

слоя в области ламинарно-турбулентного перехода и их математическая обработка показывают наличие некоторого статистического подобия при перестроении течения. Коэффициент асимметрии в исследованном течении определяется низкочастотными пульсациями скорости, связанными с формированием и прохождением турбулентных пятен. Полученные результаты могут быть использованы при расшифровке механизма перестроения ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность Н. Ф. Полякову за помощь, оказанную при проведении экспериментов, В. А. Костомаше за большую помощь при первичной обработке экспериментальных данных на анализаторе статистических характеристик, особую признательность Л. И. Олейниковой, выполнившей значительный объем расчетов и графических работ.

Поступила 2 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигиренко Г. С., Тэтянко В. А., Штатнов Ю. В. Некоторые общие закономерности ламинарно-турбулентного перехода.— В кн.: Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск: Наука, 1974.
2. Тэтянко В. А., Штатнов Ю. В. Исследование характеристик ламинарно-турбулентного перехода.— В кн.: Пристенное турбулентное течение. Труды XVIII Сиб. теплофиз. семинара. Ч. II/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1975.
3. Тэтянко В. А., Шарапова Т. А. Ламинарно-турбулентный переход и формирование турбулентного пограничного слоя.— В сб.: Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Двухфазные потоки. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1978.
4. Войтенко А. Н., Тэтянко В. А. Об определении коэффициента перемежаемости при ламинарно-турбулентном переходе.— В сб.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1976.
5. Гиневский А. А., Власов Е. В., Колесников А. В. Аэроакустические взаимодействия. М.: Машиностроение, 1978.
6. Репик Е. У., Соседко Ю. П., Тропина Н. С. Исследование структуры течения в пристенной области турбулентного пограничного слоя.— В кн.: Пристенное турбулентное течение. Труды XVIII Сиб. теплофиз. семинара. Ч. II/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, 1975.

УДК 538.4

УЧЕТ ЦИЛИНДРИЧНОСТИ В ТЕОРИИ ИНДУКЦИОННОГО МГД-ДВИЖИТЕЛЯ СО СВОБОДНЫМ ПОЛЕМ

Т. А. Пупыкина, В. И. Яковлев

(Новосибирск)

Индукционные МГД-двигатели рассматривались в работах [1, 2]. В [2] показано, что интегральные энергетические характеристики реального МГД-двигателя конечных размеров качественно отличаются от характеристик [1], полученных на его идеальной модели с бесконечно длинным цилиндрическим индуктором, создающим бегущую волну с фиксированными частотой и фазовой скоростью. Физическая причина указанного различия заключается в том, что источник электромагнитных полей (индуктор) двигателя конечных размеров создает спектр волн, обладающих различными фазовыми скоростями (и волновыми числами), среди которых имеются волны со сколь угодно большими фазовыми скоростями. Вклад электромагнитных полей, связанных с этими волнами, в интегральные величины (силу тяги и потребляемую электрическую мощность) двигателя определяет отмеченное в [2] своеобразие в поведении исследуемых характеристик. В связи с этим возникает одно обстоятельство, способное поста-

вить под сомнение применимость качественных результатов [2], полученных на модели плоской пластины, к реальным устройствам, которые можно рассматривать как осесимметричные. Причина следующая. В случае плоской пластины поля $\mathbf{E}_k$, $\mathbf{H}_k$ в жидкости, отвечающие спектральной компоненте тока в источнике, пропорциональны этой спектральной компоненте при всех k и простираются на расстояния $\sim 1/k$ от плоскости пластины. В осесимметричном устройстве z -компонента поля $\mathbf{H}$ (определяющая величину потерь энергии) при $k \sim 0$ в основном заключена внутри источника (внутри «соленоида») и мала в окружающей жидкости, поэтому в этом случае вклад окрестности точки $k=0$ в интегральные энергетические характеристики должен быть существенно ниже, чем в случае плоской пластины, и это обстоятельство может в принципе привести к качественному отличию результатов данной работы от результатов [2]. В связи с этим естественный интерес представляет исследование энергетических характеристик с использованием более реалистической осесимметричной модели.

1. Данная работа посвящена исследованию энергетических характеристик осесимметричного индукционного МГД-двигателя со свободным полем (фиг. 1). Предполагается, что движительный отсек представляет собой цилиндр радиуса R с длиной a , к движительному отсеку с двух сторон примыкают цилиндрические участки с непроводящей поверхностью, причем их длина не меньше радиуса R . При этих условиях для расчета электромагнитных величин можно использовать схему бесконечного цилиндра, часть которого (длиной a) представляет собой движительный отсек, остальная поверхность сформирована из непроводящего материала.

Источником, создающим электромагнитные поля в окружающей жидкости (индуктором), являются заданные в виде бегущей волны поверхностные токи, распределенные по поверхности цилиндра в пределах движительного отсека. Используя безразмерные цилиндрические координаты r , α , z (в качестве масштаба длины принимается размер a движительного отсека), распределение тока зададим в виде

$$(1.1) \quad i_\alpha(r, z, t) = \operatorname{Re} J_0 i_1(z) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)},$$

$$i_1(z) = \begin{cases} i_0(z) & \text{при } |z| \leq 1/2, \\ 0 & \text{при } |z| > 1/2, \end{cases}$$

где J_0 — максимальная плотность тока; $i_0(z)$ — функция, характеризующая распределение амплитуды тока по движительному отсеку, причем $|i_0(z)|_{\max} = 1$; безразмерное волновое число $k_0 = (2\pi/\lambda)a = n\pi$ определяет число n полувольт $\lambda/2$ тока (1.1), укладывающихся на движительном участке. Фактически распределение тока (1.1) представляет собой суперпозицию бесконечного множества волн, распространяющихся по оси z . Действительно, используя преобразование Фурье

$$i_1(z) = \int_{-\infty}^{\infty} i(k) e^{ikz} dk, \quad i(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1/2}^{1/2} i_0(z) e^{-ikz} dz,$$

распределение (1.1) представим в виде

$$(1.2) \quad i_\alpha(r, z, t) = \operatorname{Re} J_0 \int_{-\infty}^{\infty} i(k - k_0) e^{ikz} dk e^{-i\omega_0 t}.$$

Отсюда видно, что составляющие волны имеют фиксированную частоту ω_0 и различные фазовые скорости

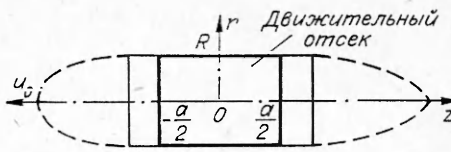
$$v_\psi = v_\phi^0 \frac{k_0}{k},$$

меняющиеся в пределах от $-\infty$ до ∞ . Здесь с индексом нуль обозначена некоторая фиксированная фазовая скорость

$$v_\phi^0 = \omega_0 a / k_{01}$$

определяемая размерной частотой ω_0 и числом k_0 .

2. Распределение электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ полей в жидкости (область 1) и внутри цилиндра (область 2) найдем, как и в [2], в предположении малости параметра МГД-взаимодействия; в уравнениях Максвелла в качестве поля скоростей жидкости (относительно движителя) используем $\mathbf{v} = u_0 \mathbf{e}_z$, где u_0 — скорость движения рассматриваемого тела относительно жидкости (см. фиг. 1).



Фиг. 1

Вектор-потенциал, описывающий поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ в рассматриваемой системе, естественно искать в виде суммы волн, подобных (1.2), т. е. в виде

$$(2.1) \quad A_{1,2} = \frac{J_0 a}{c} \int_{-\infty}^{\infty} A_{1,2}(r, k) e^{ikz} dk e^{-i\omega_0 t} \mathbf{e}_\alpha.$$

Тогда уравнения для безразмерных фурье-компонент $A_{1,2}(r, k)$ (индексы указывают номер соответствующей области), следующие из уравнений Максвелла, с использованием независимых переменных $\xi_{1,2} = \mu_{1,2} r$ ($\mu_1 = i\sqrt{k^2 - iR_m(k_0 - ks)}$, $\mu_2 = i|k|$) приводятся к уравнению Бесселя

$$\frac{d^2 A_{1,2}}{d\xi_{1,2}^2} + \frac{1}{\xi_{1,2}} \frac{dA_{1,2}}{d\xi_{1,2}} + \left(1 - \frac{1}{\xi_{1,2}^2}\right) A_{1,2} = 0.$$

Решения, обладающие необходимыми свойствами при $r = 0$ и $r = \infty$, имеют вид

$$(2.2) \quad A_1(r, k) = C_1 H_1^{(1)}(ir\sqrt{k^2 - iR_m(k_0 - ks)}), \quad A_2(r, k) = C_2 I_1(|k|r).$$

Здесь $H_1^{(1)}$, I_1 — функция Ханкеля и модифицированная функция Бесселя, под $\sqrt{k^2 - iR_m(k_0 - ks)}$ понимается значение с положительной вещественной частью, параметры (s — скольжение, R_m — магнитное число Рейнольдса) равны

$$s = u_0/v_\phi^0, \quad R_m = 4\pi\sigma v_\phi^0 a/c^2.$$

Произвольные постоянные C_1 , C_2 определяются из условий на границе $r = R/a = r_0$, которые можно записать в виде

$$(dA_1/dr - dA_2/dr)|_{r=r_0} = -4\pi i(k - k_0), \quad A_1(k, r_0) = A_2(k, r_0).$$

3. Интегральные величины — сила тяги, создаваемая движителем, и потребная электрическая мощность — вычисляются аналогично [2], и результат для усредненных по времени (за период $2\pi/\omega_0$) величин имеет вид

$$(3.1) \quad \langle F_z \rangle = -2\pi R \frac{H_0^2 a}{8\pi^2} R_m^0 F_1(k_0, r_0, R_m, s), \quad \langle Q \rangle = \\ = 2\pi R \frac{\omega_0 H_0^2 a^2}{8\pi^2} R_m^0 Q_1(k_0, r_0, R_m, s);$$

$$(3.2) \quad F_1 = \frac{8\pi^2}{R_m^0} \int_{-\infty}^{\infty} k \Phi(k) |i(k - k_0)|^2 dk, \quad Q_1 = \frac{8\pi^2}{R_m^0} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) |i(k - k_0)|^2 dk;$$

$$(3.3) \quad \Phi(k) = \text{Re} \frac{-iH_1^{(1)}(\mu_1 r_0) I_1(|k| r_0)}{|k| H_1^{(1)}(\mu_1 r_0) I_0(|k| r_0) - \mu_1 H_0^{(1)}(\mu_1 r_0) I_1(|k| r_0)};$$

$$(3.4) \quad H_0 = 2\pi J_0/c.$$

Коэффициент полезного действия, определяемый как отношение полезной мощности $\langle F_z \rangle |u_0$ к потребляемой $\langle Q \rangle$, равен

$$\eta = \frac{s}{k_0} \frac{F_1}{Q_1}.$$

Для сравнения нам понадобятся результаты, относящиеся к случаю $r_0 = \infty$. Эти результаты легче получаются не из выписанного общего решения, справедливого при произвольном r_0 , а непосредственно из рассмотрения задачи, подобной [2], с тем лишь отличием, что проводящая жидкость заполняет полупространство по одну сторону от плоскости пластины, а не все пространство, как в [2]. Результат таков: сила и электрическая мощность, отнесенные к единице длины пластины, определяются по формулам (3.1), если из них исключить множитель $2\pi R$, безразмерные величины F_1 , Q_1 — по формулам (3.2) при замене функции Φ на

$$(3.5) \quad \Phi_0 = \operatorname{Re} \frac{i}{|k| + \sqrt{k^2 + i R_m (k_0 - ks)}}.$$

Заметим, что в (3.1), (3.2) через $R_m^0 = R_m s$ обозначено магнитное число Рейнольдса, определяемое по скорости u_0 .

4. В работе [2] проведено качественное исследование интегральных величин, подобных (3.2), показано, что основной вклад в интегралы вносят окрестности точек $k = 0$ и $k = k_0$, причем именно влиянием окрестности точки $k = 0$ обусловлены отличия в поведении МГД-системы конечных размеров по сравнению с идеальной системой. Физически вклад этой окрестности означает вклад составляющих волн, имеющих большую (по сравнению с v_ϕ^0) фазовую скорость и движущихся как в положительном, так и в отрицательном направлении. Их вклад в интегральные величины приводит к снижению эффективности рассматриваемой системы по сравнению с идеальной. Было показано, что относительный вес этих волн можно уменьшить за счет амплитудной модуляции, приводящей к сужению спектра $i(k)$, и, следовательно, к снижению амплитуд волн, имеющих большие по модулю фазовые скорости.

В рассматриваемой здесь цилиндрической геометрии вклад «быстрых» волн в потребляемую электрическую мощность значительно меньше, чем в случае плоской пластины. Причина та, что z -компонента поля $\mathbf{H}$ в жидкости, которая определяет радиальную составляющую вектора Пойнтинга, при малых $|k|$ мала (как следует из (2.2), $H_{1z}(r_0, k)|_{k=0} = \frac{2\pi J_0}{c} i(-k_0) \varepsilon$,

$\varepsilon = \frac{1}{2} r_0^2 (R_m k_0 \ln \sqrt{R_m k_0})^2$), в то время как в случае плоской пластины продольная компонента $\mathbf{H}$ выражается аналогичной формулой без малого множителя ε . Отсюда ясно, что снижение эффективности движителя, вызванное конечностью размеров, в цилиндрическом случае меньше, чем в модели плоской пластины. Формально это происходит из-за различия функций $\Phi(k)$ (3.3), $\Phi_0(k)$ (3.5) в районе $k = 0$. Функция $\Phi_0(k)$ в этом районе имеет острый максимум с шириной $\Delta k \sim \sqrt{R_m k_0}$, причем $\Phi_0(0) = 1/\sqrt{2 R_m k_0}$. У функции $\Phi(k)$ этот максимум достаточно размазан (ширина $\sim \pi$ при $r_0 \leq 1$), а сама величина $\Phi(0)$ мала по сравнению с $\Phi_0(0)$ (это можно увидеть из оценки $\Phi(0) = -r_0^2 (R_m k_0/4) \ln(r_0 \sqrt{R_m k_0})$, справедливой при $r_0 \sqrt{R_m k_0} \ll 1$).

Тем не менее, как показывают результаты вычислений, вывод [2] о малой эффективности системы с постоянной амплитудой тока вдоль движительного отсека остается справедливым. Поэтому, за исключением одного примера, соответствующие результаты здесь не приводятся. Справедливо также предположение об энергетической выгоде использования амплитудной модуляции.

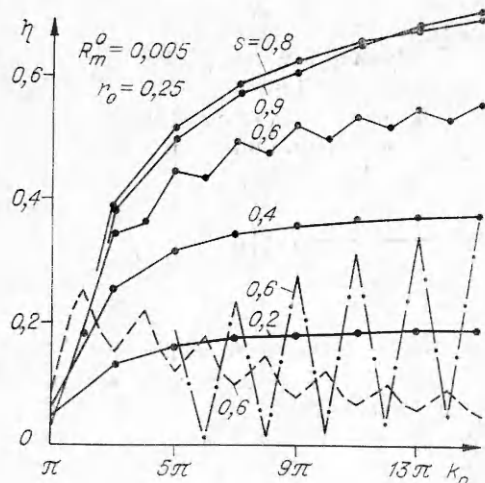
Перед обращением к численным результатам покажем, что при значениях k_0 , представляющих интерес, безразмерные величины $F_1(k_0, r_0, R_m, s)$, $Q_1(k_0, r_0, R_m, s)$ и $\eta(k_0, r_0, R_m, s)$ фактически не зависят от R_m (при $R_m \ll 1$), а следовательно, и от R_m^0 . Для этого разложим функцию $\Phi(k)$ по степеням малого параметра R_m ; первый ненулевой член этого разложения имеет вид

$$(3.6) \quad \Phi(k) = R_m \Phi_1(k), \quad \Phi_1(k) = \frac{r_0^2}{2} \frac{k_0 - ks}{|k|} I_1^2(|k|r_0) \times \\ \times \{ |k|r_0 [K_0^2(|k|r_0) - K_1^2(|k|r_0)] + 2K_0(|k|r_0) K_1(|k|r_0) \}.$$

Представление (3.6) справедливо при $|k| \gg \sqrt{R_m k_0}$, а в районе $|k| \leq \sqrt{R_m k_0}$ не описывает функцию $\Phi(k)$ (в точке $k = 0$ даже имеет логарифмическую особенность). Поэтому использовать (3.6) в качестве $\Phi(k)$ в интегралах (3.2) в общем случае недопустимо. Однако при тех фиксированных значениях k_0 , при которых обеспечиваются локальные максимумы η рассматриваемой системы, положение максимума функции $\Phi(k)$ (т. е. точка $k \simeq 0$) совпадает с одним из нулей функции $i(k - k_0)$; наличие множителя $|i(k - k_0)|^2$ делает при этом интегралы (3.2) нечувствительными к ошибкам в описании функции $\Phi(k)$ на малом интервале $|k| \leq \sqrt{R_m k_0}$ и позволяет использовать (3.6) в качестве $\Phi(k)$. Следовательно, высказанное предложение доказано.

Обратимся к численным результатам, полученным при использовании амплитудной модуляции с $i_0(z) = \cos \pi z$. В этом случае значения k_0 , обеспечивающие локальные максимумы η , равны $3\pi, 5\pi, 7\pi, \dots$ (факти-

k_0		$r_0=0,1$		$R_m^0=0,005,$ $r_0=\infty$		k_0		$r_0=0,1$		$R_m^0=0,005,$ $r_0=\infty$	
		$F_1 \cdot 10^2$	η	$F_1 \cdot 10^2$	η			$F_1 \cdot 10^2$	η	$F_1 \cdot 10^2$	η
$s=0,2$	π	3,06	0,077	157,46	0,002	$s=0,8$	π	-0,336	-0,168	13,76	0,000
	3π	12,82	0,158	54,86	0,069		3π	0,962	0,481	6,66	0,146
	5π	13,42	0,178	23,76	0,099		5π	0,984	0,492	2,02	0,169
	7π	11,74	0,187	15,56	0,120		7π	0,814	0,407	1,15	0,205
	9π	9,96	0,191	11,68	0,136		9π	0,670	0,335	0,81	0,243
	11π	8,50	0,193	11,40	0,147		11π	0,560	0,280	0,63	0,280
	13π	7,34	0,195	7,88	0,155		13π	0,478	0,239	0,52	0,315
	15π	6,44	0,196	6,78	0,162	15π	0,416	0,208	0,44	0,347	
$s=0,4$	π	0,796	0,089	66,72	0,001	$s=0,6$	π	-0,462	-0,387	7,24	0,000
	3π	4,92	0,300	22,70	0,114		3π	0,522	0,406	4,80	0,138
	5π	5,12	0,349	9,28	0,161		5π	0,512	0,602	1,21	0,137
	7π	4,46	0,368	5,96	0,200		7π	0,410	0,693	0,62	0,152
	9π	3,76	0,378	4,44	0,230		9π	0,326	0,746	0,41	0,175
	11π	3,20	0,384	3,56	0,255		11π	0,266	0,779	0,30	0,201
	13π	2,76	0,388	2,96	0,274		13π	0,224	0,803	0,24	0,227
	15π	2,42	0,390	2,56	0,289	15π	0,192	0,819	0,20	0,254	
$s=0,6$	π	0,04	0,012	32,38	0,001	$s=1,0$	π	-0,564	-0,640	1,87	0,000
	3π	2,28	0,412	11,96	0,141		3π	0,170	0,236	3,37	0,124
	5π	2,36	0,504	4,44	0,188		5π	0,142	0,400	0,57	0,085
	7π	2,02	0,540	2,76	0,235		7π	0,086	0,458	0,19	0,064
	9π	1,70	0,558	2,02	0,277		9π	0,050	0,478	0,09	0,052
	11π	1,44	0,569	1,60	0,313		11π	0,032	0,481	0,05	0,044
	13π	1,24	0,576	1,33	0,343		13π	0,020	0,480	0,03	0,039
	15π	1,09	0,581	1,14	0,369	15π	0,015	0,490	0,02	0,034	



Ф и г. 2

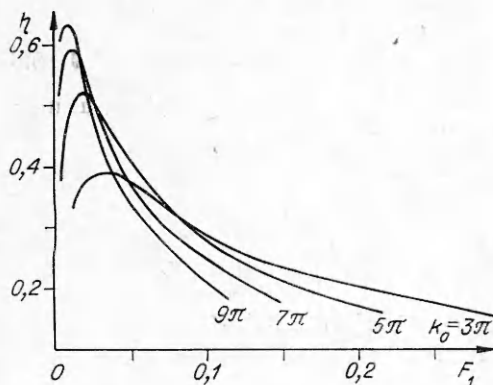
в промежутках между этими значениями смысла не имеют. Только для одного случая $s = 0,6$ зависимость $\eta(k_0)$ представлена в виде ломаной, построенной с учетом четных π , при которых η принимает минимальные значения. (Эти значения вычислены по общим формулам (3.2) при $R_m^0 = 0,005$; оговорка о значении R_m^0 необходима, так как при этих значениях k_0 η зависит от R_m .) Здесь же для сравнения штриховой линией нанесен результат для постоянной амплитуды и штрихпунктирной — результат, относящийся к случаю $r_0 = \infty$, $i_0(z) = \cos \pi z$, полученные также при $R_m^0 = 0,005$, $s = 0,6$.

Из представленных кривых видно, что использование амплитудной модуляции действительно предпочтительно, что с увеличением k_0 величина η в цилиндрической геометрии значительно быстрее выходит на свое предельное значение s , чем при $r_0 = \infty$ (см. также таблицу), и что высота зубцов в зависимости $\eta(k_0)$ в рассматриваемой геометрии существенно меньше соответствующей величины при $r_0 = \infty$. Наконец, КПД цилиндрической системы с постоянной амплитудой также выше, чем в аналогичном случае плоской пластины. Все эти особенности обусловлены упомянутой выше разницей функций $\Phi(k)$, $\Phi_0(k)$ в районе $k = 0$.

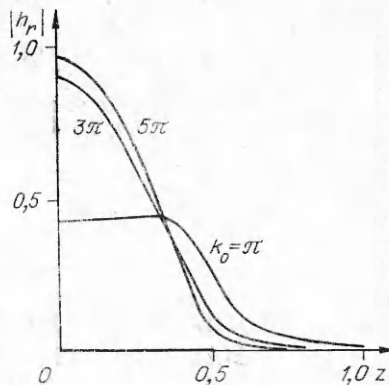
Для характеристики эффективности движителя, кроме функции $\eta(k_0)$, необходимо привести безразмерную силу F_1 , определяющую величину потребного поля для создания необходимой силы тяги. В работе [2] величина F_1 дана в виде функции от k_0 при фиксированных s . Представляется, однако, более удобным на графиках изобразить зависимости $\eta(F_1)$ для фиксированных k_0 (обеспечивающих локальные максимумы η), получающиеся исключением s из зависимостей $\eta(k_0, s)$, $F_1(k_0, s)$. Результаты, относящиеся к случаю $r_0 = 0,25$, приведены на фиг. 3. Отсюда видно, что при больших F_1 (т. е. когда необходимая сила тяги достигается при сравнительно небольших H_0) получаются небольшие значения КПД, причем здесь наиболее выгодна система с $k_0 = 3\pi$. При уменьшении F_1 достигаемые η увеличиваются, причем для получения наибольшего η необходимо переходить к большим k_0 . Например, в промежутке $F_1 = (0,03 - 0,06)$ предпочтительным является $k_0 = 5\pi$, в районе $F_1 = (0,0015 - 0,0025)$ — $k_0 = 7\pi$ и т. д. Приведенные кривые характерны. Результаты для других значений параметров, по которым можно построить аналогичные графики, даны в таблице. Из таблицы и графиков видно, что качественные особенности цилиндрического МГД-двигателя аналогичны полученным на модели плоской пластины. Однако учет цилиндричности вно-

чески они незначительно отличаются от названных величин, но эти различия нет смысла учитывать).

Основные результаты расчетов представлены в виде таблицы и графиков. На фиг. 2 представлены η в зависимости от k_0 при различных s для $r_0 = 0,25$. Фактические кривые представляли бы немономонные (зубчатые) кривые с локальными максимумами при нечетных π , аналогичные приведенным в [2]. Так как интерес представляют именно эти режимы с максимальным КПД, приводимые здесь графики построены по значениям η (на графиках они отмечены точками), вычисленным только при $k_0 = \pi; 3\pi; \dots 15\pi$, и



Ф и г. 3



Ф и г. 4

сит существенные количественные поправки, улучшающие интегральные энергетические характеристики, и поэтому этот учет необходим.

5. Сделаем замечание по поводу использования величины $2\pi J_0/c$ в качестве масштаба H_0 напряженности магнитного поля в жидкости. На первый взгляд, кажется, что «работающая» компонента H_r магнитного поля вне «соленоида» конечной длины, питаемого токами (1.1), должна быть мала по сравнению с H_0 . На самом деле подобное предположение, верное для обычного соленоида, плотность тока в котором постоянна вдоль его длины, несправедливо для рассматриваемого случая, когда вдоль длины «соленоида» укладывается k_0/π полувольт тока (1.1). На фиг. 4 приведено распределение амплитуды поля H_r на границе $r = r_0$ вдоль цилиндра для случая $i_0(z) = \cos \pi z$, $R_m^0 = 0,02$, $r_0 = 0,25$, $s = 0,2$. Здесь по оси ординат отложен модуль $|h_r(z)|$ величины $h_r(z)$, определяющей распределение

$$H_r|_{r=r_0} = \frac{2\pi J_0}{c} \operatorname{Re} h_r(z) e^{-i\omega_0 t}$$

($h_r(z)$ вычисляется на основании (2.1), (2.2)). Из графиков видно, что начиная с $k_0 = 3\pi$, распределение $|h_r(z)|$ в пределах $|z| \leq 1/2$ движительного отсека не очень существенно отличается от $|i_0(z)|$ и, таким образом, величина (3.4) действительно характеризует истинный масштаб поля в жидкости. За пределами движительного участка поле H сильно затухает, причем чем больше k_0 , тем затухание происходит быстрее.

6. В заключение использование приведенных на фиг. 3 результатов покажем на примере. Пусть размер движительного отсека $a = 25$ м, $r_0 = 0,25$, $R_m^0 = 0,005$. Вычислим величину H_0 , необходимую для создания определенной силы тяги. Из (3.1) имеем $|\langle F_z \rangle| \simeq 63,5 H_0^2 F_1$ (здесь сила в тоннах, H_0 в теслах). Таким образом, если $F_1 = 0,04$, то потребное поле для создания тяги, например, в 100 т составляет $\sim 6,3$ Т. При этом, как видно из фиг. 3, достигается $\eta \sim 0,44$, если $k_0 = 5\pi$.

Значениям $\sigma = 5 \cdot 10^{10}$ 1/с, $a = 2,5 \cdot 10^3$ см, $u_0 = (9/\pi) \cdot 10^3$ см/с (при этом $R_m^0 = 0,005$), $H_0 = 6,3 \cdot 10^4$ Гс, $\rho = 1$ г/см³ соответствует параметр магнитогидродинамического взаимодействия $N = \sigma H_0^2 a / \rho c^2 u_0$, равный 0,19. Следовательно, принятое в работе предположение о малости влияния вихревых электромагнитных объемных сил на поле скоростей в жидкости можно еще считать справедливым.

Поступила 20 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Phillips O. M. The prospects for magnetohydrodynamic ship propulsion.— J. Ship Research, 1962, vol. 5, N 4.
2. Яковлев В. И. К теории индукционного МГД-двигателя со свободным полем.— ДАН СССР, 1979, т. 249, № 6; ПМТФ, 1980, № 3.

УДК 538.4 : 621.31

ПИТАНИЕ ИНДУКТИВНЫХ И ОМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК МАГНИТОКУМУЛЯТИВНОГО ГЕНЕРАТОРА С ПОМОЩЬЮ ТРАНСФОРМАТОРА

А. С. Кравченко, Р. З. Людаев, А. И. Павловский,
Л. Н. Пляшкевич, А. М. Шувалов

(Москва)

Магнитокумулятивные (или взрывомагнитные) генераторы перспективны в качестве мощных импульсных источников электрической энергии [1—3]. При непосредственном включении нагрузки в цепь магнитокумулятивного генератора (МКГ) эффективная работа МКГ возможна лишь при наложении ограничений на величину индуктивности и сопротивления нагрузки, в то же время во многих областях применений параметры нагрузки значительно превышают конечную индуктивность и сопротивление МКГ, а требуемое время ввода энергии в нагрузку может существенно отличаться от времени работы генератора. Одним из способов согласования параметров МКГ и нагрузки является применение повышающего трансформатора [1]. В работах [3—7] описывается ряд конструкций МКГ с трансформатором, рассматриваются вопросы согласования МКГ с омическими и индуктивными нагрузками. Ряд применений трансформаторных МКГ в физических исследованиях обсуждается в [8—10].

В данной работе рассматриваются варианты трансформаторного отвода энергии от МКГ к индуктивным и омическим нагрузкам. Для инженерных расчетов трансформаторных МКГ описывается полезная электротехническая модель, дополненная известным из эксперимента фактом существования оптимальной по энергии конечной индуктивности генератора.

1. Согласно электротехнической модели, работа МКГ описывается последовательным RL -контуром с переменными индуктивностью L и сопротивлением R , формально включающим все потери магнитного потока Φ .

Тогда $I = \Phi \Phi_0 / L$, где I — ток в генераторе, $\Phi = \exp\left(-\int_0^t \frac{R}{L} dt\right)$,

индексы 0 и f обозначают значения величин соответственно в начале и в конце работы МКГ. При условии $|dL/dt| > R$ возрастает I , если $|dL/dt| > 2R$, возрастает магнитная энергия W . Если при соблюдении этих условий $L_f \rightarrow 0$, то $I_f \rightarrow \infty$, что не имеет физического смысла, в данном случае задача выходит за рамки электротехнической модели. На практике для каждого генератора существует свое минимально допустимое значение L_f .

Эквивалентная электротехническая схема МКГ с трансформатором, нагруженным на сопротивление R_n и индуктивность L_n , изображенная на фиг. 1, при замкнутом ключе K и постоянных L_2 и R_2 описывается системой уравнений:

$$(1.1) \quad d(L_1 I_1)/dt + R_1 I_1 + L_{12} dI_2/dt = 0;$$

$$(1.2) \quad L_2 dI_2/dt + R_2 I_2 + L_{12} dI_1/dt = 0,$$

где $L_1 = L_r + L_{1r}$; L_r — рабочая индуктивность МКГ; L_{1r} — индуктивность первичной обмотки трансформатора, включающая L_n — индук-