

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

L. M. Biberman, A. A. Likal'ter, I. T. Yakubov, MHD
generators based on saturated alkali-metal vapors,
TVT, 1982, Volume 20, Issue 3, 565–572

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6391>

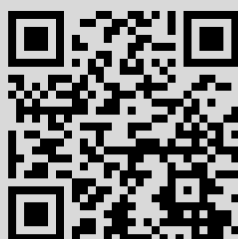
Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.86

April 22, 2025, 09:15:23



УДК 621.313.12:538.4

МГД-ГЕНЕРАТОРЫ НА НАСЫЩЕННЫХ ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Виберман Л. М., Ликальтер А. А., Якубов И. Т.

Рассматривается схема МГД-электростанции, в которой МГД-генератор работает в замкнутом цикле на неидеальной плазме насыщенных паров цезия или калия. При этом используется аномально высокая проводимость неидеальной плазмы насыщенных паров. Коэффициент преобразования энthalпии в цикле составляет 18–25% при верхней температуре цикла 1800 К. Для двухконтурной схемы с пароводяным вторым контуром к.п.д. достигает 50–55%. Рассматриваемый МГД-генератор может работать как с ядерным реактором, так и в схеме электростанции на угле или другом топливе.

В литературе обсуждаются различные типы магнитогидродинамических генераторов (МГДГ). Наиболее разработаны МГДГ открытого цикла, рабочим телом которых служат продукты сгорания углеводородного топлива [1]. Успешное развитие экспериментальных, теоретических и опытно-конструкторских работ в этом направлении позволило приступить к созданию промышленной МГД-электростанции.

Стремление сочетать ядерный реактор с МГДГ стимулировало разработку генераторов замкнутого цикла, рабочим телом которых служит неравновесная плазма инертного газа с примесью паров щелочного металла. Проработки этого варианта показали, что приемлемые характеристики могут быть получены при температуре торможения рабочего тела не ниже 2000 К [2, 3]. Такой уровень температур трудно достижим для газоохлаждаемых реакторов с твердыми тепловыделяющими элементами. В связи с этим в настоящее время наблюдается заметное снижение интереса к МГДГ этого типа. Прорабатывались также различные варианты жидкометаллических МГДГ. Трудности создания такого типа МГДГ связаны с низким к.п.д. устройств, сообщающих рабочему телу необходимую скорость.

В данной работе обсуждается возможность создания МГДГ, рабочим телом которого является неидеальная плазма паров щелочных металлов. В неидеальной плазме благодаря сильному межчастичному взаимодействию высокий уровень электропроводности достигается при сравнительно небольших температурах. При этом сохраняется сжимаемость, достаточная для ускорения рабочего тела в сопле. Таким образом, неидеальная плазма как рабочее тело МГДГ занимает промежуточное положение между обычной газообразной плазмой и жидким металлом.

Перспективность использования неидеальной плазмы в качестве рабочего тела МГДГ отмечалась еще в [4]. Первые оценки характеристик МГДГ, использующего неидеальную плазму паров щелочных металлов, при сверхкритических параметрах выполнены в [5]. Был отмечен ряд преимуществ предложенной схемы при работе МГДГ в сочетании с ядерным реактором. Однако высокий уровень температур рабочего тела, принятый в [5], заметно снижает перспективность рассмотренного в этой работе варианта МГДГ.

В данной работе обсуждается МГДГ, рабочим телом которого является неидеальная плазма насыщенного пара щелочного металла. Источником тепла может служить как ядерное, так и минеральное топливо. Установка работает по циклу Ренкина. Уровень термодинамических параметров рабочего тела (для цезия, например, $T < 1800$ К, $p < 7$ МПа) представляется технически достижимым.

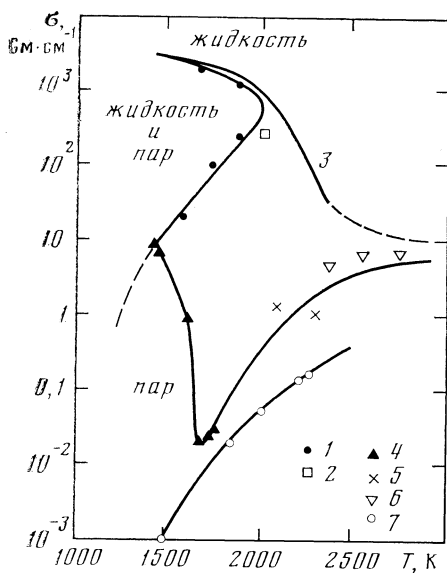


Рис. 1

Рис. 1. Экспериментальные данные о проводимости цезия в зависимости от температуры. Насыщенный пар: 1 — [6]; 2 — [8]. Изобары: 3 — $p=1,5 \cdot 10^7$ Па [9]; 4–6 — $2 \cdot 10^6$ [7, 6, 10] соответственно; 7 — 10^5 [11]

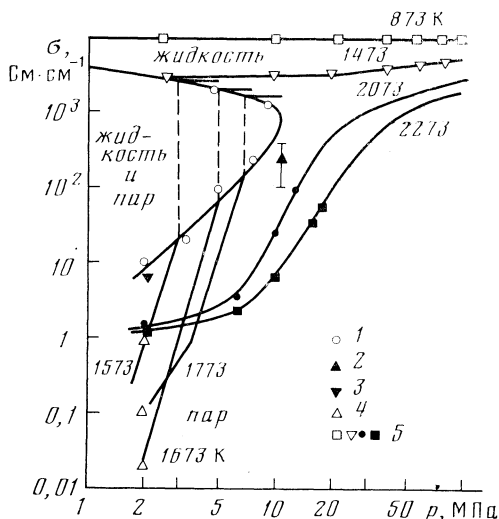


Рис. 2

Рис. 2. Экспериментальные данные о проводимости цезия в зависимости от давления. Насыщенный пар: 1 — [6]; 2 — [8]; 3 — [7]. Изотермы: 4 — [7], 5 — [6]

1. Электропроводность плотных паров металлов. Аномальная проводимость плотных паров цезия экспериментально исследовалась в [6–14]. Результаты измерений представлены в виде зависимостей от температуры (при $p = \text{const}$) и от давления (при $T = \text{const}$) на рис. 1 и 2. Там же показаны проводимости насыщенного пара и жидкого металла. Видно, что зависимость проводимости паров от термодинамических параметров качественно иная, чем у идеальной плазмы. Так, при постоянной температуре проводимость идеальной плазмы монотонно падает с ростом давления, в то время как экспериментальные данные демонстрируют резкое возрастание проводимости (рис. 2). Количественно проводимость насыщенного пара на пять-шесть порядков превышает проводимость, вычисленную с использованием формулы Саха. Характер зависимости от температуры меняется с изменением давления. При малых давлениях ($p=10^5$ Па, рис. 1) проводимость, как обычно, монотонно растет с увеличением температуры. При больших (сверхкритических) давлениях ($p=1,5 \cdot 10^7$ Па), напротив, проводимость растет с уменьшением температуры, достигая значений, характерных для металла. При средних давлениях ($p=2 \cdot 10^6$ Па) зависимость от температуры немонотонна и проходит через глубокий минимум.

Причины возникновения аномально высокой проводимости неидеальной плазмы паров щелочных металлов получили объяснение в работах [12–15] (см. также обзор [16]). Они связаны с возникновением в плотной плазме тяжелых заряженных комплексов — кластеров [17, 18]. В общих чертах физика явления сводится к следующему. При температурах, значительно меньших критической (которые здесь и представляются интерес), пары имеют сложный состав заряженных частиц. Подавляющая часть положительных ионов связывается в комплексы типа Cs_h^+ , включающие до десятков атомов, так что $n_{\text{Cs}_h^+} \gg n_{\text{Cs}^+}$. Существуют также и отрицательные кластеры, связывающие электроны. Существенно, что энергии связи комплексов Cs_h^+ значительно превосходят энергии связи Cs_h^- . Поэтому концентрация Cs_h^- невелика, и значительная часть электронов остается свободной. Вследствие квазинейтральности плазмы $n_e \approx \sum_k n_{\text{Cs}_k^+} \gg$.

$\gg n_{Cs^+}$. Используем уравнение Саха

$$\frac{n_e n_{Cs^+}}{n_{Cs}} = \frac{1}{\lambda_e^3} \exp\left(-\frac{I}{T}\right),$$

где λ_e — тепловая длина волны электрона; I — потенциал ионизации атома Cs¹. Учитывая условие квазинейтральности, найдем

$$n_e \approx \sqrt{n_{Cs} \lambda_e^{-3/2}} \exp\left(-\frac{I}{2T}\right) \sqrt{\sum_k n_{Cs_k^+} / n_{Cs^+}}.$$

Полученное выражение отличается от обычного, соответствующего $n_e = n_{Cs^+}$, последним множителем, описывающим влияние ионных комплексов. Ясно, что при $n_{Cs_k^+} \gg n_{Cs^+}$ плотность электронов сильно возрастает.

Это и объясняет аномальную проводимость плотных паров.

Теория, основанная на изложенных представлениях, позволяет объяснить как аномально большую величину проводимости, так и характерные зависимости этой величины от температуры и давления. Однако количественные расчеты имеют лишь оценочный характер. Расчеты эффективности МГДГ на насыщенных парах, выполненные в данной работе, основаны на экспериментальных данных по проводимости, которые имеют, по-видимому, значительную погрешность. В оценочных расчетах можно использовать степенную аппроксимацию экспериментальных данных [6, 7] по проводимости насыщенного пара цезия

$$\sigma = 10^{-18} p^3, \quad (1)$$

где p — давление насыщения, Па. Применять такую аппроксимацию при $p < 2 \cdot 10^6$ Па, где нет экспериментальных данных, следует с осторожностью. Дело в том, что при достаточно низких давлениях эффекты неидеальности исчезают, а проводимость резко падает до величин, характерных для идеального слабоионизованного газа.

2. Особенности МГД-генератора. Рассматриваемая МГД-установка работает по циклу Ренкина с конденсацией рабочего тела (рис. 3). При этом через канал МГДГ протекает влажный насыщенный пар щелочного металла. Во избежание конденсации стенки канала должны иметь температуру насыщенного пара. При этом вблизи электродов не будет областей с пониженной проводимостью, как это имеет место в МГДГ на продуктах сгорания углеводородного топлива, что создает благоприятные условия для протекания тока.

Объемная доля жидкой фазы (капель металла) до конца процесса расширения в МГД-канале остается весьма малой, так что проводимость в объеме практически совпадает с проводимостью сухого насыщенного пара. С другой стороны, пленка щелочного металла на электродных поверхностях может обеспечить, посредством термоэлектронной эмиссии, прохождение весьма высокой плотности тока. Известно, что термокатоды, содержащие щелочные металлы, могут обеспечивать плотности тока в десятки ампер на квадратный сантиметр. Отметим также, что прохождение тока между пленкой жидкого щелочного металла и его насыщенным паром не связано с приэлектродными падениями потенциала. Это ясно уже из того, что направленный поток электронов намного меньше обусловленных тепловым движением потоков электронов в обе стороны через поверхность раздела фаз.

В реальных магнитных полях число Холла мало. Это обусловлено как высокой плотностью насыщенных паров в представляющем интерес диапазоне температур, так и большими значениями сечений рассеяния электронов на атомах щелочных металлов. Поэтому в предлагаемом варианте МГДГ эффект Холла несуществен и не требует секционирования электродов.

3. Оптимизация течения в МГД-канале. Определение параметров

¹ Снижение потенциала ионизации, обусловленное взаимодействием в непрерывном спектре, невелико.

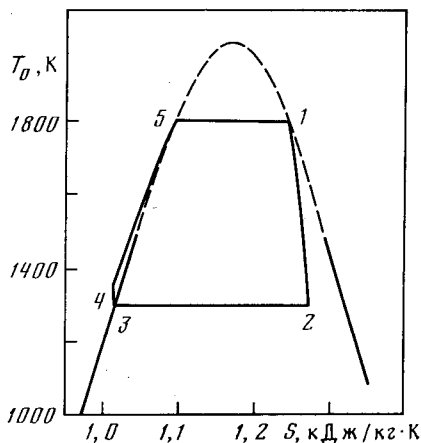


Рис. 3

Рис. 3. Термодинамический цикл МГД-установки на парах цезия: 1-2 — расширение в МГД-блоке (сопло — МГД-канал — диффузор); 2-3 — конденсация в теплообменнике — конденсаторе ($p=10^6$ Па); 3-4 — повышение давления в насосе; 4-5-1 — нагрев и испарение ($p=7 \cdot 10^6$ Па) в парогенераторе

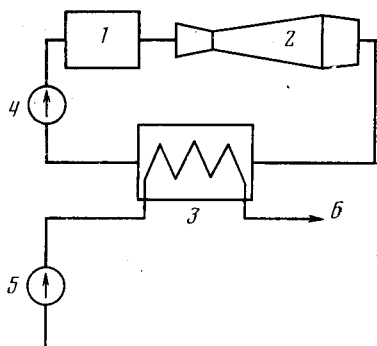


Рис. 4

Рис. 4. Схема МГД-установки на парах щелочного металла: 1 — парогенератор; 2 — МГД-блок; 3 — теплообменник — конденсатор; 4 — насос жидкого металла; 5 — водяной насос; 6 — к турбогенератору

МГДГ связано с анализом течения рабочего тела. В одномерном приближении течение в МГД-канале описывается уравнениями движения

$$\rho u du/dx + dp/dx = -\sigma u B^2 (1-k), \quad (2)$$

энергии

$$\rho u dW_0/dx = -\sigma u^2 B^2 k (1-k) \quad (3)$$

и непрерывности

$$\rho u F = G, \quad (4)$$

где p — давление; ρ — плотность рабочего тела; u — скорость; $W_0 = W + u^2/2$ — энтальпия торможения; W — энтальпия; F — площадь сечения канала; G — расход рабочего тела; B — индукция магнитного поля; k — коэффициент нагрузки. Предполагается отсутствие скольжения между фазами влажного пара. Плотность рабочего тела $\rho = \rho_r / (1-x)$, где ρ_r — плотность газовой фазы, x — влажность. Вдали от критической точки $p = R \rho_r T$ (R — газовая постоянная).

Экспериментальные зависимости давления насыщения щелочных металлов от температуры описываются формулой

$$p = \frac{C}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{q_0}{RT}\right), \quad (5)$$

где $q_0 = 0,78$ для Cs и $0,89$ эВ/атом для K [19]. Энтальпия влажного пара является линейной комбинацией энтальпий газовой W_r и конденсированной W_k фаз

$$W = x W_k + (1-x) W_r, \quad W_r \approx 5/2 RT. \quad (6)$$

Известно, что для эффективного преобразования энергии коэффициент нагрузки следует выбирать близким к единице, а течение в МГД-канале должно быть близким к изоэнтропическому. В этом случае влажность и энтальпию влажного пара можно считать определенными функциями температуры. Действительно, влажность пара при данной величине энтропии S определяется выражением

$$x = (S_r - S) / (S_r - S_k),$$

где S_r и S_k — энтропии газовой и конденсированной фаз. Используя опре-

деление теплоты испарения q , последнее выражение можно переписать в виде

$$\kappa q = T(S_r - S). \quad (7)$$

Подставив в (7) энтропию идеального газа

$$S_r = \text{const} - R \ln(p/T^{5/2})$$

и используя (5), получим влажность изэнтропически расширяющегося пара

$$\kappa q = q_0(1 - T/T_{01}) + 3RT \ln(T/T_{01}), \quad (8)$$

где T_{01} — начальная температура торможения. Здесь принимается, что в начале расширения пар сухой, $S = S_r(\rho_{01}, T_{01})$.

Формулы (6) и (8) определяют зависимость энтальпии от температуры в изэнтропическом процессе. Из них следует, что влажный пар можно характеризовать примерно постоянной (точнее, логарифмически зависящей от температуры) эффективной теплоемкостью

$$c_{\text{эф}} = \frac{dW}{dT} = \frac{5}{2}R + \frac{q_0}{T_{01}} + 3R \left(\ln \frac{T_{01}}{T} - 1 \right). \quad (9)$$

Параметры течения следует выбирать из условия максимального преобразования энергии в МГД-канале ограниченной длины. Принимая во внимание уравнение энергии (3), легко видеть, что этому условию отвечает максимальная величина отношения $\sigma u / \rho$. Для степенной зависимости проводимости от давления $\sigma \sim p^m$ имеем

$$\frac{\sigma u}{\rho} \sim \sqrt{T_0 - T} \exp \left[- \frac{(m-1)q_0}{RT} \right], \quad (10)$$

где T и T_0 — текущие значения температуры и температуры торможения. Аппроксимация проводимости насыщенного пара цезия (1) соответствует $m=3$. Максимум выражения (10) достигается ($m>1$) при

$$\frac{T_0}{T} - 1 = \frac{1}{2} \frac{RT}{q_0(m-1)}, \quad (11)$$

откуда

$$u = TV \sqrt{c_{\text{эф}} R / q_0 (m-1)}. \quad (12)$$

Оптимизация течения обеспечивается соответствующим профилированием МГД-канала. Длину канала l можно оценить, рассматривая течение с постоянной скоростью. В этом случае из (2)

$$l = \frac{(p_2/\sigma_2 - p_1/\sigma_1)}{uB^2(1-k)(m-1)}, \quad (13)$$

где индексы 1 и 2 относятся ко входному и выходному сечениям МГД-канала соответственно. При большой степени расширения пара длина канала полностью определяется условиями на выходе из канала.

4. Параметры МГД-генератора и эффективность термодинамического цикла. Выше отмечалось, что рассматриваемая МГД-установка работает по циклу Ренкина. Контур циркуляции щелочного металла включает парогенератор 1, МГД-блок (сопло — МГД-канал — диффузор) 2, теплообменник — конденсатор 3 и насос жидкого металла 4 (рис. 4). МГД-установка может работать как в схеме атомной электростанции, так и в схеме электростанции на угле или другом топливе.

Термодинамический цикл, совершаемый щелочным металлом, состоит из нагрева и испарения в парогенераторе, адиабатического расширения в МГД-блоке (расширение в сопле и МГД-канале и частичное восстановление давления в диффузоре), конденсации в теплообменнике — конденса-

торе с передачей тепла в пароводяной контур, повышения давления в насосе (рис. 3). Для приближенного определения к.п.д. цикла Ренкина используем его близость к циклу Карно. Для учета реальной формы цикла необходима полная TS -диаграмма цезия. Существующие данные по термодинамическим свойствам цезия при температурах >1500 К недостаточны для точного расчета. Однако оценки показывают, что уменьшение к.п.д. вследствие отличия от цикла Карно незначительно. С учетом необратимости, связанной с выделением жюулеа тепла в МГД-канале, имеем

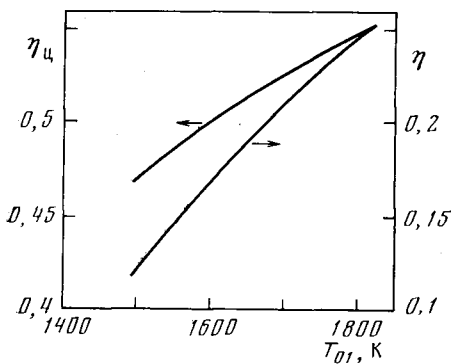


Рис. 5. Коэффициент преобразования энтальпии в контуре цезия η и к.п.д. двухконтурной схемы η_n в зависимости от максимальной температуры цикла

$$\eta = (1 - T_{02}/T_{01})k. \quad (14)$$

Согласно (14), η определяется доступным для использования в МГД-канале интервалом температур. Верхняя температура цикла T_{01} , ограниченная стойкостью материалов, принимается равной 1800 К. Нижняя граница температуры на выходе МГД-канала связана с резким падением проводимости при малых p .

Ввиду ограниченности имеющейся информации для варианта с цезием принимается $T_2=1250$ К, $p_2=10^6$ Па. Температура торможения по соотношению (11) $T_{02}=1300$ К. Принимая коэффициент нагрузки $k=0,9$, получаем, согласно (14), что ожидаемый коэффициент преобразования энергии составляет 0,25.

Найдем требуемую длину МГД-канала. Оптимальная скорость в конце канала, рассчитанная по (12) и (9), составляет $u \sim 200$ м/с. Примем $B=4$ Т. Тогда по формуле (13) $l=15$ м.

Тепло, сбрасываемое в теплообменнике из контура щелочного металла при еще высокой температуре, может эффективно использоваться в обычном пароводяном цикле с получением электроэнергии в турбогенераторе. Пренебрегая потерями в теплообменниках, полный к.п.д. (для определенности рассматриваем схему с реактором, где нет потерь с дымовыми газами) можно найти по формуле

$$\eta_n = \eta + (1 - \eta)\eta'. \quad (15)$$

Здесь η' — к.п.д. пароводяного цикла, который примем равным 0,4. Используя приведенное выше значение коэффициента η , найдем $\eta_n=0,55$. На рис. 5 приведена зависимость η_n от верхней температуры цикла. Как видно, полный к.п.д. установки остается довольно высоким и для температур $T_{01} \sim 1500$ К.

Расчеты параметров МГДГ на насыщенном паре калия имеют значительно большую неопределенность, так как экспериментальные данные по проводимости отсутствуют. Оценка проводимости может быть проведена с помощью теории подобия. Оценка состава комплексных ионов в парах щелочных металлов [15]. Параметры цикла выбираются из тех же соображений, что и в варианте с цезием. Верхняя температура цикла остается прежней $T_{01}=1800$ К. Температуру пара в конце МГД-канала принимаем более высокой (пропорционально отношению величин q_0 , что обусловлено соображениями подобия) $T_2=1400$ К. Соответствующая температура торможения T_{02} (нижняя температура цикла) близка к 1450 К. При коэффициенте нагрузки $k=0,9$ коэффициент преобразования энергии составляет 0,18, что обеспечивает полный к.п.д. $\eta_n=0,5$.

Для оценки проводимости насыщенного пара калия используем формулу [15]

$$\sigma \approx aT \exp(-q_0/4T), \quad (16)$$

где $a \sim 1$ См \cdot м $^{-1}$ К $^{-1}$.

Длина канала, вычисленная по формулам (13), (16), при $u \sim 500$ м/с и $B=4$ Т оказывается такой же, как в варианте с цезием, $l=15$ м.

Некоторые расчетные характеристики МГД-установок на парах щелочных металлов представлены в таблице. В последнем столбце даны для сравнения аналогичные характеристики для МГДГ с неравновесной ионизацией рабочего тела по данным [3, 20]. Следует отметить очевидные преимущества паров щелочных металлов: возможность работы при значительно меньших температурах и магнитных полях, а также при дозвуковых течениях в МГД-канале. Существенным преимуществом является отсутствие в схеме мощного компрессора, заменяемого насосом жидкого металла относительно небольшой мощности ($\sim 1\%$ от мощности турбогенератора).

Таким образом, полученные результаты показывают перспективность МГДГ на неидеальной плазме паров щелочных металлов. Рассматриваем

Рабочее тело	Cs	K	Ag+10 ⁻³ Cs
Максимальная температура T_{01} , К	1800	1800	1973
Давление торможения p_{01} , МПа	7	5,7	3
Число Маха, М	0,5	0,7	1,5
Магнитная индукция B , Т	4	4	8
Мощность МГДГ, МВт	400	250	1200
Расход рабочего тела МГДГ G , кг/с	2000	500	4000
Мощность турбогенератора пароводяного контура, МВт ¹	500	500	—
Суммарная электрическая мощность, МВт	900	750	1200
К.п.д. цикла $\eta_{ц}$, %	55	50	53

¹ В схеме МГД-электростанции на неравновесной плазме турбина пароводяного контура используется для привода компрессора первого контура.

мые МГДГ могут работать как в схеме электростанции с ядерным реактором, так и на угле или другом топливе. В двухконтурной схеме с пароводяной частью рассмотренные МГДГ обеспечивают значительный выигрыш в к.п.д. В сделанных расчетах пренебрегалось некоторыми потерями. Однако в статье приводятся не самые оптимистические оценки, так что имеются определенные резервы. Не исключено, что появление новой информации по проводимости покажет возможность расширения используемого в МГДГ интервала температур в область более низких температур. Это приведет к дальнейшему повышению эффективности. Увеличение магнитной индукции позволит значительно сократить длину МГД-канала. Заметим также, что к.п.д. пароводяной части с современной турбиной больше, чем принималось выше, и достигает 45%. Использование этого значения дало бы, конечно, и более высокий общий к.п.д. Так, для цезия, при $T_{02}=1200$ К и $\eta'=0,45$, общий к.п.д. достиг бы 60%. Наконец, весьма эффективным было бы использование вслед за МГДГ, в области низких температур, турбин, работающих на парах калия.

Разумеется, создание рассматриваемой МГД-установки требует решения целого ряда технологических проблем, среди них — проблема материалов в высокотемпературной части контура, электроизоляции в МГД-канале и другие.

Авторы выражают благодарность А. Е. Шейндлину и Е. М. Шелкову за ценные обсуждения, которые стимулировали проработку ряда затронутых в статье вопросов.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24.V.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Кириллин В. А., Шейндлин А. Е. Некоторые итоги исследования энергетической МГД-установки У-25.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 372.
2. Миллионщиков М. Д., Люлька А. М., Недоспасов А. В., Шейндлин А. Е. О возможности использования газотурбинных установок и МГД-генераторов на АЭС с высокотемпературными газоохлаждаемыми реакторами.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 379.
3. Виберман Л. М., Воробьев В. С., Ковбасюк В. И. и др. К определению характери-

- стик МГД-генератора на неравновесной плазме.— ТВТ, 1971, т. 9, с. 159.
4. Доклад международной группы связи при МАГАТЭ, 1969.— В кн.: МГД-метод получения энергии/Под ред. В. А. Киржилина, А. Е. Шейндлина; М.: Энергия, 1971, с. 8.
 5. *Iakubov I. T., Vorobiev V. S.* MHD Generator on Non-ideal Plasma.— *Astronaut. Acta*, 1974, v. 18, p. 79.
 6. *Renkert H., Hensel F., Frank E. U.* Electriche Leitahigkeit flussingen und gasformigen Casiums bis 2000° C und 1000 bar.— *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, 1971, B. 75, S. 507.
 7. *Alekseev V. A., Vedenov A. A., Ovcharenko V. G. et al.* The effect of saturation on the thermo-emf of cesium at high temperatures and pressures.— *Proc. Vth Conf. High Temp.— High Press.*, Moscow, 1975, p. 877.
 8. *Franz G., Freyland W., Hensel F.* Thermodynamic and Transport Properties of Fluid Cesium and Rubidium in the M—NM Transition Region.— *Proc. IVth Int. Conf. Liquid and Amorphous Metals*, Grenoble, 1980.
 9. *Алексеев В. А.* Измерения электропроводности и плотности металлов в закритическом состоянии.— ТВТ, 1970, т. 8, № 3, с. 641.
 10. *Исаков И. М., Ломакин Б. Н.* Измерение электропроводности при адиабатическом сжатии паров цезия.— ТВТ, 1979, т. 17, № 2, с. 262.
 11. *Ермошин Н. В., Ковалев Б. М., Кулик П. П., Рябый В. А.* Экспериментальное исследование кулоновских взаимодействий в плотной плазме.— ТВТ, 1971, т. 9, № 7, с. 665.
 12. *Ликальгер А. А.* Об электропроводности плотных паров щелочных металлов.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 1249.
 13. *Лагарьков А. Н., Сарычев А. К.* Влияние ионных кластеров на ионизационное равновесие и проводимость слабоионизованной цезиевой плазмы при докритических температурах и плотностях.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 466.
 14. *Якубов И. Т.* К теории повышенной электропроводности плотных паров металлов вблизи насыщения.— *ДАН СССР*, 1979, т. 247, с. 841.
 15. *Ликальгер А. А.* Комплексные ионы в парах щелочных металлов.— ТВТ, 1981, т. 19, с. 746.
 16. *Лагарьков А. Н., Якубов И. Т.* Ионные комплексы в парах щелочных металлов.— В кн.: *Химия плазмы*/Под ред. Б. М. Смирнова; Атомиздат, 1980, вып. 7.
 17. *Храпак А. Г., Якубов И. Т.* Электропроводность неидеальной низкотемпературной плазмы и ее металлизация.— ТВТ, 1971, т. 9, с. 1139.
 18. *Храпак А. Г., Якубов И. Т.* Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981.
 19. *Варгафтик Н. Б.* Спр. по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
 20. *Кириллин В. А., Шейндлин А. Е.* Применение магнетогидродинамических генераторов в ядерной энергетике.— *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт*, 1977, № 5, с. 32.