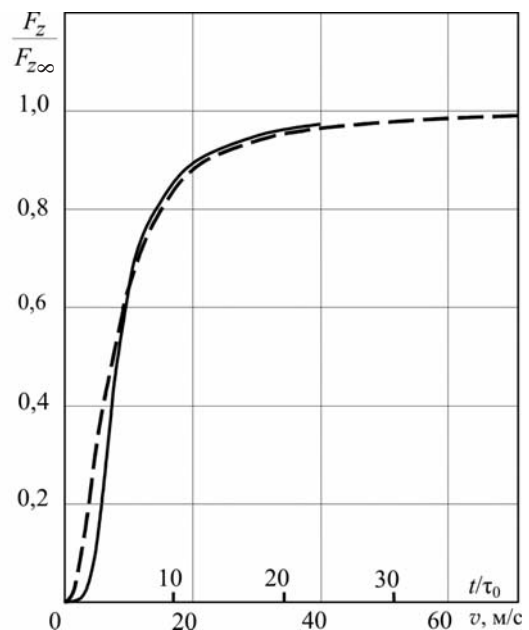


Рис. 2

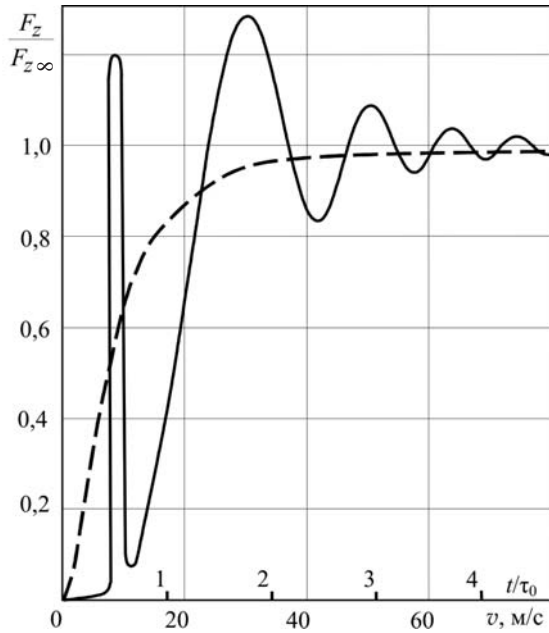


Рис. 3

На рис. 2 ускорение составляет 50 м/с^2 , на рис. 3 – 500 м/с^2 . Следует отметить, что верхняя граница используемых в расчетах ускорений (500 м/с^2) характерна для ряда специальных систем электромагнитного разгона и торможения [15].

Как видно из рис. 2, для ускорения 50 м/с^2 отличие силы от стационарного приближения незначительно. При ускорениях, допустимых для пассажирского транспорта, это отличие еще меньше, что подтверждается множеством расчетов в широком диапазоне входных данных.

Иначе обстоит дело при больших ускорениях. Как видно из рис. 3, при старте с места с ускорением 500 м/с^2 подъемная сила, прежде чем установиться на уровне высокоскоростного предела, совершает резкие колебания относительно своего стационарного значения при данной скорости.

Поведение тормозной силы при разгоне в принципиальном отношении такое же: при ускорении 50 м/с^2 и меньше отличие от стационарного приближения незначительно, а при ускорении 500 м/с^2 тормозная сила совершает колебания примерно такого же размаха, как подъемная.

На рис. 4 показана зависимость тормозной силы $F_z(t)$ при торможении. Ускорение $W = 500 \text{ м/с}^2$, начальная скорость $v_0 = 500 \text{ м/с}$.

За нулевой момент времени принят момент остановки, за единицу силы – пиковое значение тормозной силы в стационарном приближении. По горизонтальной оси отложены значения тех же величин, что и на предыдущих рисунках, штриховая линия – зависимость силы от скорости в стационарном приближении

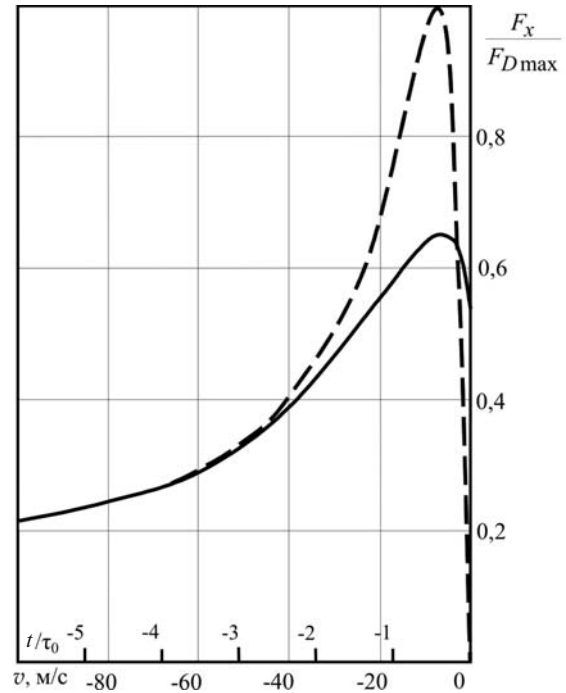


Рис. 4

Как видно, отличие от стационарного приближения здесь также велико, однако в режиме торможения отсутствуют колебания силы. Этот факт говорит о том, что причиной упомянутых колебаний является резкое изменение характера движения при $t=0$ (в момент старта), когда покой сменяется движением с ненулевым ускорением. В режиме торможения аналогичную роль играет момент остановки, когда ускорение резко падает до нуля. Однако момент остановки — не в начале интересующего нас промежутка времени, как момент старта, а в его конце. Поэтому резкое изменение ускорения при $t=0$ не может повлиять на значения сил в отрицательные моменты времени.

Сказанное выше о природе колебаний подтверждается расчетами, относящимися и к некоторым другим типам движения, например скачкообразному изменению скорости и движению с ускорением, постоянным во всем диапазоне $-\infty < t < +\infty$.

Выводы. 1. Продолжительность переходных процессов, вызванных неравномерностью движения первичного источника поля (электромагнита) в системе ЭДП, характеризуется бесконечным набором постоянных времени, убывающих с ростом номера обратно пропорционально его квадрату. Значения этих величин определяются параметрами системы и не зависят от конкретного закона движения. Их расчет основан на численном решении простого трансцендентного уравнения, возможна и их приближенная оценка.

2. Полученное решение позволяет также рассчитывать силы для весьма разнообразных режимов движения. Фактически были выполнены рас-

четы для скачкообразного изменения скорости от одного постоянного значения до другого, равноускоренного движения, старта с места с постоянным ускорением и такого же торможения до остановки. Последние два режима представляют наибольший практический интерес.

3. Расчеты показали, что при достаточно высокой неравномерности движения характеристики электродинамического подвеса существенно отличаются от тех, что дает для той же скорости стационарное приближение.

4. Можно считать установленным, что в широком диапазоне параметров, характерном для пассажирского варианта ЭДП, стационарное приближение вполне приемлемо. В то же время при более резкой неравномерности, имеющей место в специальных системах электродинамического разгона или торможения, учет неравномерности необходим.

5. Диапазон ускорений, для которого применимо стационарное приближение, зависит от геометрии системы и проводимости материала полотна. Применительно к конкретным системам эти границы можно уверенно установить с помощью расчетов, которые целесообразно предвирать приближенными оценками на основе постоянных времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reits J.R., Davis L.C. Force on Rectangular Coil Moving over a Conducting Slab. — J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, pp. 2067–2071.
2. Lee S.-V., Menendez R.C. Forces at Low and High-speed Limits Magnetic Levitation. — J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, No. 1, p. 72.
3. Астахов В.И. Движение проводящей полосы в магнитном поле. — Изв. вузов. Электромеханика, 1977, № 8, с. 846–847.
4. Кочетков В.М. О расчете сил, действующих на электродинамический подвес произвольной конфигурации. — Электричество, 1978, № 9, с. 56–59.
5. Воеводский К.Э., Кочетков В.М. О расчете левитационных характеристик устройств электродинамического подвеса с распределенными токовыми системами. — В кн.: Наземный транспорт с магнитным подвесом и линейным приводом/Под ред. В.Д. Нагорского и В.А. Винокурова. — М.: Московский институт инженеров транспорта, 1981, вып. 683, с. 16–20.
6. Воеводский К.Э., Мелик-Бархударян В.К. О расчете магнитного поля заданной системы токов. — Изв. Академии наук СССР. Энергетика и транспорт, 1989, № 4, с. 166–169.

Elektrichestvo (Electricity), 2015, No. 11, pp. 50–56.

The Effect a Transport Plant's Primary Magnetic Field Source Motion Nonuniformity Has on the Electrodynamics Suspension Performance Characteristics

VOYEVODSKII Konstantin Emmanuilovich (*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*) — Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

STREPETOV Vladimir Mikhailovich (*Petersburg State University of Railways, St. Petersburg, Russia*) — Associate Professor, Cand. Sci. (Eng.)

7. Воеводский К.Э. Интегральное уравнение для расчета квазистационарного электромагнитного поля в неоднородном проводящем слое. — Изв. вузов. Электромеханика, 1990, № 2, с. 13–18.

8. Байко А.В., Стрепетов В.М. Электродинамические характеристики комбинированной системы левитации и тяги на переменном токе ВСНТ в пусковых режимах работы. — Электричество, 2006, № 10, с. 42–46.

9. Стрепетов В.М. Комбинированная система левитации и тяги на переменном токе. Основные результаты. — Труды I Международной научной конференции «Магнитолевитационные транспортные системы и технологии» (МТСТ-13), СПб, 29–31 октября 2013 г. — СПб: Петербургский государственный университет путей сообщения, 2013, с. 82–92.

10. Voevodskii K.E., Kochetkov V.M. Theory of superconducting magnet suspension: main results, survey. — Cryogenics, 1981, No. 12, pp. 719–728.

11. Гельфанд И.М., Шилов Г.Е. Обобщенные функции и действия над ними. — М: Физматгиз, 1959, 470 с.

12. Брычков Ю.А., Прудников А.П. Интегральные преобразования обобщенных функций. — М.: Наука, 1977, 288 с.

13. Евграфов М.А. Аналитические функции. — М.: Наука, 1968, 472 с.

14. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. — М.: Наука, 1979, 120 с.

15. Мягких В., Чернышев А. На орбиту — на электровозе. — Российский космос, 2011, № 9, с. 44–48.

[23.03.15]

Авторы: Воеводский Константин Эммануилович окончил физический факультет Ленинградского университета (в настоящее время Санкт-Петербургский государственный университет — СПбГУ) в 1973 г. Защитил в 1985 г. кандидатскую диссертацию «Методы расчета левитационных характеристик экипажа высокоскоростного наземного транспорта с электродинамическим подвесом в Ленинградском институте инженеров железнодорожного транспорта (в настоящее время Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I — ПГУПС). Доцент кафедры «Высшая геометрия» СПбГУ.

Стрепетов Владимир Михайлович окончил электромеханический факультет Ленинградского института инженеров железнодорожного транспорта (в настоящее время ПГУПС) в 1975 г. В 2003 г. защитил кандидатскую диссертацию «Повышение эффективности работы комбинированной системы левитации и тяги ВСНТ на переменном токе» в ПГУПС. Доцент кафедры «Электромеханические комплексы и системы» ПГУПС.

The electrodynamic suspension (EDS) problem is solved for the case of arbitrary (also nonuniform) motion of the electromagnet with respect to a relatively infinitely wide uniform conducting bed with a finite thickness. It has been found that the duration of transients caused by motion nonuniformity in the EDS system is characterized by an infinite set of time constants. Formulas for their exact calculation and for approximate estimates are obtained. It can be regarded as an established fact that in a wide range of parameters typical for the passenger EDS version the constant speed approximation that was used in the previous works (the steady approximation) yields quite satisfactory accuracy. At the same time, for a number of special applications that allow for a higher motion nonuniformity the effect of nonuniformity is quite significant. The range of accelerations in which the steady approximation is applicable depends on the system geometry and conductivity of bed material.

Key words: transport plant, electrodynamic suspension, transients, levitation, thrust, starting and braking characteristics

REFERENCES

1. Reits J.R., Davis L.C. Force on Rectangular Coil Moving over a Conducting Slab. – J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, pp. 2067–2071.
2. Lee S.–V., Menendez R.C. Forces at Low and High-speed Limits Magnetic Levitation. – J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, No. 1, p. 72.
3. Astakhov V.I. *Izvestiya vuzov. Elektromekhanika – in Russ. (News of Higher Education Institutions. Electrical Mechanics)*, 1977, No. 8, pp. 846–847.
4. Kochetkov V.M. *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 1978, No. 9, pp. 56–59.
5. Voyevodskii K.E., Kochetkov V.M. *Nazemnyi transport s magnitnym podvesom i leneinym privodom/ Pod red V.D. Nagorskogo, V.A. Vinokurova* (Ground transportation with magnetic levitation and linear drive/Edit by V.D. Nagorskii, V.A. Vinokurov). Moscow, Institute of railway engineers, 1981, iss. 683, pp. 16–20.
6. Voyevodskii K.E., Melik Barkhudaryan V.K. *Izvestiya AN SSSR. Energetika i transport – in Russ. (News of USSR Academy of Sciences. Power Engineering and Transport)*, 1989, No. 4, pp. 166–169.
7. Voyevodskii K.E. *Izvestiya vuzov. Elektromekhanika – in Russ. (News of Higher Education Institutions. Electrical Mechanics)*, 1990, No. 2, pp. 13–18.
8. Baiko A.V., Strepetov V.M. *Elektrichestvo – in Russ. (Electricity)*, 2006, No. 10, pp. 42–46.
9. Strepetov V.M. *Trudy of the Mezhdunarodnoi nauchnoi konf. «Magnito-levitatsionnye transportnye sistemy i tekhnologii* (Proc. of the I Intern. Scientific conf. «Magnetolevitation transport systems and technologies». SPb, 29–31 October 2013. SPb, St. Petersburg State University of Railways, 2013, pp. 82–92.
10. Voevodskii K.E. and Kochetkov V.M. Theory of superconducting magnet suspension: main results, survey. – *Cryogenics*, 1981, No. 12, pp. 719–728.
11. Gel'fand I.M., Shilov G.E. *Obobshchennye funktsii i deistviya nad nimi* (Generalized functions and operations on them). Moscow, Fizmatgiz, 1959, 470 p.
12. Brychkov Yu.A., Prudnikov A.P. *Integral'nye preobrazovaniya obobshchennykh funktsii* (Integral transforms of generalized functions). Moscow, Publ. Nauka, 1977, 288 p.
13. Evgrafov M.A. *Analiticheskiye funktsii* (Analytical functions). Moscow, Publ. Nauka, 1968, 472 p.
14. Abramovits M., Stigan I. *Spravochnik po spetsial'nym funktsiyam* (Handbook of special functions). Moscow, Publ. Nauka, 1979, 120 p.
15. Myagkikh V., Chernyshev A. *Rossiiskii kosmos – in Russ. (Russian cosmos)*, 1011, No. 9, pp. 44–48.

* * *

Зарубежная подписка

на журнал «Электричество»
оформляется через фирмы-партнеры ЗАО «МК-Периодика» или непосредственно
в ЗАО «МК-Периодика» по адресу:

Россия, 111524 Москва, Электродная ул., 10, стр. 3

ЗАО «МК-Периодика»;

тел. (495) 672-70-12; факс (495) 306-37-57

E-mail: info@periodicals.ru

Internet: <http://www.periodicals.ru>

To effect subscription it is necessary to address to one of the partners of JSC «MK-Periodica» in your country or to JSC «MK-Periodica» directly.

Address: Russia, 111524 Moscow; 10, str.3, Elektrodnyaya ul.

JSC «MK-Periodica»

Tel.: (495) 672-70-12; fax (495) 306-37-57

E-mail: info@periodicals.ru

Internet: <http://www.periodicals.org>