



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Д. Д. Калафати, В. Б. Козлов, Цикл однокомпонентного жидкометаллического МГД-преобразователя с сепарацией пара до и смешением потока после МГД-генератора, *ТВТ*, 1970, том 8, выпуск 4, 879–884

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: 18.97.14.91

20 марта 2025 г., 12:07:04



УДК 621.313.12:538.4

**ЦИКЛ ОДНОКОМПОНЕНТНОГО ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО
МГД-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С СЕПАРАЦИЕЙ ПАРА
ДО И СМЕШЕНИЕМ ПОТОКА ПОСЛЕ МГД-ГЕНЕРАТОРА**

Д. Д. Калафати, В. Б. Козлов

Проведен термодинамический анализ цикла схемы МГД-преобразователя с сепарацией однокомпонентного жидкометаллического рабочего тела до и смешением потоков после МГД-генератора, что позволило определить основной источник потерь кинетической энергии с потоком пара после сепарации. Полученные результаты позволяют проследить влияние изменения термодинамических параметров и свойств рабочего тела на термический к.п.д. цикла, массовый к.п.д. сепаратора и общий к.п.д. цикла с обратимым расширением рассматриваемой схемы.

Найденные аналитические зависимости позволили определить в явном виде в цикле с обратимым расширением оптимальные паросодержания, соответствующие максимуму общего к.п.д. цикла, снимаемой работы или мощности и значение паросодержания, соответствующего изменению характера зависимости массового к.п.д. сепаратора от температурного интервала цикла.

В опубликованных схемах с гомогенным состоянием рабочего тела в МГД-генераторе (МГДГ) можно выделить два основных способа ликвидации образовавшейся в процессе ускорения паровой фазы до входа в МГД-

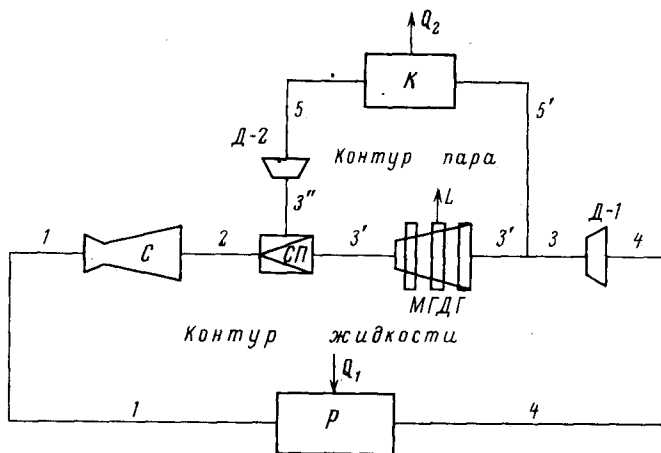


Рис. 1. Принципиальная схема МГД-преобразователя с сепарацией пара до и смешением потоков после МГДГ (*К* — конденсатор, *Д* — диффузор, *С* — сопло, *СП* — сепаратор, *Р* — реактор)

канал: конденсация паровой фазы смешением с заранее охлажденной жидкостью и сепарация паровой фазы с ее последующей конденсацией. Термодинамический анализ схемы со смешением потоков перед МГДГ проведен в [1, 2].

В данной статье рассматриваются схемы с сепарацией паровой фазы рабочего тела перед входом в МГДГ.

Схема энергетической установки на однокомпонентном рабочем теле с сепарацией пара, последующей конденсацией и смешением перед соплом опубликована в [3]. По этой схеме поток рабочего тела из источника тепла смешивается перед соплом с потоком холодной жидкости из конденсатора, в результате чего происходит снижение начального теплоперепада потока, так как при влажном паре на входе в сопло ($X_1 > 0$) уменьшается степень сухости, а при кипящей жидкости ($X_1 = 0$) снижается начальная температура жидкости.

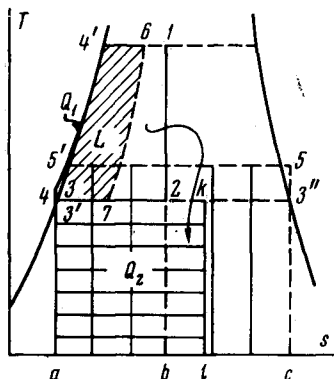


Рис. 2. Термодинамический цикл для схемы с сепарацией пара до и смешением потоков после МГДГ

рис. 2. По этой схеме рабочее тело при начальном давлении P_1 нагревается в источнике тепла (кипящем реакторе в одноконтурной схеме) до температуры T_1 и сухости X_1 , поступает в сопло, где адиабатически расширяется до давления P_2 (температуры насыщения T_2) и сухости X_2 , после чего в сепараторе происходит разделение фаз. Основная жидкая часть рабочего тела, пропорциональная $(1 - X_2)$, направляется в МГДГ, где кинетическая энергия потока преобразуется в электрическую, а оставшаяся паровая часть идет в конденсатор и затем смешивается с основным потоком рабочего тела после МГДГ.

Смешение потоков из МГД-канала и конденсатора происходит при конечном давлении цикла и малых скоростях, а повышение давления суммарного потока рабочего тела до начального давления осуществляется в диффузоре-1 за счет предусмотренного остаточного скоростного напора жидкости после МГДГ. Так как холодный конденсат смешивается с основным потоком не перед соплом, а после МГД-канала, то параметры рабочего тела на выходе из реактора равны параметрам на входе в сопло, т. е. возможность повышения температуры или паросодержания рабочего тела в источнике тепла используется полностью.

Кинетическая энергия пара после сепаратора может быть использована для повышения давления в диффузоре-2 (рис. 1) в процессе $3''-5$ (рис. 2), что несколько повысит температуру конденсации. Работа обратимого сжатия пара равна кинетической энергии потока на 1 кг рабочего тела в контуре конденсатора и эквивалентна площади $53''345$, равной площади 12761 и $2\text{ klb}2$.

Работа 1 кг пара рабочего тела из реактора при расширении эквивалентна в обратимом цикле площади $12344'1$. Так как с паром уходит часть кинетической энергии потока, то доля работы, пропорциональная X_2 , теряется. Следовательно, данный цикл, как и все циклы МГД-преобразования с сепарацией жидкометаллического рабочего тела, можно только условно рассматривать как обратимый. В связи с этим названием анализируемый цикл

В схеме [4] используется двухкомпонентное рабочее тело с целью создания паровой фазы, осуществляющей разгон высококипящего теплоносителя из реактора в жидком состоянии. Смешение в обеих схемах происходит до сопла при максимальном давлении цикла, поэтому за конденсатором должен быть установлен электромагнитный насос, на привод которого тратится часть электрической мощности МГДГ.

Ниже предлагается принципиальная схема цикла однокомпонентного жидкометаллического МГД-преобразователя с сепарацией пара до и смешением потоков после МГДГ [5]. Схема цикла представлена на рис. 1, а ее обратимый термодинамический цикл в координатах $T-s$ на

циклом с обратимым расширением (из-за необратимого контура пара) в отличие от полностью обратимого цикла в заданном интервале параметров. Потерянная часть работы в необратимом контуре пара может быть найдена, если соответствующие изменения энтропии для площади, изображающей работу 1 кг пара рабочего тела (площадь 12344'1), умножить на X_2 . Следовательно, в цикле с обратимым расширением в МГДГ может быть получена работа, пропорциональная $(1 - X_2)$, и эквивалентная площадь 67344'6.

При изобарическом охлаждении в конденсаторе будет отводиться теплота парообразования и кинетическая энергия потока, что в сумме выражается площадью $a3k1a$, где площадь $b2klb$ равна площади 12761.

Выражение для термического к.п.д. η_t полностью обратимого цикла рассматриваемой схемы аналогично полученному в [2] и равно

$$\eta_t = (\eta_i' + z\eta_k) / (1 + z), \quad (1)$$

где $z = r_1 X_1 / c_p (T_1 - T_2)$ — отношение тепла, затраченного на испарение, к теплу, пошедшему на нагрев жидкости. Необратимые потери кинетической энергии в потоке отсепарированного пара в цикле с обратимым расширением могут быть учтены с помощью массового к.п.д. η_{oi}^m сепаратора. Рассмотрим влияние на его величину параметров и термодинамических свойств рабочего тела.

Выражение для массового к.п.д. сепаратора η_{oi}^m для изоэнтропического процесса расширения можно представить в виде

$$\eta_{oi}^m = 1 - X_2 = (\Delta s_2 - \Delta s' - X_1 \Delta s_1) / \Delta s_2. \quad (2)$$

Учитывая, что под кривой насыщения $\Delta s = r / T_s$, и представляя $\Delta s' = c_p (T_1 - T_2) / T_{cp}$ ($T_{cp} = 0,5(T_1 + T_2)$ — средняя арифметическая температура), получим

$$\eta_{oi}^m = [T_{cp}(T_1 r_2 - X_1 T_2 r_1) - c_p(T_1 - T_2) T_1 T_2] / r_2 T_{cp} T_1. \quad (3)$$

Обозначая параметр z как z_1 для паросодержания X_1 и как $z_2^m = r_2 / c_p (T_1 - T_2)$ для паросодержания $X_2 = 1$, выразим массовый к.п.д. сепаратора η_{oi}^m , характеризующий основной источник потерь уже в обратимом цикле, через температурные границы цикла и термодинамический параметр z :

$$\eta_{oi}^m = [T_1 z_2^m - T_2 z_1 - 2T_1 T_2 / (T_1 + T_2)] / T_1 z_2^m. \quad (4)$$

Зависимость к.п.д. η_k цикла Карно, термического к.п.д. η_t , массового к.п.д. сепаратора η_{oi}^m и к.п.д. η^u цикла с обратимым расширением от начальной температуры цикла T_1 при различных значениях паросодержания X_1 ($X_1 = 0$ и $X_1 = 0,1$) приведена на рис. 3. Здесь и далее представлены результаты, полученные при использовании калия в качестве рабочего тела, термодинамические свойства которого брались из работы [6]. С ростом начальной температуры η_k и η_t растут во всех случаях, однако характер изменения η_{oi}^m при $X_1 = 0$ и $X_1 = 1,0$ совершенно противоположный. В слу-

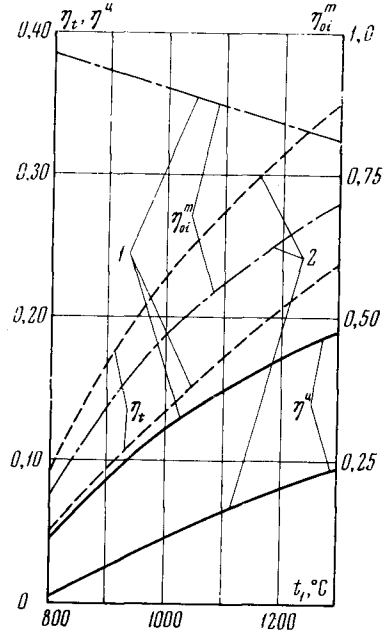


Рис. 3. Зависимость η_t , η_{oi}^m и η^u цикла с обратимым расширением от начальной температуры цикла t_1 ($t_2 = 700^\circ \text{C}$): 1 — $X_1 = 0$; 2 — $X_1 = 1,0$

чае $X_1 = 0$ с ростом температуры растет конечное паросодержание X_2 в результате изэнтропического расширения ($ds/dT > 0$ в области левой пограничной кривой), а массовый к.п.д. η_{oi}^m падает. При $X_1 = 1$ с ростом температуры конечное паросодержание X_2 после изэнтропического расширения падает ($ds/dT < 0$ в области правой пограничной кривой), а η_{oi}^m растет. Однако по абсолютной величине X_2 при $X_1 = 1$ существенно больше X_2 при $X_1 = 0$, поэтому η_{oi}^m при всех значениях начальной температуры T_1 в первом случае настолько мало, что $\eta_{x_i=1}^n < \eta_{x_i=0}^n$, несмотря на $\eta_{t_1=1}^n > \eta_{t_1=0}^n$.

Зависимость η_k , η_t , η_{oi}^m , η^n и термодинамического параметра z от конечной температуры цикла T_2 представлена на рис. 4. С увеличением темпера-

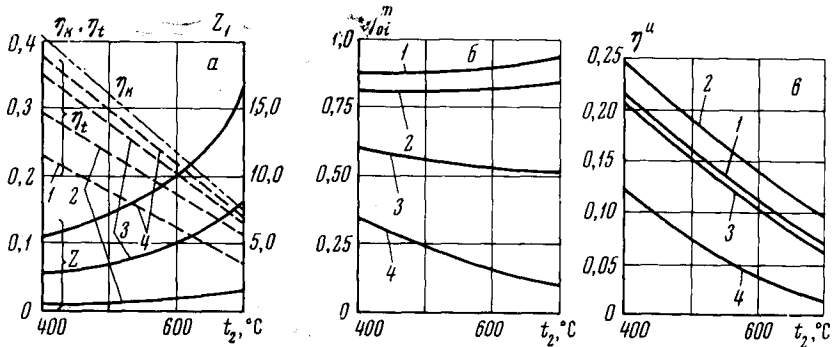


Рис. 4. Зависимость η_t , η_{oi}^m , η^n и термодинамического параметра z от конечной температуры цикла t_2 ($t_1 = 1100^\circ\text{C}$): 1 — $X_1 = 0$; 2 — 0,1; 3 — 0,5; 4 — 1,0

туры T_2 и фиксированных остальных параметров температурный интервал цикла снижается. При этом к.п.д. цикла Карно η_k и термический к.п.д. цикла с обратимым расширением η_t падают, а термодинамический параметр z_1 увеличивается (рис. 4, а). Массовый к.п.д. сепаратора η_{oi}^m с ростом температуры T_2 растет при малых X_1 , а в остальной области паросодержаний X_1 η_{oi}^m падает (рис. 4, б). Величина X_1 , соответствующая границе изменения характера зависимости η_{oi}^m от T_1 при $T_2 = \text{const}$ (рис. 3) и от T_2 при $T_1 = \text{const}$ (рис. 4, б) может быть найдена из решения условия изэнтропического расширения, т. е. $X_1 = X_2$; в результате получаем

$$X_1^{\text{rp}} = \Delta s' / (\Delta s_2 - \Delta s_1). \quad (5)$$

К.п.д. цикла с обратимым расширением η^n при увеличении температуры T_2 падает (рис. 4, в), причем его абсолютная величина при паросодержании $X_1 = 0,1$ больше, чем при паросодержаниях $X_1 = 0$; 0,5 и 1,0. Это объясняется характером зависимости к.п.д. η^n от начального паросодержания X_1 . Зависимость η_t , η_{oi}^m и η^n от X_1 представлена на рис. 5. При любых значениях фиксированных параметров (начальной и конечной температур цикла T_1 и T_2) массовый к.п.д. сепаратора η_{oi}^m с ростом паросодержания X_1 всегда падает (2), а термический к.п.д. η_t растет (1). Результатом их противоположного изменения является наличие максимального значения к.п.д. цикла с обратимым расширением η^n при оптимальном значении $X_1 = X_{1\text{опт}}$.

С учетом полученных ранее выражений (1) и (2) для термического к.п.д. η_t и массового к.п.д. сепаратора η_{oi}^m можно представить зависимость к.п.д. цикла с обратимым расширением η^n от начального паросодержания в виде

$$\eta^n = \frac{\eta_t' + z_1^m X_1 \eta_k}{1 + z_1^m X_1} \left(\frac{\Delta s_2 - \Delta s' - X_1 \Delta s_1}{\Delta s_2} \right). \quad (6)$$

Из условия $d\eta^n/dX_1 = 0$ можно теперь определить значение $X_{1\text{опт}}^n$ в заданном интервале параметров

$$X_{1\text{опт}}^n = -\frac{1}{z_1^m} + \frac{1}{\Delta s_1 \eta_{\kappa z_1^m}} \sqrt{\Delta s_1 \eta_{\kappa} (\eta_{\kappa} - \eta_i') [\Delta s_1 + (s_2'' - s_1') z_1^m]}. \quad (7)$$

Для указанных на рис. 3 параметров и при использовании калия в качестве рабочего тела $X_{1\text{опт}}^n = 0,157$.

Так как паросодержание $X_1 = 0,1$ близко к оптимальному, то к.п.д. цикла с обратимым расширением η^n при $X_1 = 0,1$ больше его значения при

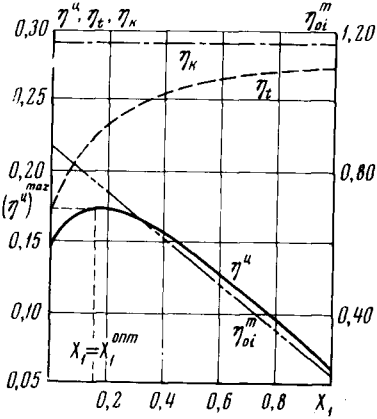


Рис. 5

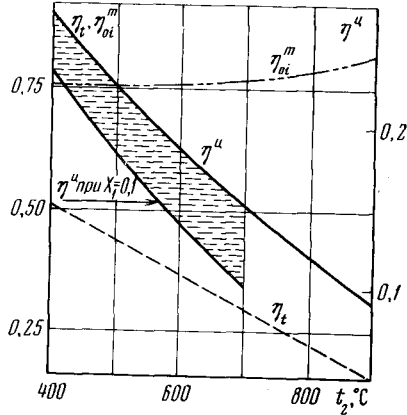


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость η_i , η_{oi}^m и η^u от начального паросодержания цикла X_1 ($t_1 = 1100^\circ\text{C}$, $t_2 = 700^\circ\text{C}$)

Рис. 6. Зависимость к.п.д. η_i , η_{oi}^m и η^u от конечной температуры цикла t_2 при паросодержании $X_1 = X_{1\text{опт}}^n$

($t_1 = 1100^\circ\text{C}$)

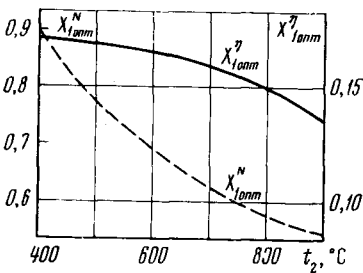


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость оптимального паросодержания цикла X_1 для режима максимального к.п.д. или максимальной снимаемой мощности от конечной температуры цикла t_2 ($t_1 = 1100^\circ\text{C}$)

других паросодержаниях для всех приводимых на рис. 4, 6 величин конечной температуры цикла T_2 .

Зависимости термического к.п.д. η_i массового к.п.д. сепаратора η_{oi}^m и к.п.д. цикла с обратимым расширением η^n от конечной температуры T_2 при начальном паросодержании для каждого температурного интервала $X_1 = X_{1\text{опт}}^n$ представлены на рис. 6. На рисунке нанесены также соответствующие значения η^u для паросодержания $X_1 = 0,1$, заимствованные из рис. 4, 6. Заштрихованная зона показывает повышение эффективности цикла при увеличении паросодержания от $X_1 = 0,1$ до $X_{1\text{опт}}^n$. При снижении температурного интервала цикла (повышении T_2) эффект от оптимизации по паросодержанию увеличивается.

Изменение начального паросодержания X_1 возможно при постоянной тепловой мощности реактора $q_1 = \text{const}$ путем изменения расхода рабочего тела $g_p = \text{var}$ (g_p — удельный расход рабочего тела через реактор в одноконтурной схеме) или при постоянном расходе рабочего тела $g_1 = \text{const}$ изменением тепловой мощности $q_1 = \text{var}$. Метод изменения тепловой мощности в данной статье не рассматривается. При $q_1 = \text{const}$ и $g_p = \text{var}$ опти-

мальное значение начального паросодержания $X_{10пт}^n$ соответствует максимуму снимаемой удельной работы или мощности с установки, т. е. $X_{10пт} = X_{10пт}^{l(N)}$. При $q_1 = \text{var}$ и $g_p = \text{const}$ это выражение соответствует только максимуму к.п.д. цикла с обратимым расширением. Паросодержание X_1 , соответствующее максимуму снимаемой работы или мощности, может быть получено из следующих соображений. Без учета затрат работы на подъем давления суммарного потока за МГДГ при $g_p = \text{const}$ и $q_1 = \text{var}$ снимаемая удельная работа в цикле с обратимым расширением равна

$$l = (W_2^2 / 2) (1 - X_2) = (i_1 - i_2) (1 - X_2). \quad (8)$$

Зависимость срабатываемого теплоперепада при постоянных значениях температур T_1 и T_2 от паросодержания X_1 для изоэнтروпического расширения можно представить в виде

$$i_1 - i_2 = \left[i_1' - i_2' - \frac{\Delta s'}{\Delta s_2} r_2 \right] + X_1 \left[r_1 - \frac{\Delta s_1}{\Delta s_2} r_2 \right] \quad (9)$$

Начальное паросодержание $X_{10пт}^N$, соответствующее максимуму снимаемой удельной работы или мощности для случая $g_p = \text{const}$ и $q_1 = \text{var}$, может быть получено из условия $dl/dX_1 = 0$ с использованием (2) и (9). Окончательно можно записать

$$X_{10пт}^{N(0)} = \frac{1}{2\Delta s_1} \left[(s_2'' - s_1') + \Delta s' \frac{T_2}{T_1 - T_2} - c_p \right]. \quad (10)$$

Оптимальные значения паросодержания X_1 , соответствующие максимуму к.п.д. цикла с обратимым расширением (7) и максимуму снимаемой мощности (10), для различных интервалов параметров представлены на рис. 7. При увеличении температуры T_2 и снижении этим температурного интервала цикла $X_{10пт}^n$ и $X_{10пт}^N$ падают. Для всех приводимых значений температур T_2 $X_{10пт}^N > X_{10пт}^n$. При расширении температурного интервала цикла увеличением T_1 (рис. 3) или снижением T_2 (рис. 6) оптимальная величина паросодержания $X_{10пт}^n$ сдвигается в сторону больших значений.

Обозначения

T_1 и X_1 , T_2 и X_2 — температура и паросодержание на входе в сопло и после сопла; W_2 — скорость пара после сепарации; ρ'' — плотность насыщенного пара; i — энтальпия в соответствующих точках цикла на рис. 2; η_t — термический к.п.д. цикла; η_{0i}^m — массовый к.п.д. сепаратора; η_k — к.п.д. цикла Карно; η_i' — термический к.п.д. для цикла при $X_1 = 0$ [2]; r — теплота парообразования при соответствующей температуре; c_p — теплоемкость жидкости; $\Delta s_1 = s_1'' - s_1'$ — при начальной температуре t_1 ; $\Delta s_2 = s_2'' - s_2'$ — при конечной температуре t_2 ; $\Delta s' = s_1' - s_2'$ — при температурах t_1 и t_2 соответственно; l — удельная работа в цикле с 1 кг рабочего тела в контуре источника тепла.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского

Поступила в редакцию
12 VIII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Э. Шпильрайн, К. А. Якимович. Теплофизика высоких температур, 3, № 5, 1965.
2. Д. Д. Калафати, В. Б. Козлов. Теплофизика высоких температур, 4, № 3, 1966.
3. D. G. Elliott, D. J. Gerini, E. Weinberg. AIAA paper, № 64-760, 1964.
4. Эллиот. Ракетная техника, № 6, 1962.
5. Д. Д. Калафати, В. Б. Козлов. Авт. свид. № 196197 кл. 21 г 35 от 29.IX.1965 г.
6. М. П. Вукалович, В. Н. Зубарев, Л. Р. Фокин. Теплоэнергетика, № 7, 1962.