

УДК 621.314.211

Оценка эффективности системы охлаждения горизонтальных плазмохимических реакторов целевого продукта

В.К. Семенов, Л.Г. Бабилова
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация
E-mail: npp@aes.ispu.ru

Авторское резюме

Состояние вопроса: В настоящее время определение эффективности системы охлаждения плазмохимических реакторов носит грубый, оценочный характер. Необходима разработка и реализация математических моделей, позволяющих рассчитать температурное поле реактора в условиях смешанной конвекции.

Материалы и методы: Расчет теплофизических характеристик плазмохимических реакторов целевого продукта произведен на основе метода интегральных соотношений.

Результаты: Предложена математическая модель для расчета температурного поля проточного плазмохимического реактора в условиях смешанной конвекции, основанная на системе уравнений Буссинеска с распределенным объемным источником энергии, обусловленным джоулевым теплом от хаотически распределенных по объему активной зоны реактора стримеров. Методом интегральных соотношений решена сопряженная задача по расчету температурного поля в активной зоне, металлической стенке с твердым диэлектрическим покрытием и проточном канале охлаждения с жидким теплоносителем.

Выводы: Использование полученных результатов способствует повышению эффективности плазмохимических реакторов целевого продукта.

Ключевые слова: плазмохимический реактор, поле температур, уравнения Буссинеска, метод интегральных соотношений.

Effectiveness Estimation of Cooling System of Horizontal Plazmochemical Reactors of Target Product

V.K. Semenov, L.G. Babikova
Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation
E-mail: npp@aes.ispu.ru

Abstract

Background: At present time efficiency determination of cooling system of plazmochemical reactors is just estimated. It is important to design and implement the mathematical models, allowing to calculate a temperature field of a reactor in mixed convection.

Materials and methods: The calculation of thermo physical characteristics of plazmochemical reactors of target product on the basis of the integral equations method is carried out.

Results: The mathematical model for calculating the temperature field of the flowing plazmochemical reactor in mixed convection is proposed on the basis of the Boussinesq approximation with separated volume energy source. It is determined by **Joule's heat** dependence on chaotically distributed streamers in reactor core. The interfaced problem of calculating a temperature field in the reactor core, in the metal wall with a firm dielectric covering and the flowing channel of cooling with the liquid heat-carrier is solved with the method of integrated parities.

Conclusions: The obtained results make for increasing the efficiency of plazmochemical reactors of target product.

Key words: plazmochemical reactor, a field of temperatures, the Boussinesq approximation, method of integrated parities.

В любом плазмохимическом реакторе зарождается целый каскад разнообразных плазмохимических превращений, в основе которых лежат взаимосвязанные между собой электрофизические, физико-химические и теплофизические процессы. Целью исследования этих процессов является определение оптимальной геометрии активной зоны реактора и оптимальных режимов его работы. При этом уровень описания должен позволять по заданному составу газов на входе в аппарат, энерговыкладу и теплоотводу от аппарата предсказать состав газов на выходе из него. Сложность выбора адекватной математической модели связана с механизмом подвода энергии, а также

многоканальностью и обилием плазмохимических реакций. Энерговклад в газ осуществляется во время отдельных импульсов тока, когда объем активной зоны заполняется большим количеством разветвленных стримеров. При этом их количество, степень заполнения разрядного промежутка, пространственная локализация, геометрия и переносимый заряд от импульса к импульсу меняются случайным образом. Во время распространения отдельного стримера на его фронте в области высокой напряженности поля за счет электронно-колебательного возбуждения молекул электронными ударами происходит рождение химически активных частиц и свободных радикалов, которые,

взаимодействуя с молекулами газа, приводят к появлению готового продукта. Причем плазмохимические реакции протекают как во время приложения импульса тока в активной фазе разряда, так и во время паузы в режиме послесвечения.

Поскольку реальный плазмохимический процесс включает несколько сотен и даже тысяч реакций, точное решение поставленной задачи вряд ли возможно. Для расчета реактора можно предложить приближенный полуэмпирический подход, в основе которого лежит основной принцип синергетики – принцип подчинения. Согласно этому принципу всегда можно выделить основные долгоживущие компоненты, рождение и гибель которых описываются аппроксимирующими реальный процесс уравнениями. Число этих уравнений, как правило, невелико (порядка 1–10), и они могут быть получены как на основе детального анализа различных каналов плазмохимических реакций, так и на основе анализа опытных данных, т.е. эмпирически.

Этими уравнениями являются уравнения непрерывности, записанные для концентрации продукта с учетом рождения и гибели той или иной компоненты [1]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(\bar{v}n - D\nabla n) = R - n^m k_o \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right), \quad (1)$$

где m – порядок химической реакции гибели продукта; v – скорость течения газа через реактор; D – коэффициент диффузии; E_A – энергия активации химической реакции; T – температура газа; ∇ – дифференциальный оператор Гамильтона.

Первое слагаемое правой части (1) – скорость рождения целевого продукта, второе слагаемое – скорость гибели молекул целевого продукта, определяемая, в соответствии с законом Аррениуса, температурой газа. Граничными условиями задаются концентрация продукта на входе в реактор и отсутствие потока частиц через боковые стенки реактора. Скорость течения газа и температурное поле должны определяться из решения соответствующей теплофизической задачи. С ростом температуры газа увеличивается скорость распада продукта, и если система охлаждения реактора окажется неэффективной, то на выходе из реактора концентрация продукта может оказаться ничтожной. Из этого следует, что расчет температурного поля и выбор режима работы системы охлаждения являются решающими для реактора.

При формулировании математической модели процесса переноса теплоты будем основываться на следующих допущениях. Нагрев газа обусловлен джоулевым теплом, выделяемым как в объеме реактора, так и исходящим из диэлектрических барьеров. Объемный источник тепла обусловлен джоулевым теплом и теплом, поступающим от плазмохимических реакций. Второй источник мал по сравнению с первым, и им можно пренебречь. В силу однородности распределения напряженности поля E и тока проводимости j по длине разрядного канала будем полагать, что мощность объемного источни-

ка тепла не зависит от координат $q = \vec{j}\vec{E} = \text{const}$. Выделение тепла в диэлектрическом барьере, обусловленное токами сквозной проводимости и установлением различных видов поляризации, также мало по сравнению с объемным источником тепла, и им можно пренебречь. При этом в рабочем интервале температур, равном разности между температурой выхода и входа газа в реактор, коэффициенты вязкости ν и температуропроводности a будем считать постоянными и равными их средним значениям:

$$\nu = \frac{1}{T_b - T_o} \int_{T_o}^{T_b} \nu dT,$$

$$a = \frac{1}{T_b - T_o} \int_{T_o}^{T_b} a dT.$$

В отличие от конверсионных реакторов и быстро проточных лазеров в реакторах целевого продукта, газ движется медленно и кроме движущего перепада давления нужно учитывать архимедовы силы, т.е. движение газа происходит в условиях смешанной конвекции, математической моделью которой является система уравнений Буссинеска [2]. В безразмерном виде для плоскопараллельного случая она имеет следующий вид (см. рисунок):

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = GrT; \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial(Tu)}{\partial x} + \frac{\partial(Tv)}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + 1. \quad (5)$$

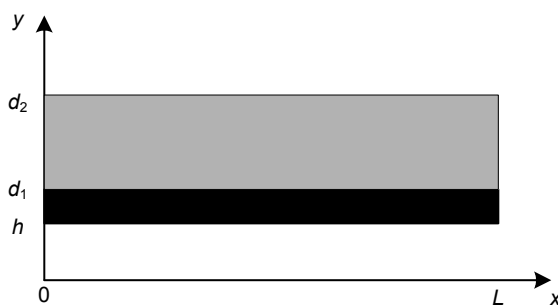


Схема реактора

В этих уравнениях зависимость $\rho(T)$ учтена постольку, поскольку с ней связаны архимедовы силы. В частности, в уравнении непрерывности плотность газа считается величиной постоянной. В уравнении движения сила тяжести представлена в виде $\rho g = \rho_o g - \rho_o \beta T g$, где β – коэффициент расширения. Не зависящая от температуры составляющая $\rho_o g$ включена в градиент давления, т.е. давление p представляет собой избыток давления

над гидростатическим ($-\nabla p = \rho_o \bar{g} - \nabla P$), отсчитанным от входа в реактор.

В силу симметрии задачи в качестве единицы длины взята полуширина активной зоны h , а остальные масштабы имеют следующий вид:

$$v_1 = \frac{v}{h}; \quad p_1 = \frac{v^2 \rho_o}{h^2}; \quad T_1 = \frac{qh^2}{C_p \rho_o v}. \quad (6)$$

При такой нормировке появляются три параметра: число Прандтля, число Грассгофа и среднее по сечению реактора число Рейнольдса, задающее расход газа $\langle u \rangle$ через реактор:

$$Pr = \frac{v}{a}, \quad Gr = \frac{\beta_o q h^5}{C_p \rho_o v^3}, \quad \langle Re \rangle = \frac{\langle u \rangle h}{v}. \quad (7)$$

Здесь q – объемный источник теплоты в разрядном канале; v , a – коэффициенты вязкости и температуропроводности газа соответственно; ρ_o – плотность газа на входе в реактор; C_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении. При этом давление и температура отсчитываются от соответствующих величин на входе в реактор.

Охлаждение активной зоны реактора осуществляется проточным жидким теплоносителем, отделенным от зоны металлическим электродом, покрытым твердым диэлектриком (см. рисунок). Поэтому система уравнений Буссинеска должна быть дополнена уравнениями переноса теплоты в стенке реактора и в системе охлаждения:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = 0; \quad (8)$$

$$u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} = -\frac{\rho_o}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial x} + \frac{v_1}{v} \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial p_1}{\partial y} = 0; \quad (10)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0; \quad (11)$$

$$\frac{\partial(T_1 u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(T_1 v_1)}{\partial y} = \frac{1}{Pr_1} \frac{v_1}{v} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (12)$$

Исходная система уравнений (2)–(5) и (8)–(12) должна быть дополнена соответствующими граничными условиями. Поскольку система охлаждения может быть как прямоточной, так и противоточной, то подробно рассмотрим одну из них, а именно – прямоточную. Для нее граничные условия имеют следующий вид:

$$\text{при } y = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad u = v = 0;$$

$$\text{при } y = 1$$

$$u = v = 0; \quad T(x, 1) = \theta(x, 1); \quad \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_1 = \lambda_2^* \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_1;$$

$$\text{при } y = d_1 \quad u_1 = v_1 = 0; \quad T_1(x, d_1) = \theta(x, d_1);$$

$$\lambda_1^* \left(\frac{\partial T_1}{\partial y}\right)_{d_1} = \lambda_2^* \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_{d_1};$$

$$\text{при } y = d_2 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{d_2} = 0; \quad u_1 = v_1 = 0;$$

$$\text{при } x = 0 \quad T(0) = \theta(0) = T_1 = 0; \quad p = 0;$$

$$\langle Re \rangle = \int_0^1 u dy = const;$$

$$\langle Re_1 \rangle = const, \quad \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_0 = \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_L = 0. \quad (13)$$

Здесь λ_1^* и λ_2^* – соответственно отношения коэффициентов теплопроводности охлаждающей жидкости и электрода к коэффициенту теплопроводности газа.

Решение поставленной краевой задачи будем искать на основе метода интегральных соотношений, в котором влияние всякого рода гипотез и эмпирических зависимостей будет в сильной степени сглажено [2]. Для этого от дифференциальных уравнений перейдем к соответствующим интегральным соотношениям, проинтегрировав исходные дифференциальные уравнения в поперечном направлении. С учетом граничных условий получим интегральные соотношения для переноса энергии [3]:

$$\frac{d}{dx} \int_0^1 T u dy = 1 + \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_1; \quad (14)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^1 T_1 u_1 dy = -\frac{v_1^*}{Pr_1} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{d_1}; \quad (15)$$

$$\frac{d^2 \langle \theta \rangle}{dx^2} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_{d_1} - \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_1 = 0. \quad (16)$$

Ввиду того, что активная зона является протяженной, а диэлектрическое покрытие электрода – тонким, переносом теплоты вдоль диэлектрика пренебрежем и будем считать плотность теплового потока в электроде с диэлектрическим покрытием величиной постоянной. Следовательно:

$$\theta(1) = \theta(d_1) + \frac{jd}{\lambda_2^*};$$

$$\langle \theta \rangle = \theta(d_1) + \frac{d}{2\lambda_2^*} j;$$

$$\theta(1) = \langle \theta \rangle + \frac{jd}{2\lambda_2^*}.$$

Профили скоростей и температур в разрядном канале и в системе охлаждения аппроксимируем квадратичными параболами:

$$u = u_o(y - y^2);$$

$$u_1 = u_{1o} \left[(y - d_1) - \frac{(y - d_1)^2}{d_2 - d_1} \right];$$

$$T(x, y) = \langle \theta \rangle + \frac{1}{2} j(x) \left[\frac{d}{\lambda_2^*} + 1 - y^2 \right];$$

$$T_1(x, y) = \langle \theta \rangle - j(x) \left[\frac{d}{2\lambda_2^*} + (y - d_1) - \frac{(y - d_1)^2}{2(d_2 - d_1)} \right]. \quad (17)$$

После подстановки (17) в интегральные соотношения (15) и (16) и несложных вычислений получим следующую систему дифференци-

альных уравнений относительно двух неизвестных функций $j(x)$ и $\langle \theta(x) \rangle$:

$$b_1 \frac{d\langle \theta \rangle}{dx} + b_2 \frac{dj}{dx} = 1 - \frac{j}{Pr}, \quad (18)$$

$$b_3 \frac{d\langle \theta \rangle}{dx} - b_4 \frac{dj}{dx} = b_5 j. \quad (19)$$

$$\text{Здесь } b_1 = \frac{1}{6} u_{10}; \quad b_2 = \left(\frac{7}{120} + \frac{1}{12} \frac{d}{\lambda_2^*} \right) u_{10};$$

$$b_3 = \frac{1}{6} u_{10} (d_2 - d_1)^2;$$

$$b_4 = \frac{1}{12} \frac{d(d_2 - d_1)^2}{\lambda_2^*} u_{10} + \frac{7}{120} \frac{(d_2 - d_1)^3}{\lambda_1^*} u_{10};$$

$$b_5 = \frac{v_1^*}{Pr_1 \lambda_1^*}.$$

Исключая из этих уравнений $\langle \theta \rangle$, получим следующее уравнение для плотности теплового потока j :

$$a_1 \frac{dj}{dx} = b_3 - a_2 j, \quad (20)$$

$$\text{где } a_1 = b_2 b_3 + b_1 b_4; \quad a_2 = \frac{b_3}{Pr} + b_1 b_5.$$

Интегрируя уравнение (20), получим

$$j = \frac{b_3}{a_2} \left[1 - \exp\left(-\frac{a_2}{a_1} x\right) \right]. \quad (21)$$

Здесь учтено, что $j(0)=0$. Подставляя (21) в (18), получим уравнения для нахождения $\langle \theta \rangle$:

$$\frac{d\langle \theta \rangle}{dx} = A + B \exp\left(-\frac{a_2}{a_1} x\right); \quad (22)$$

$$\langle \theta \rangle = Ax + B \frac{a_1}{a_2} \left[1 - \exp\left(-\frac{a_2}{a_1} x\right) \right]. \quad (23)$$

$$\text{Здесь } A = \frac{1}{b_1} - \frac{b_3}{Pr a_2 b_1}; \quad B = \frac{b_3}{Pr a_2 b_1} - \frac{b_2 b_3}{a_1 b_1}.$$

Полученные решения позволяют найти закон изменения средней по ширине разрядного канала температуры вдоль активной зоны реактора:

$$\langle T(x) \rangle = \langle \theta(x) \rangle + \left(\frac{1}{3} + \frac{d}{2\lambda_2^*} \right) j(x). \quad (24)$$

Аналогичным образом рассчитывается противоточная система охлаждения. При эффективном выносе теплоты системой охлажде-

ния системы прямоточного и противоточного охлаждения близки друг другу. Однако при небольших расходах охлаждающей жидкости противоточная система охлаждения является более предпочтительной.

Проведенный анализ позволяет сформулировать критерий эффективности системы принудительного охлаждения в обоих случаях. Система охлаждения эффективна, если почти все тепло, выделенное в активной зоне реактора, отводится ею. Из приведенных выше интегральных соотношений следует, что это будет выполнено при условии

$$\frac{1}{L Pr} \int_0^L j dx \approx 1. \quad (25)$$

Полагая длину участка тепловой стабилизации $L_c = \frac{a_1}{a_2}$ малой по сравнению с продольной

длиной реактора L , получим следующую оценку эффективности системы охлаждения:

$$\frac{u_0}{u_{01}} \ll \frac{Pr_1 \lambda_1^* (d_2 - d_1)^2}{v_1^* Pr}. \quad (26)$$

Список литературы

1. Семенов В.К., Трошин С.Л., Мешалкин Д.В. К вопросу оптимизации длины активной зоны плазмохимического реактора // Теоретические основы химической технологии. – 2003. – Т. 37. – № 3. – С. 309–314.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974.
3. Семенов В.К. К вопросу теплообмена в вертикальных каналах газоразрядных аппаратов // Теплофизика высоких температур. – 1998. – Т. 36. – № 3. – С. 503–507.

References

1. Semenov, V.K., Troshin, S.L., Meshalkin, D.V. K voprosu optimizatsii dliny aktivnoy zony plazmokhimicheskogo reaktora [On issue of Length Optimization of Plazmochemical Reactor Core]. *Teoreticheskie osnovy khimicheskoy tekhnologii*, 2003, vol. 37, no. 3, pp. 309–314.
2. Shlikhting, G. *Teoriya pogrannichnogo sloya* [The Boundary Layer Theory]. Moscow, Nauka, 1974.
3. Semenov, V.K. K voprosu teploobmena v vertikal'nykh kanalah gazorazryadnykh apparatov [On issue of Heat Exchange in Vertical Channels of Gas-discharge Apparatuses]. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 1998, vol. 36, no. 3, pp. 503–507.

Семенов Владимир Константинович,
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
доктор технических наук, профессор кафедры атомных электростанций,
e-mail: npp@aes.ispu.ru

Бабикова Людмила Геннадьевна,
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
ведущий программист, старший преподаватель кафедры атомных электростанций,
e-mail: npp@aes.ispu.ru