

03

## Снижение радиационных потерь в тракте алюмоводородного МГД-генератора

© В.А. Битюрин, А.В. Галактионов, А.В. Колпаков

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва  
E-mail: bityurin@ihed.ras.ru

Поступило в Редакцию 28 июня 2010 г.

Получены строгие оценки интегральных потоков теплового излучения рабочего тела на стенки высокотемпературных установок. Оценки удобны в инженерных расчетах и помогают искать пути решения проблемы радиационных потерь в тракте перспективных алюмоводородных МГД-генераторов.

В недавних работах [1–3] были описаны преимущества использования в качестве рабочего тела МГД-генератора горячего водорода, получаемого в результате окисления алюминия водой. Высокая электропроводность, малый молекулярный вес и большая скорость водородной плазмы позволяют обойти ряд принципиальных физических ограничений, которые помешали МГД-генераторам на ископаемых топливах потеснить традиционные тепловые электростанции. В то же время развитие алюмоводородных технологий ставит целый ряд новых технологических проблем: от обеспечения безопасности аварийного сброса водорода [4] до эффективной очистки водорода от корундовой пыли и снижения радиационных потерь. При окислении алюминия водой в камере сгорания и в последующем тракте установки присутствуют водяной пар, частицы и капли алюминия, корунда и промежуточных продуктов реакции. Все эти компоненты, разогретые до температуры более трех тысяч градусов, активно участвуют в радиационном теплообмене. Простейшие оценки показывают, что радиационные потери на стенки тракта при этом могут достигать величин, сопоставимых с мощностью генератора, что ставит под сомнение саму возможность его практической реализации. Сегодня детальный численный расчет радиационных потоков в такой системе не создает неразрешимых вычислительных проблем, однако отсутствие надежных данных по оптическим свойствам при высоких температурах

снижает достоверность таких расчетов. Даже для сравнительно хорошо изученного корунда данные по коэффициенту поглощения расплава имеют разброс, достигающий нескольких порядков [5]. Кроме того, конструкции перспективных алюмоводородных МГД-генераторов пока находятся в стадии разработки. Поэтому вычислительный эксперимент не может заменить теоретических оценок.

Как правило, при проектировании МГД-генератора достаточно знать некоторые интегральные характеристики для компонентов установки [6]. При этом для радиационных потерь на стенки нужны надежные и адекватные оценки сверху, позволяющие выбрать подходящую теплозащиту и охлаждение конструкции.

Предположив наличие локального термодинамического равновесия в реагирующей смеси, будем исходить из уравнения переноса для селективной поглощающей, излучающей и рассеивающей среды

$$\begin{aligned} & \Omega \nabla I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) + (\alpha_\nu + \beta_\nu) I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) \\ & = \beta_\nu \int_{4\pi} S_\nu(\Omega \cdot \Omega') I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega' + \alpha_\nu n_\nu^2 I_{p\nu}(T(\mathbf{r})), \quad (1) \end{aligned}$$

где  $\Omega$  — угол распространения излучения,  $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega)$  — интенсивность излучения,  $\alpha_\nu$  — коэффициент поглощения,  $\beta_\nu$  — коэффициент рассеяния,  $S_\nu(\Omega \cdot \Omega')$  — индикатриса рассеяния,  $n_\nu$  — эффективный показатель преломления смеси, который далее считаем равным единице,  $I_{p\nu}$  — интенсивность равновесного излучения в вакууме,  $T(\mathbf{r})$  — температура. Везде индекс  $\nu$  указывает на спектральную зависимость соответствующего параметра. Уравнение переноса (1) следует дополнить граничными условиями с общим зеркально-диффузным характером отражения на границах [7]. Уравнение (1) решается при известном из гидродинамической части задачи температурном распределении, после чего можно вычислить радиационные источники в уравнении полного баланса энергии:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \int_{\Sigma} \alpha_\nu \{U_{p\nu}(T(\mathbf{r})) - U_\nu(\mathbf{r})\} d\nu + \dots, \quad (2)$$

замкнув тем самым систему. Здесь  $H$  — энтальпия, а интегрирование ведется по области спектра  $\Sigma$ , существенной для теплового излучения,

$$U_\nu(\mathbf{r}) = \int I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \quad \text{— спектральная плотность энергии излучения,}$$

$$U_{p\nu} = \int_{4\pi} I_{p\nu} d\Omega.$$

Проинтегрируем уравнение (1) по углу, по спектру и по объему каждого из элементов конструкции (камера сгорания, горло сопла и т.п.), разбив установку на части с нужной степенью детализации. В результате получим уравнение

$$\int_{V_i} \int_{\Sigma} \nabla \mathbf{q}_\nu d\nu dV = \int_{V_i} \int_{\Sigma} \alpha_\nu (U_{p\nu}(T(\mathbf{r})) - U_\nu(\mathbf{r})) d\nu dV, \quad (3)$$

где  $V_i$  — объем  $i$ -той части установки,  $\mathbf{q}_\nu$  — спектральная плотность потока энергии излучения. По известной теореме анализа объемный интеграл в левой части (3) можно заменить поверхностным  $\int_{V_i} \int_{\Sigma} \nabla \mathbf{q}_\nu d\nu dV = \int_{S_i} \int_{\Sigma} \mathbf{q}_\nu d\nu dS$ , который равен искомым радиационным потерям на стенки в каждой части установки, если пренебречь потоками излучения по мысленным границам между частями установки, которые взаимно компенсируются. В итоге получим удобное для дальнейшего анализа строгое выражение

$$Q_i \cong \int_{V_i} \bar{\alpha} (4\sigma T^4(\mathbf{r}) - U(\mathbf{r})) dV, \quad (4)$$

где  $U = \int U_\nu d\nu$ ,  $\bar{\alpha}$  — осредненный по Планку коэффициент поглощения, т.е. непосредственно из уравнения переноса излучения следует, что радиационные потери на стенки равны объемным интегралам от радиационных стоков/источников в уравнении полного баланса энергии.

Выражение (4) удобно для получения искомых оценок. Поскольку все величины под интегралом положительны и, очевидно,  $T(\mathbf{r}) \leq T_{\max}$  и  $U(\mathbf{r}) \geq 4\sigma T_w^4$ , где  $T_w$  — температура стенки, то получаем простейшую оценку радиационных потерь

$$Q \leq 4\sigma \bar{\alpha} V (T_{\max}^4 - T_w^4). \quad (5)$$

Здесь и далее номер секции  $i$  опускаем. Эта оценка справедлива всегда, но, как нетрудно убедиться, она становится адекватной лишь в случае малой оптической толщины секции  $\bar{\alpha} l \ll 1$  с характерным размером  $l$ .

Оценка не учитывает отражение от стенок и зачастую слишком груба. Однако уже она оказывается весьма полезной. Дело в том, что за исключением камеры сгорания во всех остальных частях генератора основной вклад в тепловое излучение вносят капли и частицы корунда, поскольку водород в этой части спектра прозрачен. А поскольку капли корунда для эффективной работы МГД-генератора необходимо удалить из водорода, оптическая толщина потока неизбежно должна стать малой.

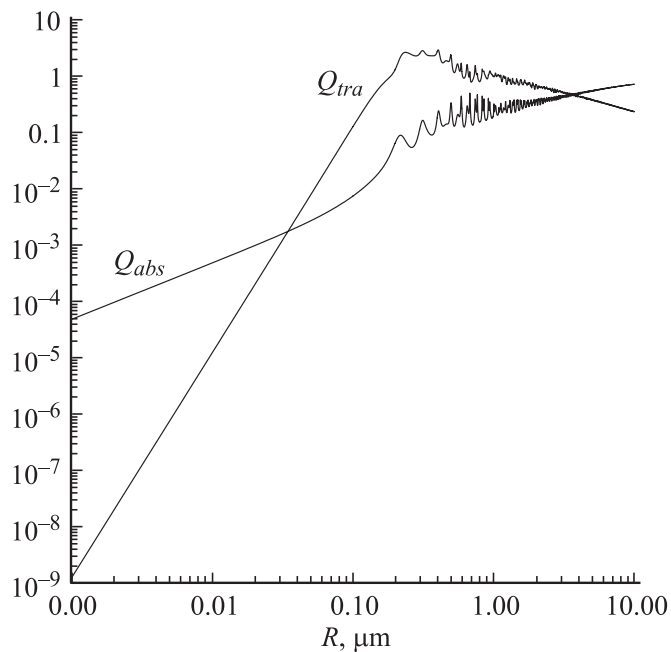
Из соотношения (5) легко видеть, что радиационные потери определяются произведением коэффициента поглощения потока на объем секции  $\bar{\alpha}V$ . Для капель корунда в потоке коэффициент поглощения нетрудно вычислить, воспользовавшись теорией Ми [8], и, при заданном объемном расходе корунда в установке  $R$ , получить оценку

$$Q \leq 6R\tau \bar{Q}_{abs} \sigma (T_{\max}^4 - T_w^4)/d, \quad (6)$$

где  $\tau$  — время пребывания капель в секции,  $d$  — диаметр капель,  $\bar{Q}_{abs}$  — эффективность поглощения. Для частиц с диаметром заметно меньше характерной длины волны теплового излучения, соответствующего максимуму распределения Планка ( $\lambda_{\max} \propto 1 \mu\text{m}$  при 3000 К), эффективность поглощения можно вычислить по формуле Рэлея  $Q_{abs} = \frac{4\pi d}{\lambda_{\max}} \text{Im} \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)$ , где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость корунда. Легко видеть, что в этом предельном случае радиационные потери не зависят ни от диаметра частиц, ни от деталей геометрии установки. Единственным способом снижения потерь является увеличение скорости потока для сокращения времени  $\tau$  пребывания капель в секции.

Однако предположение о малой оптической толщине потока выполняется далеко не всегда. Кроме того, как видно из рисунка, для частиц корунда порядка микрометра эффективность рассеяния может на несколько порядков превышать эффективность поглощения. В этом случае в смеси будет преобладать многократное рассеяние теплового излучения, и оценки (5), (6) дают сильно завышенные значения радиационных потерь.

Для более корректных оценок здесь ограничимся изотермичным [6] по секции случаем ( $T(\mathbf{r} \equiv T_{\max})$ ), но плотность энергии излучения оценим исходя из приближения диффузии излучения, при которой лучистый поток пропорционален градиенту плотности энергии излучения. Это приближение соответствует  $P_1$  приближению метода



Эффективность поглощения и транспортного сечения рассеяния капель расплава корунда на длине волны  $1 \mu\text{m}$ .

сферических гармоник для решения уравнения переноса (10). Известно, что диффузионное приближение всегда качественно верно описывает теплообмен излучением, а операторным методом [9] можно показать, что по крайней мере для неограниченной среды его погрешность эквивалентна неопределенности в свойствах среды на уровне десятков процентов. Обычно неопределенности в оптических свойствах при высоких температурах гораздо больше. Более того, в [9] показано, что оператор диффузии излучения мажорирует оператор точного уравнения переноса (1). Это значит, что при правильной аппроксимации граничных условий можно рассчитывать, что полученные с помощью уравнения диффузии оценки будут оценками сверху.

В данном случае естественно ограничиться цилиндрической геометрией и одномерной диффузией излучения по радиусу сечения, что

позволяет вычислить эффективную излучательную способность потока

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{q(r_0)}{\sigma(T_{\text{max}}^4 - T_w^4)} = \frac{2\varepsilon_w D \xi I_1(\xi r_0)/(2 - \varepsilon_w)}{D \xi I_1(\xi r_0) + \varepsilon_w I_0(\xi r_0)/2(2 - \varepsilon_w)}, \quad (7)$$

где  $r_0$  — радиус секции,  $D$  — коэффициент диффузии излучения,  $\xi = \sqrt{\alpha/D}$ ,  $I_0, I_1$  — модифицированные функции Бесселя,  $\varepsilon_w$  — излучательная способность стенок.

Следующим шагом является учет температурного профиля в смеси на основе известных приближений теории пограничного слоя [7]. Профиль может быть важен, если оптическая толщина пограничного слоя оказывается большой, и основные радиационные потери идут из пристеночного слоя с существенно более низкой температурой. Однако получаемые при этом аналитические формулы слишком громоздки и здесь не приводятся.

Полученные оценки позволяют быстро вычислять радиационные потери в проектируемых МГД-генераторах и находить простые пути их снижения. Эти потери по предварительным расчетам в различных частях установки и режимах горения оказываются в 3–30 раз меньше потерь от абсолютно черного тела.

## Список литературы

- [1] Шейндлин А.Е., Битюрин В.А., Жук А.З., Залкинд В.И., Иванов П.П., Мирошниченко В.И. // ДАН. Энергетика. 2009. Т. 425. № 4. С. 1.
- [2] Sheindlin A.E., Bityurin V.A., Bocharov A.N., Ivanov P.P., Klimov A.I., Miroshnichenko V.I., Zalkind V.I., Zhuk A.Z. // 40th Plasmadynamics and Laser Conference. June 22–June 25. San Antonio, Texas, 2009. P. 326.
- [3] Шейндлин А.Е. (ред.) Алюмоводородная энергетика. М.: ОИВТ РАН, 2007. 278 с.
- [4] Голуб В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 5. С. 8.
- [5] Лигарт Ю.К. и др. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 5. С. 872.
- [6] Шелков Е.М., Иванов П.П., Корягина Г.М., Малюженок Г.П., Медин С.А. // 8-я Межд. конф. по МГД преобразованию энергии. Москва, 12–18 сентября 1983 г. Т. 1. С. 22.
- [7] Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976.
- [8] Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
- [9] Галактионов А.В. // ТВТ. 1992. Т. 30. № 4. С. 803.