

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ $T$ -СЛОЯ В ДЕТОНАЦИОННОМ МГД-ГЕНЕРАТОРЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. В. Деревянко

*Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск, Россия*

e-mail: dv@icm.krasn.ru

A computation model of detonation MHD-generator is developed. The generator operation is simulated numerically in a number of computational experiments. The results of experiments show that heat-mass exchange between pusher gas and  $T$ -layer can be described as one of ways of permeability of current layer. Estimations of the heat-mass exchange is made.

## Введение

В основе концепции МГД-генераторов с  $T$ -слоем лежит гипотеза непроницаемости плазменного поршня в потоке толкающего газа [1]. На основе этой гипотезы проводится вычислительное моделирование работы генераторов, делаются оценки энергетических характеристик. Однако вопрос о ее правомерности до сих пор остается открытым.

Для случая генератора высокого давления вопрос о структуре токового слоя рассматривался в работе [2]. Было показано, что распределение давления в токовом слое носит существенно неоднородный характер. В области волны сжатия устанавливаются высокие температура и электропроводность, в области волны разрежения — низкие. Таким образом, масса толкающего газа взаимодействует с высокотемпературной областью  $T$ -слоя, что приводит к дрейфу проводящей области по массе газа в сторону области высокого давления.

В настоящей работе рассматривается генератор высокого давления, использующий детонационную волну в качестве источника потока толкающего газа — детонационный МГД-генератор (ДМГД) с  $T$ -слоем [3, 4]. Давление в потоке  $\simeq 100$  атм обеспечивает высокую удельную мощность, а эффект запира- ния излучения в токовом слое при таких давлениях [8] позволяет существенно увеличить КПД генератора с  $T$ -слоем. На основе разработанной вычислительной модели ДМГД-генератора в вычислительных экспериментах получены энергетические характеристики генератора высокого давления и количественные оценки величины энергообмена между потоком толкающего газа и токовым слоем. Полученный результат позволяет рассматривать указанный энергообмен как один из механизмов проницаемости  $T$ -слоя.

## 1. Вычислительная модель

Вычислительная модель ДМГДГ, пригодная для моделирования работе генератора в режиме низкого давления (до 10 атм) в канале представлена в [3]. При переходе к режимам высоких давлений ( $\simeq 100$  атм) в модель ДМГД-генератора, внесен ряд изменений. Во-первых, добавлена возможность проведения расчетов для канала переменного сечения. Во-вторых, изменен подход к расчету радиационных потерь в  $T$ -слое: теперь кроме процессов излучения учитываются также процессы поглощения, что позволяет моделировать запираение излучения в  $T$ -слое. В-третьих, приближение постоянного коэффициента нагрузки заменено на более реалистичную модель постоянного сопротивления нагрузки, что позволило более точно промоделировать процессы иницирования  $T$ -слоя и его взаимодействия с магнитным полем.

### 1.1. Система уравнений газодинамики

Общая система уравнений газодинамики, описывающая динамику движения газа в канале ДМГД-генератора, записывалась в виде:

$$\frac{\partial AU}{\partial t} + \frac{\partial AF}{\partial x} = S, \quad (1)$$

$$U = (\rho, m, E)^T, \quad (2)$$

$$F = (m, m^2/\rho + p, (E + p)m^2/\rho)^T, \quad (3)$$

\*Работа поддержана интеграционным проектом № 3 СО РАН Разработка и обоснование модели ГПВРД с МГД-управлением газовыми потоками в камере сгорания.

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ A \left( JB + p \frac{\partial A}{\partial x} \right) \\ A(Q_R - Q_{\text{load}} + Q_{\text{ini}} + Q_{\text{det}}) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $A$  — сечение канала,  $\rho$ ,  $m$ ,  $E$  — консервативные переменные — плотность, количество движения и энергия;  $p$  — давление,  $Q_R$ ,  $Q_{\text{load}}$ ,  $Q_{\text{ini}}$ ,  $Q_{\text{det}}$  — источники энергии: радиационные потери, энергия выделяющаяся на нагрузке, энергия инициирования и тепловыделение в детонационной волне;  $J$  — ток в цепи  $T$ -слой-нагрузка;  $B_0$  — магнитная индукция. Индексом  $T$  обозначено транспонирование. Система уравнений (1–4) решалась численно с помощью схемы TVD второго порядка точности по пространству и времени, предложенной в работе [7]. В качестве граничных условий слева ставились условия отражения от непроницаемой стенки, справа для дозвукового истечения газа из канала задавалось фиксированное давление.

В модели применялось уравнение идеального политропного газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma = \text{const}$  и молекулярным весом  $\mu = \mu(p, T)$ , заданным таблично.

## 1.2. Перенос излучения

Для определения радиационных потерь  $Q_R$  решалось уравнения переноса излучения для плоского слоя, с граничными условиями, соответствующими отсутствию падающего извне излучения:

$$\mu \frac{dI_\nu}{dx} + \chi_\nu I_\nu = 2\pi\chi_\nu I_{\nu p}, \quad x_0 \leq x \leq x_1, \quad -1 \leq \mu \leq 1, \quad (5)$$

$$I_\nu(x_0) = 0, \quad I_\nu(x_1) = 0, \quad (6)$$

где  $I_\nu$  — спектральная интенсивность излучения,  $\nu$  — частота фотона,  $\mu$  — косинус угла между направлением движения фотона и осью  $x$ ,  $\chi_\nu$  — коэффициент поглощения фотонов с частотой  $\nu$ , поправленный на вынужденное излучение,  $I_{\nu p}$  — спектральная интенсивность равновесного излучения. Уравнение (5) решалось в многогрупповом приближении [6]. Весь задействованный спектр частот разбивался на  $N_\nu$  интервалов — групп. В каждой группе коэффициент поглощения определялся с помощью осреднения по Планку и полагался не зависящим от частоты. В результате уравнение (5) записывалось в виде системы независимых уравнений:

$$\mu \frac{dI_k}{dx} + \chi_k I_k = 2\chi_k \sigma_k T^4, \quad 1 \leq k \leq N_\nu, \quad (7)$$

где

$$\sigma_k(T) = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \left[ \bar{\sigma} \left( \frac{h\nu_{k+1}}{kT} \right) - \bar{\sigma} \left( \frac{h\nu_k}{kT} \right) \right], \quad \bar{\sigma}(x) = \int_0^x \frac{\zeta^3}{e^\zeta - 1} d\zeta.$$

Из распределения спектральной интенсивности излучения для каждой группы, определялся поток энергии излучения

$$H = \int_0^\infty d\nu \int_{-1}^1 \mu I_k d\mu = \sum_0^{N_\nu} \int_{-1}^1 \mu I_k d\mu$$

и рассчитывались радиационные потери из единицы объема

$$Q_R = -\text{div}H.$$

## 1.3. Взаимодействие $T$ -слоя с магнитным полем

Ранее в модели ДМГДГ [3] взаимодействие  $T$ -слоя с магнитным полем рассчитывалось в приближении постоянного коэффициента нагрузки

$$K = \frac{\Delta U(x)}{\varepsilon(x)} = \text{const},$$

где  $\Delta U$  — напряжение на нагрузке,  $\varepsilon = u(x)B$  — напряженность электрического поля. Если обозначить сопротивление нагрузки  $R^L$ , сопротивление  $T$ -слоя —  $R^T$ , то коэффициент нагрузки запишется в виде:

$$K = \frac{R^L(x)}{R^L(x) + R^T(x)}.$$

Равенство выполняется только в случае идеально секционированного МГД-канала, причем каждой области  $T$ -слоя соответствует свое сопротивление нагрузки. Реализовать такую схему нагрузки в реальном генераторе невозможно, поэтому модель постоянного коэффициента нагрузки была изменена на модель постоянного сопротивления нагрузки. В этом случае электроды генератора сплошные, идеально проводящие (градиент потенциала вдоль электродов отсутствует) и нагружены на постоянное сопротивление  $R^L$ . Для развития  $T$ -слоя такая схема предпочтительнее, т. к. в начальной стадии развития  $T$ -слоя его интегральное сопротивление значительно больше сопротивления нагрузки и коэффициент нагрузки близок к нулю. Поэтому в начальный момент почти вся генерируемая энергия тратится на разогрев  $T$ -слоя, что приводит к быстрому его развитию.

Для сплошных электродов и постоянного сопротивления нагрузки  $\Delta U = JR^L$ . Согласно закону Ома для полной цепи, плотность тока в  $T$ -слое можно записать в виде:

$$J(x) = \frac{\varepsilon(x) - JR^L}{R^T(x)}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon(x) = u(x)A(x)B$  — напряженность электрического поля. Сопротивление участка  $T$ -слоя протяженностью  $h$  можно определить, зная проводимость  $\sigma(p, T)$  газа и поперечное сечение канала  $Y$

$$R^T(x) = \frac{A(x)}{\sigma(p(x), T(x))hY}.$$

Интегрирование уравнения (8) по всей области  $T$ -слоя  $\Delta \ell$  дает выражение для полного тока:

$$J = (1 + R^L) \int_{\Delta \ell} \frac{\varepsilon(x)}{R^T(x)} dx \int_{\Delta \ell} \frac{1}{R^T(x)} dx.$$

Мощность, выделявшаяся в нагрузке, и мощность джоулевой диссипации запишутся соответственно как:

$$Q_{\text{load}} = \int_{\Delta \ell} J(x)JR^L(x)dx \quad Q_{\text{dis}} = \int_{\Delta \ell} J(x)JR^T(x)dx.$$

## 2. Вычислительные эксперименты

Схема генератора, использованного в вычислительных экспериментах, представлена на рис. 1. В качестве горючей смеси применялась стехиометрическая воздушно-водородная смесь с начальным давлением 30 атм при комнатной температуре. Стационарное магнитное поле в электродной секции принималось равным 15 Тл. Ниже представлены результаты двух экспериментов, различающихся геометрией канала генератора. В эксперименте 1 электродная и детонационная секции имели большую протяженность, чем в эксперименте 2. С другой стороны, в эксперименте 2 сечение детонационной секции было больше, так что объем исходной горючей смеси в обоих экспериментах примерно совпадал.

Все расчеты проводились на равномерной сетке с  $dx = 2.5$  мм,  $dt = 0.075$  мкс. Излучение учитывалось в диапазоне от  $0.25 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup> до  $150 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup>, спектр равномерно делился на 5 групп. Показатель адиабаты в уравнении состояния выбирался  $\gamma = 1.35 = \text{const}$ . Табличные данные для молекулярного веса  $\mu(p, T)$ , коэффициентов поглощения  $\chi(\nu, p, T)$  и электропроводности  $\sigma(p, T)$  насчитывались с помощью пакета программ MONSTR [5]. При вычислениях использовалась логарифмическая интерполяция данных.

При численном моделировании определялись следующие основные интегральные величины и их зависимости от времени:  $E_{\text{int}}$  — внутренняя энергия в канале,  $E_{\text{det}}$  — энергия сгоревшего топлива,  $E_{\text{ini}}$  — энергия инициирования  $T$ -слоя,  $E_{\text{dis}}$  — энергия джоулевой диссипации в  $T$ -слое,  $E_L$  — энергия выделявшаяся на нагрузку,  $E_R$  — энергия излучения из  $T$ -слоя,  $E_{\text{out}}$  — энергия потока на выходе из канала в диффузор,  $\eta_{\text{el}} = (E_L - E_{\text{ini}})/E_{\text{det}}$  — электрический КПД,  $E_{\text{layer}}$  — внутренняя энергия  $T$ -слоя,  $W_L$  — удельная энергетическая мощность генератора, равная

$$W_L = \frac{E_L}{TV_{MHD}},$$

где  $V_{MHD}$  — объем электродной секции,  $T$  — время движения  $T$ -слоя по электродной секции. Для контроля корректности вычислений в каждый момент времени определялся энергетический баланс:

$$\frac{E_{\text{int}}(0) + E_{\text{det}} + E_{\text{ini}}}{E_L(t) + E_R(t) + E_{\text{int}}(t) + E_{\text{out}}(t)} = \text{const}.$$

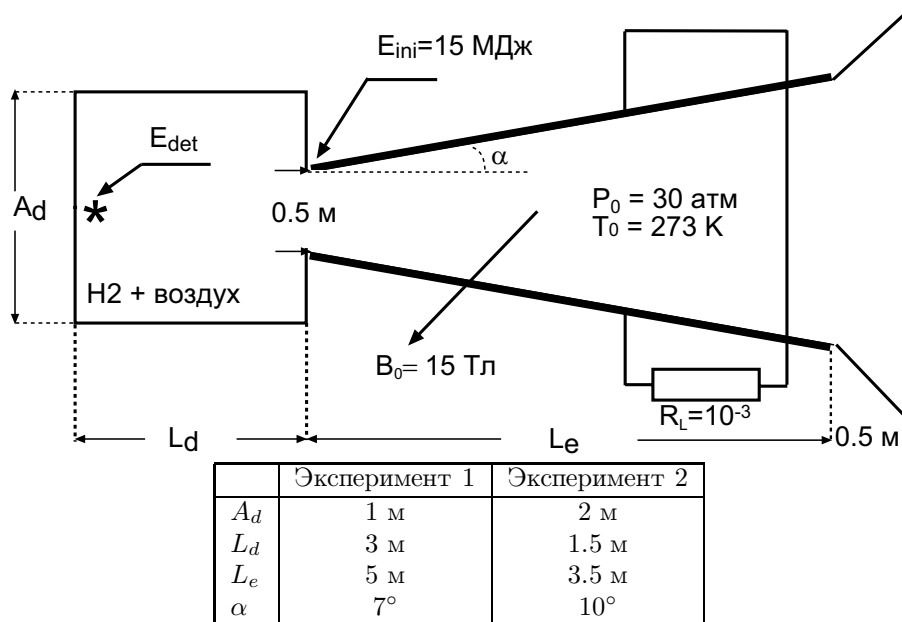


Рис. 1. Параметры ДМГДГ в экспериментах 1 и 2.

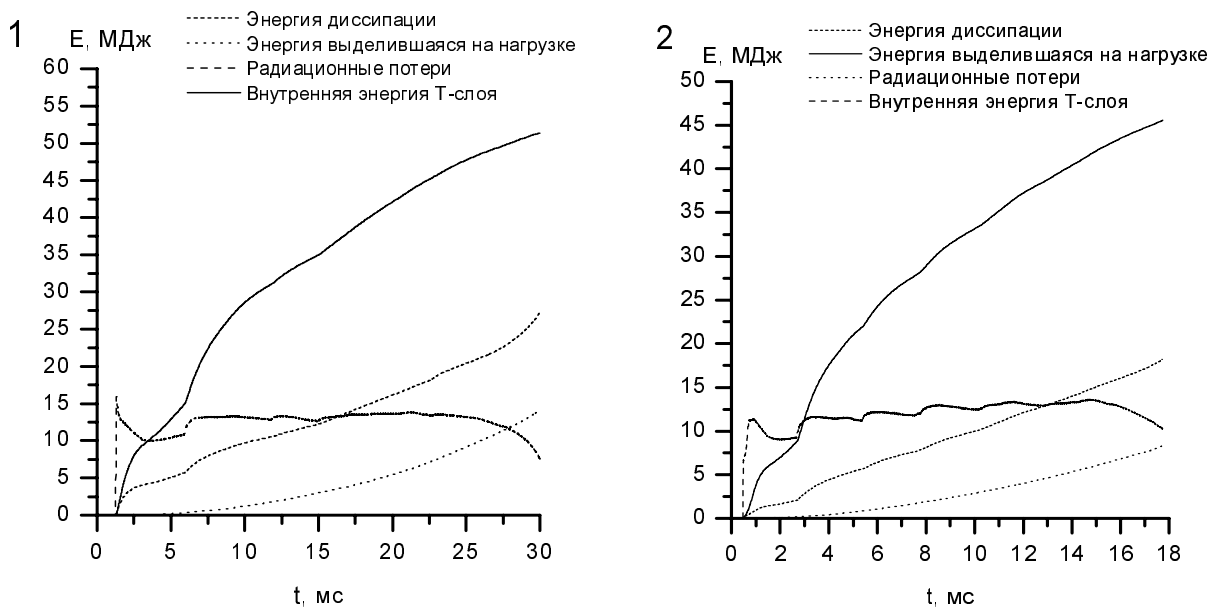


Рис. 2. Энергетические характеристики ДМГД-генератора. 1 — эксперимент 1; 2 — эксперимент 2.

Во всех расчетах энергобаланс сохранялся с погрешностью  $\pm 2\%$ , что объяснимо точностью выбранных численных методов.

Энергетические характеристики ДМГД-генератора, полученные в экспериментах, представлены на рис. 2 и в табл. 1. При анализе энергобаланса генератора обнаруживается явное превышение энергии джоулевой диссипации над радиационными энергопотерями, которое можно объяснить тем, что джоулева диссипация расходуется также на увеличение внутренней энергии  $T$ -слоя и на тепломассообмен с потоком газа. В области высокого давления в  $T$ -слое, где устанавливается максимальная температура, идет нагрев толкающего газа, за счет этого увеличивается внутренняя энергия  $T$ -слоя. Одновременно на правой границе  $T$ -слоя (вниз по потоку) происходит остывание газа за счет значительно большего потока излучения, при этом газ теряет электропроводность и уходит в волну разрежения. Таким образом, фактически,  $T$ -слой движется вверх по потоку в сторону электромагнитной силы торможения и через него протекает часть потока толкающего газа.

Таблица 1: Энергетические характеристики ДМГД-генератора.

	Эксперимент 1	Эксперимент 2
$E_{\text{det}}$	281.8 МДж	271.5 МДж
$E_{\text{ini}}$	15.0 МДж	15.0 МДж
$E_{\text{dis}}$	30.2 МДж	18.2 МДж
$E_L$	51.6 МДж	45.6 МДж
$\eta$	13 %	11 %
$T$	30 мс	18 мс
$W_L$	900 МВт/м <sup>3</sup>	460 МВт/м <sup>3</sup>

Таблица 2: Оценка энергии тепломассобмена в  $T$ -слое.

Эксперимент 1			
	$E_{\text{dis}}$ , МДж	$E_R$ , МДж	$E_{\text{layer}}$ , МДж
$t_1 = 7$ мс	7.4	0.0	13.0
$t_2 = 20$ мс	16.0	5.5	13.6
$\Delta E$	8.6	5.5	0.6
$\Delta E/\Delta E_{\text{dis}}\%$	100	63.9	7.0
Эксперимент 2			
	$E_{\text{dis}}$ , МДж	$E_R$ , МДж	$E_{\text{layer}}$ , МДж
$t_1 = 2$ мс	1.68	0.005	9.08
$t_2 = 15$ мс	15.06	6.05	13.55
$\Delta E$	13.38	6.05	4.47
$\Delta E/\Delta E_{\text{dis}}\%$	100	45.2	33.4

	Эксперимент 1	Эксперимент 2
$E_{TME}$ , МДж	2.5	2.85
$\Delta E_{TME}/\Delta E_{\text{dis}}\%$	29.0	21.4
$W_{TME}$ , МВт/м <sup>2</sup>	150	200

Для анализа этого явления было рассмотрено изменение энергий диссипации, излучения и внутренней энергии  $T$ -слоя за промежуток времени между стабилизацией  $T$ -слоя  $t_1$  и началом выхода  $T$ -слоя из канала  $t_2$ . Энергия тепломассобмена за этот период времени рассчитывалась как

$$E_{TME} = \Delta E_{\text{dis}} - \Delta E_R - \Delta E_{\text{layer}}.$$

Тепловая мощность потока через  $T$ -слой оценивалась как

$$W_{TME} = \frac{E_{TME}}{(t_2 - t_1)\tilde{A}_{MHD}},$$

где  $\tilde{A}_{MHD}$  — среднее поперечное сечение электродной секции. Средняя тепловая мощность потока оценивалась как

$$\tilde{W}_{flux} = \frac{E_{\text{out}}(t'_1) - E_{\text{out}}(t'_2)}{(t'_2 - t'_1)\tilde{A}_{MHD}}.$$

Моменты времени  $t'_1$ ,  $t'_2$  выбирались на линейном участке изменения энергии  $E_{\text{out}}$ . Полученные результаты представлены в таблицах 2–3.

Таблица 3: Оценка средней тепловой мощности потока.

	Эксперимент 1	Эксперимент 2
$t'_1$ , мс	10	6
$t'_2$ , мс	15	12
$E_{\text{out}}(t'_1)$ , МДж	40	10
$E_{\text{out}}(t'_2)$ , МДж	80	57
$\widetilde{W}_{flux}$ , ГВт/м <sup>2</sup>	6.4	6.3
$W_{TME}/\widetilde{W}_{flux}$ , %	2.3	3.2

## Выводы

Таким образом, около 20 % энергии джоулевой диссипации идет на тепломассообмен с потоком толкающего газа, что составляет 2 – 3 % тепловой мощности потока. Эта величина и характеризует проницаемость плазменного поршня за счет тепломассообмена.

## Список литературы

- [1] Васильев Е. Н., Деревянко В. А., Славин В. С. Стабилизированный токовый слой // ТВТ. 1986. Т. 24, № 5. С. 844–851.
- [2] Васильев Е. Н. Формирование токового слоя в условиях радиационного теплообмена при высоком давлении // Изв. СО АН СССР. 1990. № 1. С. 94–97.
- [3] Деревянко В. А., Деревянко В. В. Модель детонационного МГД-генератора с  $T$ -слоем // ТВТ. 2000. № 6. С. 985–990.
- [4] Деревянко В. В. Детонационный МГД-генератор высокого давления // готовится к печати.
- [5] Суржиков С. Т. Автоматизированная система исследования радиационных и динамических процессов в низкотемпературной плазме. М. 1988. 40 с. (Препринт № 313 Института проблем механики АН СССР).
- [6] Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
- [7] HUYNH H. T. Accurate Upwind Methods For The Euler Equations // SIAM J. Numer. Anal. 1995. Vol. 32, № 5. P. 1565–1619.
- [8] VASILYEV E. N., DEREVYANKO V. A., OVCHINNIKOV V. V. Radiation Characterisitcs and Structure of Current Layer in MHD Channel // 10th Intern. Conf. on MHD Power Generation, Dec 4–8. 1989.