

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОЛИФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МЕТОДАМИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ

Проведено аналіз процесу перетворення енергії в поліфункціональних електромеханічних перетворювачах методами термодинаміки нерівноважних процесів перетворення вільної енергії.

Приведен анализ процесса преобразования энергии в полифункциональных электромеханических преобразователей методами термодинамики неравновесных процессов преобразования свободной энергии.

ВВЕДЕНИЕ

Полифункциональные электромеханические преобразователи (ПЭМП) и технологии на их основе, относящиеся к новому типу электромеханических преобразователей энергии, предназначены для осуществления целого ряда технологических процессов переработки сыпучих и легкоплавких веществ [1, 2, 3, 4], отличаются от традиционных асинхронных машин структурной, функциональной и тепловой интеграцией.

Поскольку еще пока не найдены механизмы оптимизации процессов преобразования энергии сложных термодинамических систем, а в ПЭМП оптимизации подлежат одновременно три процесса преобразования энергии (электрической в механическую, электрической в тепловую и механической в тепловую), необходим поиск новых подходов, раскрывающих взаимное влияние указанных процессов и формирующих содержание управляющих функций [5]

Целью данной работы является анализ процесса преобразования энергии в ПЭМП методами термодинамики неравновесных процессов преобразования свободной энергии.

МАТЕРИАЛ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В рамках термодинамики неравновесных процессов (ТДНП) любой преобразователь свободной энергии может быть представлен "черным ящиком", который преобразует свободную энергию на входе в выходную свободную энергию. Общая энергетическая схема ПЭМП показана на рис. 1.

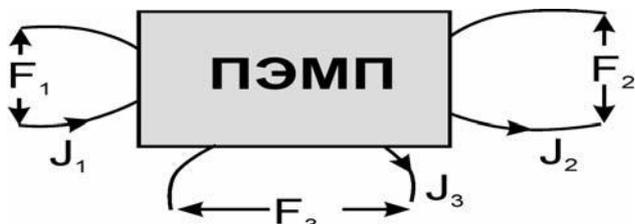


Рис. 1. Общая энергетическая схема ПЭМП

Потоки J_1, J_2, J_3 представляют собой соответственно скорости поступления электрической, отвода механической и тепловой энергий. Каждый поток J_i является функцией не только своей собственной термодинамической силы, но и остальных сил системы

F_i и дополнительных факторов. К числу последних могут быть отнесены перенапряжения в электрической сети, изменения производительности, резкие изменения нагрузки и условий теплообмена ротора ПЭМП.

Общая теория процессов переноса и преобразования энергии, названная термокинетикой [6], базируется на законе сохранения энергии в форме, предложенной Н. Умовым в 1873 г.:

$$\frac{dU}{dt} = - \int \text{div } q_u dv, \quad (1)$$

где U – внутренняя (собственная) энергия системы, осуществляющей преобразование энергии, q_u – плотность её потока через границы системы объемом V ; t – время.

Развернутую форму этого уравнения легко получить, представляя в подынтегральном выражении поток энергии q_u в виде суммы всех ее i -х слагаемых $\Psi_i J_i$, где Ψ_i – обобщенные потенциалы (абсолютная температура – T , абсолютное давление – P , электрическое напряжение – U , электродвижущая сила – E и т.д.); J_i – плотности потока соответствующего энергоносителя (энтропии S , массы k -го вещества M_k , заряда Θ_k и т.п.)

$$q_u = \sum_i \Psi_i \cdot J_i, \quad (2)$$

Тогда, представляя $\text{div } q_u = \sum_i \text{div}(\Psi_i \cdot J_i)$

в виде суммы двух слагаемых

$$\sum_i \Psi_i \text{div } J_i + \sum_i J_i \text{grad } \Psi_i, \text{ вместо (1) имеем:}$$

$$\frac{dU}{dt} = - \sum_i \Psi_i \text{div } J_i + \sum_i F_i \cdot J_i \quad (3)$$

где $F_i = -\text{grad } \Psi_i$ – движущая сила i -го процесса, называемая в ТДНП процессов "термодинамической силой в ее энергетическом представлении".

Первая сумма этого выражения характеризует скорость изменения энергии системы в процессах переноса её составляющих через границы системы при теплообмене, объемной деформации, диффузии и т.п. Вторая сумма (3), напротив, обязана своим происхождением пространственной неоднородности энерго-

преобразующей системы, т.е. наличия в ней перепадов или градиентов обобщенных потенциалов Ψ_i и в общем случае описывает процессы преобразования одних (i -х) форм энергии в другие (j -е) [6].

Для дальнейшего анализа процессов преобразования энергии основной закон термодинамики (3) необходимо дополнить уравнениями, связывающими между собой переменные F_i и J_i подобно тому, как это делают в термостатике уравнения состояния по отношению к переменным Ψ_i и Θ_i . В простейшем случае линейных систем эти уравнения имеют вид [6, 7]:

$$\begin{cases} F_i = R_{ii} \cdot J_i - R_{ij} \cdot J_j \\ F_j = R_{ji} \cdot J_i - R_{jj} \cdot J_j \end{cases}, \quad (4)$$

где F_i, F_j – движущие силы, вызывающие появление потока энергоносителя соответственно преобразуемой и преобразованной формы энергии, например, потока электрической энергии и потока энтропии; J_i, J_j – потоки соответственно электрического заряда и энтропии; R_{ii}, R_{jj} – коэффициенты, характеризующие электрическое и термическое сопротивление цепей; R_{ij}, R_{ji} – коэффициенты, характеризующие соответственно сопротивление электрическому току со стороны теплого потока и сопротивление теплу со стороны электрического тока.

Развитие термодинамики необратимых процессов (ТНП), привело к созданию общего макрофизического метода исследования кинетики разнообразных процессов в их неразрывной связи с тепловой формой движения. Одним из постулатов ТНП (получившим название принципа линейности) явилось предположение Л. Онсагера о том, что вблизи равновесия обобщенная скорость какого-либо релаксационного процесса (названная им потоком J_i) линейно зависит от всех действующих в системе термодинамических сил F_j [8]:

$$J_i = \sum R_{ij} \cdot F_j, \quad (5)$$

где R_{ij} – так называемые "феноменологические" коэффициенты, характеризующие проводимость системы по отношению к потоку J_i .

Такая (матричная) форма кинетических уравнений отличалась от законов Фурье, Ома, Фика, Дарси, Ньютона наличием дополнительных (недиагональных) членов (с номерами $j \neq i$). Эти члены были введены Л. Онсагером для учета обнаруженной в экспериментах взаимосвязи разнородных явлений, которую он объяснял "наложением" разнородных потоков. Эту взаимосвязь он отразил в знаменитых "соотношениях взаимности", утверждавших симметричность матрицы феноменологических коэффициентов

$$R_{ij} = R_{ji}. \quad (6)$$

Эти соотношения были получены Л. Онсагером на основании известного положения статистической механики об обратимости микропроцессов во времени в предположении, что коэффициенты R_{ij} и R_{ji}

постоянны, а разнородные потоки J_i и J_j линейно независимы и обращаются в нуль при исчезновении сил F_i и F_j .

Более полувека упомянутый постулат не вызывал каких-либо возражений и воспроизводился во всех руководствах по термодинамике необратимых процессов с той лишь оговоркой, что в соответствии с принципом симметрии Кюри взаимосвязанными могут быть только процессы одного и того же (или четного) тензорного ранга. Вопрос о том, каким образом могут быть взаимосвязаны потоки J_i и J_j , найденные как производные по времени от независимых параметров состояния системы, при этом почему-то не возникал [8].

Однако причину возникновения подобных эффектов наложения следовало с самого начала искать не во взаимодействии независимых потоков, а в наложении разнородных сил подобно тому, как это имеет место в механике и в электродинамике.

В ряде работ Эткина В.А. было показано, что для векторных явлений переноса постулат Онсагера следует заменить вполне доказуемым положением, согласно которому обобщенная скорость какого-либо процесса (поток J_i) зависит от единственной (результатирующей) движущей силы F_i . Это положение соответствует кинетическим уравнениям вида:

$$J_i = R_{ii} \cdot \sum F_i = R_{ii} \cdot \sum F_{ij}, \quad (7)$$

где F_{ij} – компоненты результирующей силы

$F_i = \sum F_{ij}$; R_{ii} – кинетические коэффициенты, кото-

рые в отличие от (5), могут быть произвольными функциями термодинамических сил $R_{ii} = R_{ii}(F_{ij})$ и термостатических параметров (температуры T , давления p , концентраций k -х веществ и т.д.).

В отличие от законов Онсагера (5), "диагональные" уравнения переноса (7) не требуют постоянства коэффициентов R_{ii} и потому оказываются справедливыми для общего случая нелинейных процессов. Другое принципиальное отличие уравнений (7) состоит в том, что компоненты F_{ij} силы F_i определяются исключительно термодинамическими свойствами системы, в то время как кинетический коэффициент $R_{ii}(F_{ij})$ является в них единственным.

Возможность приведения феноменологических законов переноса к диагональной форме (6), содержащей единственную термодинамическую силу F_i , в принципе не противоречит ТНП, согласно которой для этого необходимо и достаточно линейности этих законов и симметрии матрицы феноменологических коэффициентов в них. Однако эта процедура, осуществляемая в ТНП путем линейного преобразования потоков и сил, не дает никаких преимуществ, поскольку не уменьшает числа независимых феноменологических коэффициентов в исходных уравнениях (5) и не снимает ограничений, свойственных ТНП (близость к равновесию, микроскопическая обратимость, постоянство коэффициентов R_{ij}). Иное дело, если изыскать возможность непосредственного нахождения альтернативной формы (7) уравнений Фурье,

Ома, Дарси, Фика, Ньютона и т.п., описывающей те же "эффекты наложения" благодаря учету всех составляющих результирующей силы [8].

Фактически, в ТНП исключается из рассмотрения "обратимая" часть реальных явлений, не дающая вклада в "производство" энтропии. Сказанное относится, в частности, к консервативным механическим и электромеханическим системам, при изучении которых искусственно пренебрегают диссипацией [8].

Функциональное и структурное построение ПЭМП предусматривает работу одного из его модулей в режиме противовключения, когда определенная доля механической энергии двигательного модуля (ДМ), передаваемая на общий массивный ротор, преобразуется тормозным модулем (ТМ) в тепловую энергию.

Действующие потоки энергии в ПЭМП представлены следующим перечнем: $J_{1Д} = I_{1Д}$ - ток статора ДМ; $J_{1Т} = I_{1Т}$ - ток статора ТМ; $J_{2Д} = I'_{2Д} \equiv M_{Д}$ - ток главной цепи Т-образной схемы замещения ДМ, пропорциональный электромагнитному моменту; $J_{2Т}^T = M_{Т} \cdot \omega_{р}$ - составляющая полной механической мощности ДМ, передаваемая механическим путем ТМ; $J_2 = M_2 \cdot \omega_{р}$ - нагрузка ПЭМП. В установившемся режиме $M_2 = M_{Д} - M_{Т}$. Для упрощения картины распределения потоков энергии момент холостого хода ПЭМП учтен в составляющей $M_{Т}$; $J_3 = H_{\text{тепл}}$ - тепловой поток ротора ПЭМП, пропорциональный вторичному току.

Распределение термодинамических сил можно представить следующим образом: $F_1 = U_{1\Phi}$ - фазное напряжение статорной обмотки; $F_2 = F_S$ - сила воздействия скольжения на потоки ДМ ПЭМП; $F_3 = F_{\Delta T}$ - сила температурного воздействия на потоки ДМ ПЭМП, зависящая от разности температур ΔT массивного ротора и перерабатываемого материала.

Учитывая свойство неразрывности процессов преобразования энергии в два других вида, взаимное влияние сил механического и теплового воздействия, обязательное наличие в составе целевой функции компонент тепловой и механической энергии. Также то обстоятельство, что входные и выходные потоки в ПЭМП характеризуются одними и теми же первичным и вторичным токами, целесообразно, используя Т-образную схему замещения ДМ, представить преобразование энергии одной системой феноменологических уравнений:

$$I_{1Д} = \frac{1}{(1+y_1)\dot{Z}_m} \cdot \dot{U}_{1\Phi} - \frac{\sqrt{K_{ni}}}{(1+j\frac{a_x}{a_R})R'_2(1)} \cdot \dot{E}'_2 \sqrt{\frac{S_{Д}}{1+\alpha_R \Delta T}}, \quad (8)$$

$$-\dot{I}'_{2Д} = -\frac{\sqrt{K_{ni}}}{(1+j\frac{a_x}{a_R})R'_2(1)} \dot{U}_{1\Phi} +$$

$$+ \left(\frac{1}{\dot{Z}_m} + \frac{(1+y_1) \cdot \dot{Z}_1 \cdot \sqrt{K_{ni}}}{(1+j\frac{a_x}{a_R})R'_2(1) \cdot \left[\dot{Z}_1 + \left(1+j\frac{a_x}{a_R}\right) \cdot R'_2(1) \right]} \right) \times \times \dot{E}'_2 \sqrt{\frac{S_{Д}}{1+\alpha_R \Delta T}}, \quad (9)$$

где \dot{E}'_2 - ЭДС неподвижного ротора; α_R - положительный температурный коэффициент активного сопротивления массивного ротора. Для ротора из Ст. 3 $\alpha_R = 0,006$; $\sigma_1 = \frac{x_1}{x_T}$ - коэффициент рассеяния обмотки статора ДМ; $s_{Д}$ - текущее скольжение ДМ.

Представленная система уравнений справедлива для диапазона больших скольжений. В области малых скольжений, когда глубина проникновения поля превышает радиальные размеры ротора, $\lim_{S \rightarrow 0} I'_2 = I_{\mu.p}$, где $I_{\mu.p}$ - составляющая тока холостого хода, которая идет на создание МДС ротора. Величина $\dot{E}'_2 \sqrt{S_{Д}/1+\alpha_R \Delta T}$ - сила теплового и механического воздействия на потоки $I_{1Д}$ и $I'_2 \equiv M_{Д}$, $I'_2 \equiv H_{р}$.

Феноменологические уравнения преобразования энергии в ТМ составляются с той лишь разницей, что скольжение в режиме противовключения равно $(2-s_{Д})$.

Закон регулирования тепловой и механической мощности ПЭМП, который определяется технологическим режимом переработки материалов, может формироваться на основе анализа феноменологических уравнений и нормированных величин: степень сопряжения выходного процесса с входным - $\xi = R_{12}/\sqrt{R_{11} \cdot R_{22}}$; феноменологическая стехиометрия - $Z = \sqrt{R_{22}/R_{11}}$; отношение сил - $\chi = F_j/F_i$.

В дальнейшем будем отмечать индексами "i" и "o" величины соответственно на входе и выходе ПЭМП.

Начнем с анализа феноменологических коэффициентов. Чем меньше значение $R_{io} = R_{oi}$ по сравнению со значениями других коэффициентов, тем выше степень влияния силы на входе F_i , вызывающей поток на выходе. Вместе с тем, при более отрицательных значениях R_{io} увеличивается степень ингибирования (приглушения) входного потока силой на выходе F_o .

Это говорит о том, что коэффициент R_{io} в любом из уравнений связан со степенью сопряжения друг с другом входного и выходного процессов. Но увеличение $-R_{io}$ не всегда соответствует сильному сопряжению. При одновременном росте в одинаковой степени всех коэффициентов (R_{ii} , R_{oo} и $-R_{io}$) - входной и выходной потоки возрастают в той же самой степе-

ни. При этом уже нельзя говорить об изменении сопряжения между двумя потоками. Степень термодинамического сопряжения ξ определяется как коэффициент R_{io} , нормированный на коэффициенты R_{ii} и R_{oo} :

$$\xi = \frac{R_{io}}{\sqrt{R_{ii} \cdot R_{oo}}} \leq 1 \quad (10)$$

Термин "термодинамическое сопряжение" означает, что существует физический процесс, сопрягающий два процесса, которые в противном случае не могли бы быть сопряжены друг с другом. В нашем случае таким процессом является однонаправленный электромагнитный процесс.

В табл. 1 представлены нормированные соотношения потоков и сил для систем феноменологических уравнений ДМ и ТМ.

Таблица 1

№	Вид преобразования	Модуль ПЭМП	Соотношение потоков	Соотношение сил
1	Эл. энергия \rightarrow мех. энергия + тепловая энергия	ДМ	$Z \cdot \frac{i'_{2Д}}{i'_{1Д}}$	$Z \cdot \frac{\dot{E}'_{2Д} \sqrt{s_{Д} / (1 + \alpha_R \Delta T)}}{U_{1Ф}}$
2	Эл. энергия + мех. энергия \downarrow Тепловая энергия	ТМ	$Z \cdot \frac{i'_{2Т}}{i'_{1Т}}$	$Z \cdot \frac{\dot{E}'_2}{U_{1Ф}} \sqrt{\frac{2 - s_{Д}}{1 + \alpha_R \Delta T}}$

В преобразовании "1" при понижении фазного напряжения $U_{1Ф}$ и увеличении скольжения $s_{Д}$ соотношение сил возрастает. При этом соотношение потоков и выходной поток уменьшаются, так как увеличение скольжения "задерживает" снижение первичного тока за счет относительного роста намагничивающей составляющей. При устремлении разности температур ΔT между ротором ПЭМП и материалом (охлаждающая среда) к нулю, что соответствует либо "холодному" состоянию системы "ПЭМП-материал", либо выравниванию температур ротора и материала в "горячем" состоянии, соотношение сил увеличивается, а соотношение потоков уменьшается. При запуске ПЭМП в холодном состоянии ($\Delta T = 0$) соотношение потоков некоторое время уменьшается из-за опережающего снижения вторичного тока.

В фазе "горячего" состояния уменьшение соотношения потоков связано с ухудшением теплообмена ротора с окружающей средой, его усиленным перегревом, и, как следствие, опережающим снижением вторичного тока.

При этом достичь равновесного "горячего" состояния $\Delta T = 0$ при перемещении (обновлении) материала, находящегося в контакте с ротором, практически не удастся. Более вероятным является "горячее" состояние с $\Delta T = 0$ при длительной стоянке под током (заштыбовке) ротора.

Отсутствие материала в ПЭМП означает снижение механической нагрузки на массивный ротор, также снижение скольжения $s_{Д}$, что ведет к снижению ΔT . В начальный момент времени соотношения сил и потоков в преобразованиях "1" и "2" ведут себя по

разному: растет соотношение сил и снижается соотношение потоков в ТМ; снижается соотношение сил и повышается соотношение потоков в ДМ.

Уменьшение ΔT ведет к снижению активного сопротивления ротора и, следовательно, к некоторому увеличению токов ТМ и ДМ. Однако соотношение сил и потоков в ДМ существенно не изменится, так как рост $I'_{2Д}$ вызывает дополнительное увеличение электромагнитного момента и снижение скольжения $s_{Д}$. В ТМ происходит некоторое увеличение соотношения сил и соответствующее снижение соотношения потоков, при этом величина потребляемого из сети тока $I_{1Т}$ увеличивается.

Изменение уровней питающих напряжений ДМ и ТМ вызывает соответствующие изменения соотношения сил и потоков.

Ток ротора I_2 не полностью отражает поток выходной энергии, поскольку не учитывает часть тепловой энергии, выделяемой в статоре, в виде джоулевых потерь в меди обмотки и стали пакета, а также механических потерь в подшипниковых узлах. Более правильным, было бы назначение в качестве выходного потока энергии некоторой интегрирующей величины, учитывающей как поток тепловой энергии от активных и механических частей, так и полезную механическую мощность. Однако, это чрезвычайно усложнило бы построение феноменологических уравнений. Вместе с тем, результаты испытаний ПЭМП и теоретические расчеты показывают, что доля полезной активной энергии, связанной только с ротором, составляет более 84%, т.е. практически вся электромагнитная мощность превращается в полезную мощность. Кроме того, сформированная структура интеграции тепловой энергии предусматривает канализацию тепловой энергии статора в зону перерабатываемого материала транзитом через ротор. Таким образом, величина ΔT в феноменологических уравнениях (8), (9) формируется с учетом теплового потока статора, а ток ротора, как величина, отражающая выходной поток ДМ ПЭМП, также получает усиление по степени сопряжения. В результате итоговая степень сопряжения в ДМ ПЭМП может достигать величины $\xi = 0,98$.

Еще более усложняется структура феноменологических уравнений для ТМ, поскольку часть механической мощности на "вал" ТМ делегирует ДМ и она, естественно, не учитывается во входящем потоке $I_{1Т}$. Поэтому степень сопряжения в процессах преобразования энергии для ТМ несколько ниже и может составлять 0,8-0,9 единиц.

В рамках ТДНТ эффективность преобразования энергии в ПЭМП может оцениваться термодинамической эффективностью функционирования, которая определяется как отношение скорости, с которой ПЭМП вырабатывает выходную свободную энергию к скорости, с которой он потребляет входную свободную энергию [9]:

$$\eta_{td} = -\frac{J_o \cdot F_o}{J_1 \cdot F_1} = j \cdot \chi = (Z\chi) \frac{(Z \cdot \chi) + \xi}{\xi(Z \cdot \chi) + 1} \quad (11)$$

Определив производную $d\eta_{td}/d(Z \cdot \chi)$ при постоянном ξ и приравняв ее к нулю, можно найти оптимальное соотношение сил для соответствующей степени сопряжения:

$$\chi_{opt,\eta} = -\frac{\xi}{Z(1+\sqrt{1-\xi^2})} \quad (12)$$

Однако кажущаяся целесообразность предложенной оценки эффективности для ПЭМП не всегда очевидна. К примеру, если принять сопряжение в системе полным, т.е. $\xi = -1$, то максимальная эффективность соответствует отношению выходной и входной сил χ_1 равному $1/Z$. Но при таком высоком отношении сил абсолютная величина потока на выходе падает до нуля: процесс термодинамически эффективен, но бесполезен, так как скорость его минимальна. Таким образом, чтобы преобразование шло с заметной скоростью, необходимо частично снизить термодинамическую эффективность [9].

Возможна еще одна оценка эффективности преобразования энергии с учетом компромисса в отношениях между скоростью процесса и его термодинамической эффективностью, т.е. состояние максимальной выходной мощности. ПЭМП оптимизируется относительно $-J_o \cdot F_o$, т.е. по отношению к скорости образования свободной энергии на выходе:

$$-\frac{J_o \cdot F_o}{R_{ii} \cdot F_i^2} = -(Z\chi + \xi) \cdot (Z\chi) \quad (13)$$

В соответствии с (11) термодинамическая эффективность ПЭМП определяется как отношение скоростей выработки и потребления свободной энергии. Поэтому энергетический процесс необходимо рассматривать на основе векторного представления потребляемой полной мощности S и ее ортогональных составляющих P , Q , N . Выходной является только активная мощность. Мощность искажения N , обусловленная наличием высших гармоник тока, определяется как мощность невязки между полной мощностью S и ее активной P и реактивной Q составляющими. Пространственную модель исследуемых квазистационарных энергетических процессов можно представить в виде следующих известных соотношений:

$$P = S \cdot \gamma = S \cdot v \cdot \cos\varphi, \quad (14)$$

$$Q = S \cdot \sqrt{v^2 - \gamma^2} = S \cdot v \cdot \sin\varphi, \quad (15)$$

$$N = S\sqrt{1-v^2}, \quad (16)$$

$$N^2 = S^2 - P^2 - Q^2, \quad (17)$$

где γ , $\cos\varphi$, $\sin\varphi$ – энергетические параметры преобразований; v – коэффициент искажения кривой первичного тока; φ – угол сдвига между напряжением питающей сети и потребляемым током.

Очевидно, что термодинамическая эффективность не является эквивалентом коэффициента полезного действия, определенного как соотношение полезной и потребляемой активных мощностей. При устремлении мощности искажения N к нулю, термодинамическая эффективность будем принимать значения, близкие к энергетическому критерию:

$$\lim_{N \rightarrow 0} \eta_{td} = k_\eta = \eta_\eta \cdot \eta_T \cdot \cos\varphi \quad (18)$$

где η_η , η_T – соответственно электрический и тепловой КПД.

Электрический КПД оценивается как соотношение полезной и потребляемой активных мощностей, причем к полезной мощности отнесены следующие составляющие: P_{M1} , P_{M2} – тепловая мощность джоулевых выделений в статорной обмотке и в массивном роторе; P_{CT} – тепловая мощность от вихревых токов и гистерезиса в пакете статора; P_{2MME} – механическая мощность ротора; P_{Mex} , $P_{Доб}$ – тепловая мощность от трения в механических узлах и дополнительных тепловыделений в элементах конструкции ПЭМП.

Тепловой КПД ПЭМП можно определить по следующей формуле:

$$\eta_T = \frac{P_T}{P_{Гр}} \quad (19)$$

где P_T – тепловая мощность, переданная нагреваемому продукту; $P_{Гр}$ – суммарная греющая мощность ($P_{Гр} = P_{M1} + P_{M2} + P_{CT} + P_{Mex} + P_{Доб}$).

Тепловую мощность P_T можно представить следующим соотношением:

$$P_T = \sum_{k=1}^{k=n} \alpha_k S_{TO,k} \cdot \Delta T_k, \quad (20)$$

где α_k – коэффициент теплообмена на k -й поверхности теплосъема $S_{TO,k}$; ΔT_k – разность температур между k -й поверхностью и продуктом.

При сформированной структуре ПЭМП и установлении параметров его отдельных модулей можно установить феноменологические соотношения термодинамических сил и потоков, с проведением нормирования и последующей оптимизацией.

Оптимизационные расчеты проводим для различных степеней сопряжения, начиная с $\xi = 0,5$. Выходные функции, в качестве которых мы берем термодинамическую эффективность, η_{td} и максимум выходной мощности P_{0max} должны быть представлены как функции нормированного отношения сил $Z\chi$ и степени сопряжения ξ . Упрощенная процедура оптимизации представлена на рис. 2, на котором показана последовательность операций по определению максимальной выходной мощности при оптимальной термодинамической эффективности [9].

В верхней части рис. 2 устанавливаем максимумы термодинамической эффективности для каждой степени сопряжения и из полученных точек проводим вертикальные линии до пересечения с графиками нормированной выходной мощности при соответствующей степени сопряжения (нижняя часть рис. 2). Полученные точки соединены штрихпунктирной линией, на которой мы выбираем точку, соответствующую максимальному значению выходной мощности. Проведя вертикальную линию в верхнюю часть рис. 2

из указанной точки до пересечения с графиком термодинамической эффективности при данной степени сопряжения, мы получаем значение оптимальной эффективности при максимуме выходной мощности.

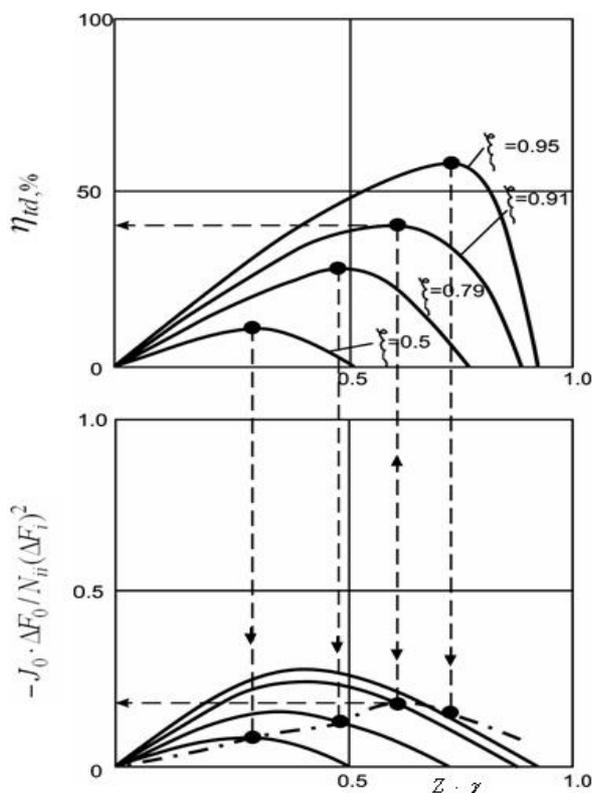


Рис. 2. Графическая интерпретация процедуры оптимизации ПЭМП

Найденное таким образом оптимальное состояние дает возможность установить феноменологические параметры, и, соответственно, параметры электромагнитных систем модулей ПЭМП на основе следующих соотношений [9]:

$$\xi_{\text{опт.}} = \frac{R_{i0}}{\sqrt{R_{ii} \cdot R_{00}}}; \quad (22)$$

$$P_{\text{оmax}} = \frac{-J_0 \cdot \Delta F_0}{R_{ii} (\Delta F_i)^2} = -(Z\xi + \xi) \cdot Z \cdot \xi; \quad (23)$$

$$\eta_{td.od.} = -\frac{\xi_{\text{опт}}}{Z \left[1 + \sqrt{(1 - \xi_{\text{опт}})^2} \right]}; \quad (24)$$

ВЫВОДЫ

1. Установлено, что для описания процессов происходящих в сложных системах, таких как ПЭМП, могут быть применены методы неравновесной термодинамики с поправками на учет диссипации энергии.

2. Выявлено, что зависимости от решаемых технологических задач ПЭМП не всегда должен характеризоваться максимальной термодинамической эффективностью или максимальной выходной мощностью. Для ряда случаев более важной может оказаться работа в режиме максимального выходного потока и др. Однако, для ПЭМП термодинамическая эффективность всегда будет одной из функций, относительно которых оптимизируют преобразователь энергии.

3. Дальнейшие исследования должны быть направлены на поиск алгоритма оптимизации и экстремальных областей с термодинамической эффективностью в переходных режимах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шинкаренко В.Ф., Заблодский Н.Н. Генетическое моделирование и структура генома электротепломеханических преобразователей энергии технологического назначения // Восточно-европ. ж-л передов. технологий. – Харьков. – 2004. – № 2 (8). – С. 44 – 51.
2. Пат. 39226 Україна. МКИ 7Н05В 6/10. Заглибний електронагрівач / Заблодський М.М., Верімієнко В.І. – Бюл. № 5, част. 1. – 2001.
3. Пат. 50242 Україна. МКИ 7F26В 17/18. Шнековий сушильний апарат / Заблодський М.М., Захарченко П.І., Шинкаренко В.Ф., Плюгін В.С. та інші. – Бюл. № 1. – 2005.
4. Заблодский Н.Н. Формирование динамических и энергетических характеристик электротепломеханических преобразователей // Вестник НТУ "ХПИ". Тем. вып. "Проблемы автоматизированного электропривода. Теория и практика. – Харьков: НТУ "ХПИ". – 2002. – № 12. – Т.2. – С. 432-433.
5. Заблодский Н.Н. Модель электромеханического преобразователя как системы с неравновесными термодинамическими процессами преобразования энергии // Вісник Кременчуцького держ. політехн. ун-ту: Наукові праці КДПУ, 2006. – Вип. 3/2006 (38). Ч. 2. – С. 117-121.
6. Эткин В.А. К теории производительности технических систем (http://zhurnal.lib.ru/e/etkin_w_a).
7. Эткин В.А. Термокинетика (термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии). Тольятти, 1999.
8. Эткин В.А. О принципе линейности Онсагера (http://zhurnal.lib.ru/e/etkin_w_a).
9. Термодинамика и регуляция превращений свободной энергии в биосистемах / Пер. с англ. Вестерхоф Х., ван Дам К. - М.: Мир, 1992. – 68 с.

Поступила 15.09.08

Заблодский Николай Николаевич, к.т.н., доц.,
 Квасов Виктор Алексеевич,
 Филатов Максим Анатольевич,
 Лупанов Андрей Викторович
 Донбасский государственный технический университет,
 Украина, 94204, Луганской обл., г. Алчевск, пр. Ленина, 16,
 ДонГТУ, кафедра "Электрические машины и аппараты",
 тел. (06442) 2-05-64, факс (06442) 2-68-87,
 e-mail: info@dgm.edu.ua.