

Общероссийский математический портал

В. Б. Козлов, Термодинамика многоступенчатого инжекторного цикла жидкометаллического МГД-преобразователя, *ТВТ*, 1974, том 12, выпуск 6, 1244–1251

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

22 марта 2025 г., 11:46:47



УДК 536.248.2

ТЕРМОДИНАМИКА МНОГОСТУПЕНЧАТОГО ИНЖЕКТОРНОГО ЦИКЛА ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО МГД-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ*В. В. Козлов*

Рассмотрен процесс многоступенчатого смешения при заданном распределении температурных и энтропийных интервалов по отдельным ступеням. Представлен способ выражения многоступенчатого процесса произвольного вида в термодинамических координатах с использованием для распределения температурных и энтропийных интервалов по ступеням аналитических зависимостей. Разработан метод термодинамического расчета многоступенчатого процесса при использовании в качестве исходных данных только температурных и энтропийных параметров располагаемого одноступенчатого варианта, свойств рабочего тела в этих условиях, числа этапов процесса и текущего номера ступени. При равном распределении температурных и энтропийных интервалов по отдельным ступеням получены выражения для определения основных показателей, характеризующих процесс многоступенчатого смешения.

Одним из рассматриваемых методов повышения эффективности инжекторного цикла жидкометаллического МГД-преобразователя является процесс многоступенчатого смешения. Анализ данного процесса и термодинамическим методам его расчета и оптимизации посвящены работы [1–8]. Конечным этапом указанных исследований являлось определение в аналитическом виде [1–5] или численным методом [6–8] итоговой скорости на выходе из разгонного устройства и общей эффективности преобразования тепловой энергии в кинетическую. Необходимость определения отдельных показателей многоступенчатого процесса (паросодержаний, энтальпий, теплоперепадов, коэффициентов инжекции, конечных скоростей) и использования термодинамических свойств рабочего тела при параметрах промежуточных ступеней существенно усложняют метод расчета и необходимый объем численных операций. Указанное затрудняет практическую применимость расчетной методики, приемлемость ее к алгоритмизации и осуществление вычислений с помощью ЭЦВМ. В большинстве рассматриваемых работ итоговая скорость и эффективность процесса представлены в зависимости от значений энтальпий в отдельных этапах процесса, что совместно с дискретностью операций расчета по ступеням затрудняет определение в явном виде влияния температурных параметров на указанные выше показатели системы.

В данной работе излагается попытка разработать метод термодинамической оценки многоступенчатого процесса, позволяющей использовать в качестве исходной информации для расчета только параметры располагаемого одноступенчатого процесса; сократить число необходимых в расчете промежуточных показателей процесса до значений теплоперепадов, коэффициентов инжекции, скоростей и выразить их в зависимости от исходных параметров располагаемого одноступенчатого варианта, числа этапов процесса и порядкового номера ступени; исключить необходимость

использования табличных данных по термодинамическим свойствам рабочего тела при параметрах промежуточных ступеней, представив их в зависимости от значений термодинамических свойств при исходных параметрах располагаемого одноступенчатого варианта, числа этапов процесса и порядкового номера ступени.

Многоступенчатое инжектирование рабочего тела может быть осуществлено, если задано распределение скоростей и масс потоков по отдельным этапам процесса. Указанные физические показатели являются однозначно заданными в расчете, если известен способ распределения располагаемого энтальпийного и энтропийного или температурного и энтропийного интервалов по отдельным ступеням процесса. Следует отметить, что способ распределения энтальпий при заданном методе распределения энтропий по отдельным этапам однозначно определяет распределение температур в многоступенчатом процессе. Далее термодинамический метод анализа проведен для частного случая задания хода процесса — равного распределения располагаемого температурного и энтропийного интервалов по отдельным ступеням, т. е. когда

$$\Delta T_j = \Delta T_0 / n, \quad \Delta S_j = \Delta S_0 / n. \quad (1)$$

Очевидно, что расчет многоступенчатого процесса с использованием рассматриваемой методики может быть осуществлен при любом произвольном распределении температурного и энтропийного интервалов по ступеням процесса, представленных зависимостями вида

$$\Delta T_j = \Delta T_0 f_1(j, n)$$

и

$$\Delta S_j = \Delta S_0 f_2(j, n).$$

При осуществлении процесса многоступенчатого смешения происходит снижение полезной площади цикла в термодинамических координатах T, S , представленной на рис. 1, а в виде заштрихованной части. Для выяснения термодинамической сущности многоступенчатого процесса рассмотрим зависимость термического к.п.д. $\eta_{t(n)}$ ступенчатого цикла от числа этапов расширения.

В процессе многоступенчатого смешения в каждой последующей j -ступени расход рабочего тела возрастает на u_j кг по сравнению с предыдущей $j-1$ -ступенью, что представляет необходимый расход охлаждающей жидкости для конденсации, подаваемой на данном этапе процесса. Рассмотрим далее влияние числа этапов расширения на термический к.п.д. $\eta_{t(n)}$ ступенчатого цикла для 1 кг рабочего тела, так как влияние переменности масс учитывает внутренний относительный к.п.д. многоступенчатой системы.

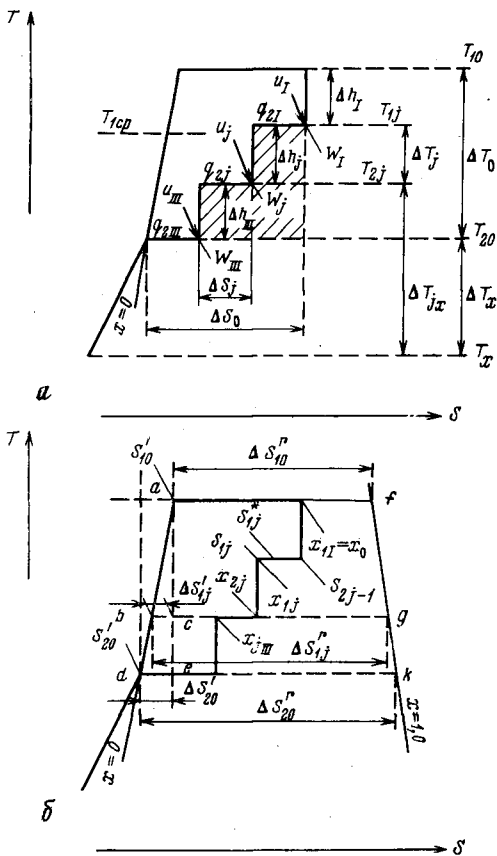


Рис. 1. Термодинамический цикл многоступенчатого процесса смешения и конденсации (на примере трех ступеней) в переменных TS

Отводимое тепло в каждой ступени есть $q_{2j} = \Delta S_j T_{2j}$, а все отводимое тепло в многоступенчатом цикле можно представить в виде

$$q_{2n} = \sum_1^n \Delta S_j T_{2j}. \quad (2)$$

Используя выражение (2) для многоступенчатого цикла, составленного из одно-, двух-, трех-, четырех- и n - ступеней процесса, можно получить следующие зависимости:

$$\begin{aligned} q_{2(I)} &= \Delta S_0 T_{20}, \\ q_{2(II)} &= \sum_1^{II} \Delta S_j T_{2j} = \frac{\Delta S_0}{2} \left[2T_{20} + \frac{\Delta T_0}{2} \right], \\ q_{2(III)} &= \sum_1^{III} \Delta S_j T_{2j} = \frac{\Delta S_0}{3} [3T_{20} + \Delta T_0], \\ q_{2(IV)} &= \sum_1^{IV} \Delta S_j T_{2j} = \frac{\Delta S_0}{4} \left[4T_{20} + \frac{6}{4} \Delta T_0 \right], \\ &\dots \dots \dots \\ q_{2(n)} &= \sum_1^n \Delta S_j T_{2j} = \frac{\Delta S_0}{n} \left[nT_{20} + \left(\frac{n-1}{2} \right) \Delta T_0 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

С учетом полученного выражения для отводимого тепла $q_{2(n)}$ (3) можно представить термический к.п.д. $\eta_{t(n)}$ многоступенчатого цикла в виде

$$\eta_{t(n)} = \frac{\sum_1^n \Delta h_j}{q_0} = \frac{q_0 - q_{2(n)}}{q_0} = \frac{T_{1cp} - [T_{20} + (n-1/2n) \Delta T_0]}{T_{1cp}}, \quad (4)$$

где средняя термодинамическая температура подвода тепла в цикле рассматриваемого одноступенчатого варианта есть $T_{1cp} = (C_p^I \Delta T_0 + r_{10} x_0) / \Delta S_0$. В частном случае, когда начальный процесс расширения многоступенчатого цикла осуществляется при начальном паросодержании $x_0 = 0$, термический к.п.д. принимает вид

$$\eta'_{t(n)} = 1 - \frac{2}{T_{10} + T_{20}} \left[T_{20} + \left(\frac{n-1}{2n} \right) \Delta T_0 \right]. \quad (5)$$

В одноступенчатом процессе при $n=1$ и осуществлении цикла с начальным паросодержанием $x_0 > 0$ выражение (4) преобразуется к виду $\eta_{t(I)} = \eta'_t + z \eta'_t / 1 + z$, а при осуществлении цикла с паросодержанием $x_0 = 0$ выражение (5) — соответственно в $\eta'_{t(I)} = T_{10} - T_{20} / T_{10} + T_{20}$. В первом случае $z = r_{10} x_0 / C_p^I \Delta T_0$ — отношение подводимого к рабочему телу тепла для испарения к теплу для нагрева жидкости. Указанные выражения для термического к.п.д. цикла $\eta_{t(I)}$ и $\eta'_{t(I)}$ в одноступенчатом варианте получены ранее в [9].

Полученные в общем виде выражения (4) и (5) позволяют количественно проследить влияние изменения числа этапов многоступенчатого процесса на термический к.п.д. С ростом числа ступеней n термический к.п.д. снижается. Предельное значение к.п.д. для общего случая начального паросодержания $x_0 > 0$ имеет вид

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \eta_{t(n)} = 1 - \frac{T_{10} + T_{20}}{2T_{1cp}} = 1 - \frac{(T_{10} + T_{20}) \Delta S_0}{2(C_p^I \Delta T_0 + r_{10} x_0)}. \quad (6)$$

Предельное значение термического к.п.д. при начальном паросодержании многоступенчатого цикла $x_0 = 0$ соответственно равно $\lim_{n \rightarrow \infty} \eta'_{t(n)} = 0$. Зависи-

мость термического к.п.д. $\eta_{t(n)}$ от числа этапов процесса n при различных начальных паросодержаниях x_0 представлена на рис. 2. Здесь и далее приводятся результаты расчета для калия в качестве рабочего тела, термодинамические свойства которого взяты из данных [10].

Полученное общее выражение для термического к.п.д. $\eta_{t(n)}$ (4) и некоторые представленные результаты его анализа могут быть использованы не только при исследовании процессов многоступенчатого смешения, но и

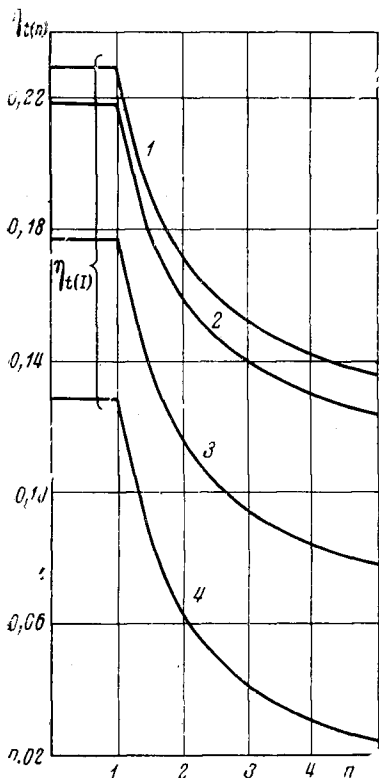


Рис. 2. Зависимость термического к.п.д. $\eta_{t(n)}$ многоступенчатого процесса от числа этапов расширения:

$T_{10} = 1300^\circ \text{K}$; $T_{20} = 1000$; 1 — $x_0 = 1,0$;
2 — $x_0 = 0,5$; 3 — $x_0 = 0,1$; 4 — $x_0 = 0,0$

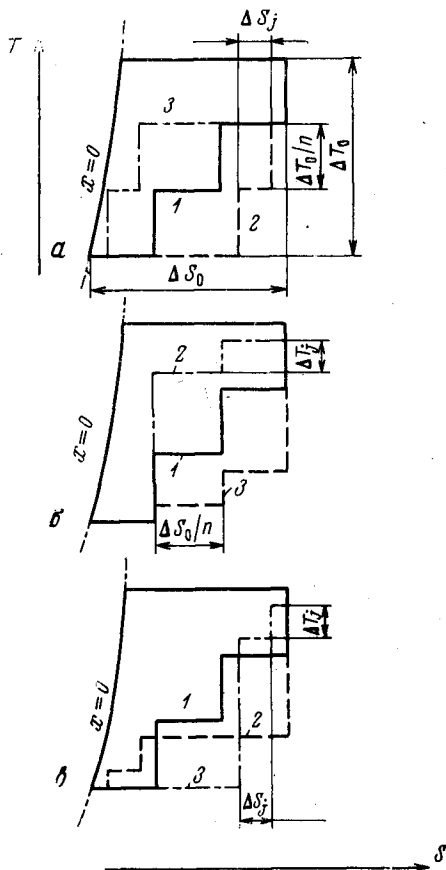


Рис. 3. Термодинамический цикл многоступенчатой системы в переменных TS (на примере трех ступеней) при различном распределении температуры и энтропии по этапам процесса

при рассмотрении любого, в том числе и турбинного цикла на насыщенном паре, имеющего аналогичное графическое выражение в термодинамических координатах TS .

Основными показателями, характеризующими многоступенчатый процесс инжектирования, являются итоговая скорость на выходе разгонного устройства и общая эффективность преобразования тепловой энергии в кинетическую. Результирующая скорость после процесса смешения в первой, второй и любой j -ступени может быть представлена в виде

$$W_I = \varphi \left[\frac{\varphi'' \sqrt{2\Delta h_I} + \varphi' W_{Iz} u_I}{1 + u_I} \right],$$

$$W_{II} = \varphi \left[\frac{\varphi'' \sqrt{2\Delta h_{II} + W_{I}^2} (1 + u_I) + \varphi' W_{IIx} u_{II}}{1 + u_I + u_{II}} \right],$$

.....

$$W_j = \varphi \left[\frac{\varphi'' \sqrt{2\Delta h_j + W_{j-1}^2} \left(1 + \sum_1^{j-1} u_j \right) + \varphi' W_{jx} u_j}{1 + \sum_1^n u_j} \right]. \quad (7)$$

В соответствии с выражением (7) метод расчета может предусматривать для всех этапов процесса постоянное значение скорости $W_{jx} = \text{const}$, подаваемой для конденсации холодной жидкости. В ряде исследований расчет многоступенчатого процесса проводился при постоянной относительной скорости жидкости $\omega_j = \text{const}$ в каждой ступени. В этом случае выражение (7) для скорости потока на выходе из j -ступени процесса примет вид

$$W_j = \varphi \sqrt{2\Delta h_j + W_{j-1}^2} \left[\frac{\varphi'' \left(1 + \sum_1^{j-1} u_j \right) + \varphi' \omega_j u_j}{1 + \sum_j^n u_j} \right]. \quad (7a)$$

Следует отметить, что при условии $\omega_j = \text{const}$ величина абсолютной скорости в каждой ступени различна ($W_j = \text{var}$) и зависит от динамической скорости парового потока на входе в очередной участок конденсации. Указанное влияет на вносимую с холодной жидкостью кинетическую энергию, и при всех прочих равных условиях расчеты при $W_j = \text{const}_1$ и $\omega_j = \text{const}_2$ дадут различные результаты. Общая эффективность цикла преобразования тепловой энергии в кинетическую с использованием многоступенчатой инжекторной системы может быть представлена в виде

$$\eta_{(n)}^{\Pi} = \frac{W_{j=n}^2 + \sum_1^n u_j (W_{j=n}^2 - W_{jx}^2)}{2q_0} = \left[\frac{\sum_1^n \Delta h_j}{q_0} \right] \times$$

$$\times \left[\frac{W_{j=n}^2 + \sum_1^n u_j (W_{j=n}^2 - W_{jx}^2)}{2 \sum_1^n \Delta h_j} \right]. \quad (8)$$

В правой части уравнения (8) первая квадратная скобка представляет термический к.п.д. $\eta_{(n)}^{\Pi}$ многоступенчатой системы, выражение которого получено выше (4). Вторая квадратная скобка представляет внутренний относительный к.п.д. многоступенчатого инжектора $\eta_{oi(n)}^{\Pi}$, для расчета величины которого с использованием (7) необходимо определить коэффициенты инжекции u_j и теплоперепады Δh_j по этапам процесса. Поставленные выше требования к построению метода термодинамического расчета будут выполнены, если выражения u_j и Δh_j в каждой ступени представить через исходные параметры располагаемого одноступенчатого варианта, число ступеней и порядковый номер этапа процесса.

Рассматривая последовательность выражений для определения начальных и конечных температур в каждой ступени подобно тому как это сделано для отводимого тепла в этапах процесса (3), можно получить зависимости

$$T_{1j}=T_{20} + \left(\frac{n+1-j}{n}\right) \Delta T_0; \quad T_{2j}=T_{20} + \left(\frac{n-j}{n}\right) \Delta T_0. \quad (9)$$

Величины энтропии и паросодержания после смешения с учетом изменения массы потока в процессе конденсации можно представить в виде

$$S_{1j}^* = \frac{\left[\left(1 + \sum_1^{j-1} u_{j-1}\right) S_{2j-1} + u_j S_x \right]}{\left(1 + \sum_1^j u_j\right)}, \quad (10)$$

$$X_{1j}^* = (S_{1j}^* - S_{1j}') / \Delta S_{1j}^r. \quad (11)$$

Коэффициент инжекции в j -ступени процесса при условии изобарической конденсации может быть в общем случае представлен в виде

$$u_j = \frac{\left(1 + \sum_1^{j-1} u_{j-1}\right) (S_{2j-1} - S_{1j}^*) T_{1j}}{C_p^{II} \Delta T_{jx}} = \frac{\left(1 + \sum_1^{j-1} u_{j-1}\right) (x_{2j-1} - X_{1j}^*) r_{1j}}{C_p^{II} \Delta T_{jx}}. \quad (12)$$

Для определения величины энтропии после процесса смешения по (10) необходимо знать коэффициент инжекции данной ступени (12), поэтому значение S_{1j}^* может быть определено в общем случае из выражения, полученного из решения системы уравнений (10) и (12)

$$(S_{1j}^*)^2 T_{1j} - S_{1j}^* [A + T_{1j} (S_{2j-1} + S_x)] + S_{2j-1} [A + T_{1j} S_x] = 0, \quad (13)$$

где $A = C_p^{II} \Delta T_{jx} \left(1 + \sum_1^{j-1} u_{j-1}\right)$, u_j аналогично выражению (12), а температурная разность $\Delta T_{jx} = \Delta T_x + [(n-j)/n] \Delta T_0$.

Применяя существующие для рабочего тела соотношения при осуществлении процессов под кривой насыщения для срабатываемого теплоперепада в j -ступени процесса, можно получить зависимость

$$\Delta h_j = C_p^I (T_{1j} - T_{2j}) \eta_{1j}' + X_{1j}^* r_j \eta_{kj}. \quad (14)$$

В ряде исследований по термодинамике жидкометаллических МГД-преобразователей в рассматриваемой зоне параметров цикла принималось допущение $dT/dS=0$ [11]. При этом соответственно $\Delta S_{10}^r = \Delta S_{1j}^r = \Delta S_{20}^r$, а начальное паросодержание в каждой ступени процесса в этом случае может быть представлено в виде

$$x_{1j} = x_0 \left[\frac{n-j+1}{n} \right] \frac{T_{1j}}{T_{10}}. \quad (15)$$

В одноступенчатом процессе при $n=j=1$ и $T_{1j}=T_{10}$ по уравнению (15) паросодержание $x_{1j}=x_{11}=x_0$, а в последнем этапе многоступенчатой системы при $j=n$ — соответственно $x_{1n}=x_0 (T_{1n}/nT_{10})$. В представленном виде метод расчета не учитывает изменения термодинамических свойств рабочего тела в зависимости от температурных параметров по этапам процесса. При снятии допущения $dT/dS=0$ для осуществления расчета следует учитывать, что $S_{2j-1}=S_{1j}=[\Delta S_0(n-j+1)+uS_{20}']/n$, и приближенный учет изменения необходимых термодинамических свойств рабочего тела

В зависимости от температуры может быть осуществлен, если на основании подобия треугольников abc и ade и трапеции $abgf$ и $adkf$ составить зависимости

$$\Delta S_{1j}' = \Delta S_{10}'(j-1)/n, \quad (16a)$$

$$\Delta S_{1j}^r = \Delta S_{10}^r + \frac{2\Delta S_{20}'(j-1)}{n}, \quad (16b)$$

$$r_{1j} = \frac{\Delta S_{1j}^r}{T_{1j}} = \frac{[r_{10} + (r_{20} - r_{10})(j-1)]}{n} \quad (16в)$$

и представить начальное паросодержание x_{1j} каждой ступени в виде

$$x_j = \frac{x_0 + (\Delta S_{20}'/\Delta S_{10}^r)(j-1)/n}{1 + 2(\Delta S_{20}'/\Delta S_{10}^r)(j-1)/n}. \quad (17)$$

Сопоставление требуемых в расчете термодинамических свойств рабочего тела ΔS_{1j}^r , S_{1j}' и r_j при температурных параметрах ступеней процесса из пяти этапов, найденных по уравнению (16), с их табличными значениями при тех же температурах, представлено в таблице. Относительное отклонение значений в заданном температурном интервале не превышает $\sim 2,4\%$ для ΔS_{1j}^r , $1,6 \cdot 10^{-3}\%$ для S_{1j}' и $0,04\%$ для r_j .

Уравнения (9)–(11), (13)–(15) и (7), (8) позволяют осуществить расчет многоступенчатого процесса в соответствии с поставленными выше условиями: использованием параметров и термодинамических свойств рабочего тела исходного одноступенчатого варианта, числа этапов процесса и текущего напора ступени. Изменение требуемых в расчете термодинамических свойств рабочего тела в процессе снижения температуры по ступеням представлено в зависимости от значений n и j .

Термодинамические свойства калия ΔS_{1j}^r , S_{1j}' , r_j при температурах текущей ступени по табличным данным [10] зависимости (14) и относительная ошибка определения δ

n	Параметры, $T_1, T_2, \text{ }^\circ\text{K}$	ΔS_{1j}^r , ккал/кг $^\circ\text{K}$	ΔS_{1j}^r , ккал/кг $^\circ\text{K}$ (табл.)	δ , %	S_{1j}' , ккал/кг $^\circ\text{K}$	S_{1j}' , ккал/кг $^\circ\text{K}$ (табл.)	δ , %	r_j , ккал/кг	r_j , ккал/кг (табл.)	δ , %
0	$T_{10} = T_1 = 1300$	0,3292	0,3292	0	0,7158	0,7158	0	434,5	434,5	0
1	$T_2 = T_{II} = 1240$	0,3568	0,3519	1,3924	0,7054	0,7061	$0,991 \cdot 10^{-3}$	441,9	442,1	0,0362
2	$T_{2II} = T_{III} = 1180$	0,3844	0,3760	2,2340	0,6950	0,6960	$1,436 \cdot 10^{-3}$	449,4	449,6	0,0489
3	$T_{2III} = T_{IV} = 1120$	0,4120	0,4023	2,4111	0,6846	0,6857	$1,604 \cdot 10^{-3}$	456,8	457,0	0,0394
4	$T_{2IV} = T_V = 1060$	0,4396	0,4331	1,5008	0,6742	0,6749	$1,037 \cdot 10^{-3}$	464,3	464,4	0,0301
5	$T_{2V} = T_{20} = 1000$	0,4672	0,4672	0	0,6638	0,6638	0	471,7	471,7	0

Разработанный метод расчета позволяет ставить и оптимизировать различные случаи осуществления многоступенчатого процесса, характер которого может быть задан видом зависимости (1). На рис. 3 в термодинамических координатах TS в качестве примера представлены различные случаи осуществления трехступенчатого процесса. На всех диаграммах процесс 1 задан с помощью зависимости (1). Процессы 2 и 3 отличаются от процесса 1 распределением энтропийного интервала ΔS_0 по отдельным ступеням (рис. 3, а). Для процессов 2 и 3 на данном рисунке распределение энтропии по ступеням в общем виде может быть представлено соответственно в виде

$$\Delta S_j = \Delta S_0 \left[\frac{k-1}{k^n-1} \right] k^{j-1}, \quad (18a)$$

$$\Delta S_j = \Delta S_0 \left[\frac{k-1}{k^n-1} \right] k^{n-j}. \quad (18б)$$

Процессы 2 и 3 (рис. 3, б) отличаются от процесса 1 распределением температурного интервала ΔT_0 по ступеням процесса, что в общем виде

может быть представлено соответственно в виде

$$\Delta T_j = \Delta T_0 \left[\frac{k-1}{k^n-1} \right] k^{j-1}, \quad (19a)$$

$$\Delta T_j = \Delta T_0 \left[\frac{k-1}{k^n-1} \right] k^{n-j}. \quad (19б)$$

В выражениях (18а) и (19а) $k = \Delta S_j / \Delta S_{j-1}$ и $k = \Delta T_j / \Delta T_{j-1}$, в выражениях (18б) и (19б) соответственно $k = \Delta S_j / \Delta S_{j+1}$ и $k = \Delta T_j / \Delta T_{j+1}$. Во всех случаях $k > 1$ и в отличие от n может быть не целым числом. Используя зависимости (18), (19) и различные сочетания значений n и k , можно получить практически любой вид процесса в термодинамических координатах TS , что иллюстрирует рис. 3, в. Приведенные выше уравнения (3)–(6) и (9)–(12) получены для процесса, представленного зависимостью (1). В соответствии с изложенным выше возможно получение метода расчета для многоступенчатого процесса произвольного вида. Термодинамический анализ многоступенчатого инжекторного цикла с регенерацией тепла может быть осуществлен с использованием предлагаемой методики. Положительным в этом случае является то, что метод представляет в явном виде зависимость эффективности процесса от температурных параметров цикла. При этом наиболее удобно осуществление оптимизации цикла по распределению температур регенеративного подогрева по этапам процесса.

Обозначения: T_{10} , T_{20} и $\Delta T_0 = T_{10} - T_{20}$ – начальная и конечная температуры расширения и располагаемый температурный интервал; T_x и $\Delta T_x = T_{20} - T_x$ – температура холодной жидкости и минимальная температурная разность; x_0 – начальное паросодержание инжектирующего потока; ΔS_0 – располагаемый энтропийный интервал; n – число этапов многоступенчатого процесса (I, II, III...); j – текущий номер ступени ($1 \leq j \leq n$); $\Delta S_{10}^r = S_{10}'' - S_{10}'$; $\Delta S_{20}^r = S_{20}'' - S_{20}'$ – разности энтропий пара и жидкости рабочего тела при температурах T_{10} и T_{20} ; $\Delta S_{20}' = S_{10}' - S_{20}'$ – разность энтропии жидкости рабочего тела при температурах T_{10} и T_{20} ; r_{10} , r_{20} – теплота парообразования рабочего тела при температурах T_{10} и T_{20} ; ΔT_j , ΔS_j – снижение температуры и энтропии в каждой ступени; u_j , Δh_j и W_j – коэффициент инжекции или коллеса холодно́й жидкости, подмешиваемой к пару, располагаемый статический теплоперепад и конечная скорость после смешения в каждой ступени соответственно; C_p^I , C_p^{II} – изобарные теплоемкости рабочего тела в зоне нагрева (интервал температур T_{10} и T_{20}) и зоне охлаждения (интервал температур T_{20} и T_x) соответственно; $\eta_{hj} = (T_{1j} - T_{2j}) / T_{1j}$ – к.п.д. цикла Карно в температурном интервале ступени; $\eta_j = (T_{1j} - T_{2j}) / (T_{1j} + T_{2j})$ – термический к.п.д. цикла при $x_0 = 0$ в температурном интервале i -ступени; $\omega_j = W_x / \sqrt{2\Delta h_j + W_{j-1}}$ – относительная скорость холодной жидкости в j -ступени; φ'' , φ' , φ – коэффициенты скорости в процессах расширения пара, жидкости и изобарического смешения соответственно.

ЭНИН им. Г. М. Кржижановского

Поступила в редакцию
20 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Radebold et al. Proc. of an Intern. Symp., 3, 234, Paris, 1964.
2. L. S. Dzung. Beschleunigung eines Flüssigkeitsstroms durch einen Dampfstrahl als Antrieb eines MHD-generators. BWK, № 1, 1965.
3. Z. Bayer. Electricity from MHD, Proc. of a Symp., Warsaw, 24–30, July, 4, 1968, SM–107/14.
4. W. Oldekop, D. Rex. Eighth Symp. on Eng. Aspects of MHD. Stanford, 1967.
5. D. Rex. Electricity from MHD, Proc. of a Symp., Warsaw, 24–30, July, 1968, SM–107/111.
6. J. Freund. Electricity from MHD, Proc. of a Symp. Warsaw, 24–30, July, 4, 1968, SM–107/10.
7. R. Radebold et al. Electricity from MHD, Proc. of a Symp., Salzburg, 1966, SM–74/30.
8. В. Б. Козлов, Г. В. Циклаури. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, № 2, 1968.
9. Д. Д. Калафати, В. Б. Козлов. Теплофизика высоких температур, 3, № 5, 1965.
10. Э. Э. Шпильрайн и др. Теплофизические свойства щелочных металлов. Изд. Стан-дартов, 1970.
11. A. G. Hammit. Electricity from MHD, Proc. of an Intern. Symp., Salzburg, 1966, SM–74/193.