

Расчет температуры в активной зоне реактора при произвольном законе распределения тепловыделения по высоте зоны

В. Е. МИНАШИН, А. А. ШОЛОХОВ, Ю. Н. ГРИБАНОВ

УДК 621.039.517.5

Обсуждается метод расчета температур поверхности тепловыделяющих элементов с использованием коэффициента теплоотдачи. На реальном примере проанализированы погрешности, которые возникают при расчете по этому методу в случае переменного тепловыделения по длине активной зоны. Предлагается другая методика расчета температур твэлов при произвольном распределении тепловыделения по длине, основанная на принципе суперпозиции. Приведены практические рекомендации по расчету температур с помощью интеграла Дюамеля. Для иллюстрации методики проведен анализ имеющихся опытных данных по измерению температур при синусоидальном изменении теплового потока по длине трубы.

Обычно при расчетах температуры поверхности твэлов используют формулу [1, 2]

$$t_{ст} = t_{вх} + \frac{F_T}{GC_p} \int_0^z q(\xi) d\xi + \frac{q(z) F_T}{\alpha P}, \quad (1)$$

где $t_{ст}$ — температура стенки; $t_{вх}$ — температура входа теплоносителя; F_T — поперечное сечение тепловыделяющего материала; G — весовой расход; C_p — удельная теплоемкость; P — периметр; q — объемное удельное тепловыделение; α — коэффициент теплоотдачи. Второй член правой части формулы описывает интегральный подогрев теплоносителя от входа до координаты z , а последний член — температурный перепад между стенкой и жидкостью, рассчитанный по локальному тепловому потоку

$$q_s = \frac{q F_T}{P}. \quad (2)$$

Коэффициент теплоотдачи α определяют, как правило, экспериментально при условии $q(z) = \text{const}$.

Однако в реальных системах коэффициент теплоотдачи зависит от профиля тепловыделения по длине твэла. Возникающую при этом неточность расчета проиллюстрируем на примере теплового расчета активной зоны реактора на быстрых нейтронах. Как известно, в таких реакторах нередко делают несколько зон воспроизводства, обладающих разными свойствами. В наиболее тяжелых условиях при этом оказываются твэлы, которые примыкают к границе раздела двух зон [3], поэтому исследование температурного поля в подобных системах представляет большой практический интерес.

На рис. 1 показана область, включающая границу раздела двух зон воспроизводства и захватывающая твэлы, которые примыкают к этой границе [4]. Расчет температур в данной системе при различных законах изменения тепловыделения по высоте зоны позволяет выявить интересные особенности в пространственном распределении температур, связанные с пространственным распределением тепловыделения. В настоящей работе рассмотрен случай, когда тепловыделяющие элементы охлаждаются жидким металлом при турбулентном режиме течения. Методика расчета изложена в работе [4].

Сравнение температур на выходе из активной зоны для постоянного и переменного по высоте тепловыделения показывает, что распределение температур в жидкости на выходе для этих двух случаев примерно одинаково. На рис. 2 дано распределение температур в жидкости для области I по некоторой произвольной линии $ab\gamma\delta$, окружающей тепловыделяющий элемент I (см. рис. 1). За единицу измерения температур принят подогрев теплоносителя в исследуемой системе, а температура входа считается равной нулю. Кривые 1 и 2 мало отличаются друг от друга, и это вполне естественно, если учесть, что средние температуры жидкости на выходе должны совпадать. Кривая 2 рассчитана для изменения тепловыделения по высоте в соответствии с рис. 2 работы [4]. Однако из сопоставления температурных полей следует, что температуры в остальных частях

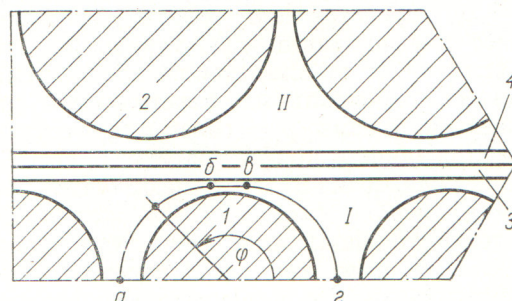


Рис. 1. Кассеты с тепловыделяющими элементами: 1 — твэл (61 шт. в кассете); 2 — твэл (37 шт. в кассете); 3, 4 — шестигранные трубы; I, II — теплоноситель.

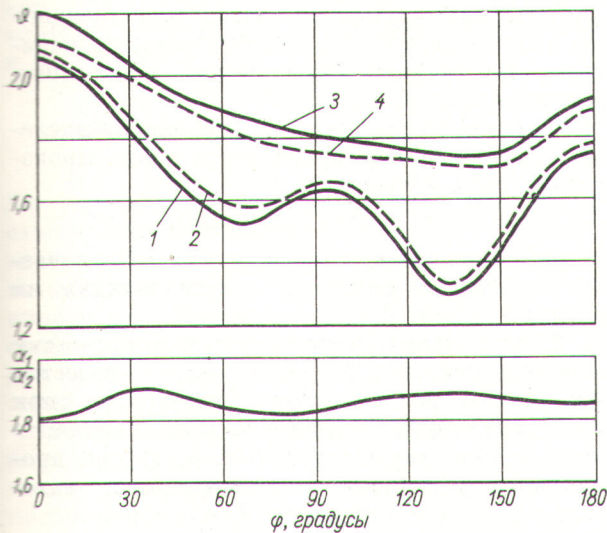


Рис. 2. Изменение температур и коэффициентов теплоотдачи на выходе исследуемой системы:

1, 2—температура жидкости; 3, 4—температура поверхности твэла (соответственно при постоянном и переменном тепловыделении по длине); α_1 , α_2 —коэффициент теплоотдачи при постоянном и переменном по длине тепловыделении соответственно.

системы также сравнительно мало отличаются друг от друга. Так, значения температуры поверхности твэла 1 (см. рис. 1) различаются не более чем на 5% (см. кривые 3 и 4 на рис. 2). Этот факт на первый взгляд кажется странным, если учесть, что тепловой поток в выходном сечении при переменном тепловыделении примерно в два раза меньше, чем в случае, когда тепловыделение постоянно по высоте. Так как в данном примере температуры поверхности в выходном сечении оказались почти одинаковыми, то, следовательно, для этих двух случаев коэффициенты теплоотдачи должны существенно различаться.

На рис. 2 приведено распределение отношения локальных коэффициентов теплоотдачи по периметру твэла. Из рисунка видно, что коэффициент теплоотдачи при постоянном тепловыделении почти в два раза выше значения, соответствующего переменному тепловыделению. Поскольку при расчетах температуры оболочки твэла по формуле (1) коэффициент теплоотдачи берется из опытных данных, полученных при $q(z) = \text{const}$, то в данном случае расчетный температурный перепад будет занижен по сравнению с истинным почти в два раза.

На рис. 3 показано изменение по длине локального критерия Нуссельта $Nu(\xi)$ в случае, когда тепловыделение постоянно (кривая 1),

меняется по синусоиде (кривая 2) и по кривой, соответствующей данным работы [4], (кривая 3).

Здесь $Nu = \frac{\alpha R}{\lambda_I}$, где R — радиус твэла 1 (см. рис. 1); $\xi = Z/l$, где l — длина участка с тепловыделением. Различие в величинах Nu достигает больших значений, следовательно, и расчет распределения температур стенки по длине канала по формуле (1) с использованием локальных значений коэффициента теплоотдачи по кривой 1 рис. 3, соответствующей постоянному тепловыделению, также дает результаты, отличающиеся от истинного распределения температур при переменном тепловыделении.

Резкую зависимость коэффициента теплоотдачи от формы кривой тепловыделения можно понять из рассмотрения физической стороны процесса. Температура теплоносителя в каком-либо сечении зависит не от величины теплового потока в данном месте, а от того, насколько сильно была нагрета жидкость на предыдущем участке. Если, например, на предыдущем интервале имеется большой пик тепловыделения, то пристенные слои перегреваются, и при дальнейшем движении жидкости к следующему участку температура не успевает выравниваться в поперечном сечении. На отрезке, следующем непосредственно за участком пика тепловыделения, температура стенки окажется выше средней температуры жидкости даже в том случае, когда тепловыделение на этом отрезке отсутствует. Следовательно, распределение температур на произвольном расстоянии

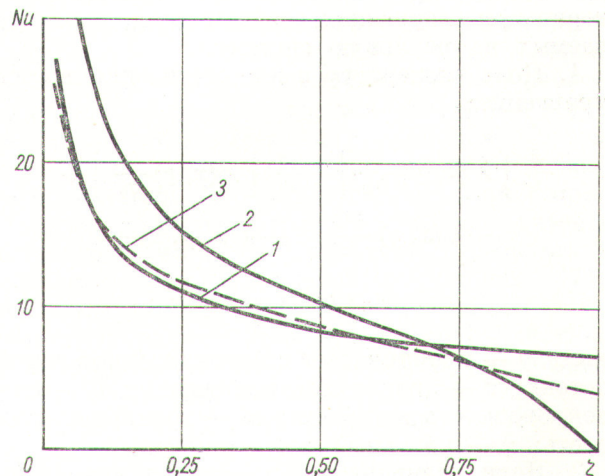


Рис. 3. Изменение коэффициента теплоотдачи по длине для твэла области I (см. рис. 1):

1— $\eta(\xi)=1$; 2— $\eta(\xi)=\frac{\pi}{2} \sin \pi \xi$; 3— $\eta(\xi)$ по работе [4].

от входа определяется не условиями в данном сечении, а условиями на всем предыдущем интервале, т. е. определяется историей процесса. Так, например, при $\eta(\xi) = \frac{\pi}{2} \sin \pi \xi$

тепловой поток на конце активной зоны равен нулю, а перепад температуры между стенкой и жидкостью имеет конечную величину, вследствие этого формально определяемый коэффициент теплоотдачи обращается здесь в нуль [см. кривую 2 на рис. 3, где $Nu(\xi = 1) = 0$].

Строго говоря, каждое изменение локального тепловыделения дает начало новому распределению температур в поперечном сечении, которое затем выравнивается. Следовательно, в реакторе с переменным тепловыделением по высоте не может быть никакой тепловой стабилизации.

При расчете по методике, использующей коэффициент теплоотдачи, все эти эффекты не учитываются, т. е. формула (1) неверна в принципе, поскольку она предполагает возможность пересчета перепада температур через коэффициент теплоотдачи на любое распределение тепловыделения по высоте.

Как же в таком случае рассчитывать распределение температур? Для расчета температур при произвольном изменении тепловыделения по высоте активной зоны необходимо использовать другой метод [4], суть которого состоит в следующем. Если известно распределение температур при постоянном тепловыделении по длине активной зоны, то распределение температур при произвольном изменении тепловыделения находится с помощью интеграла Дюамеля. Интегральное соотношение Дюамеля верно при следующих ограничениях, накладываемых на реальную систему.

1. Поле температур в жидкости описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(x, y) \frac{\partial t}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(x, y) \frac{\partial t}{\partial y} \right] + \\ + \lambda(x, y) \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = -q(x, y, z) + \\ + w(x, y) C_p \gamma \frac{\partial t(x, y, z)}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

где x, y — координаты в плоскости, нормальной потоку; z — продольная координата; λ — теплопроводность жидкости; w — локальная скорость; γ — удельный вес жидкости.

2. Поле температур в тепловыделяющем твердом материале описывается аналогичным уравнением (без последнего члена, учитывающего унос тепла движущейся средой).

3. Как для жидкости, так и для твердого тела предполагается, что теплофизические параметры могут быть функциями поперечных координат (x, y) .

4. Распределение удельного тепловыделения в системе можно представить в виде произведения двух функций:

$$q(x, y, z) = f(x, y) \eta(z),$$

где $\eta(z)$ — функция распределения тепловыделения по высоте реактора, нормированная на единицу.

5. Поток теплоносителя гидродинамически стабилизирован. Тогда, если известно $t_2(x, y, z)$ — распределение температур при постоянном тепловыделении по длине канала, то распределение температур $t(x, y, z)$ при произвольном изменении тепловыделения находится с помощью интеграла Дюамеля:

$$\begin{aligned} t(x, y, z) = t_{\text{вх}} + t_2(x, y, z) \eta(z=0) + \\ + \int_0^z \frac{d\eta}{d\xi} t_2(x, y, z-\xi) d\xi. \end{aligned} \quad (4)$$

Особенно следует подчеркнуть тот факт, что здесь не накладываются какие-либо ограничения на продольные растечки тепла; соотношение Дюамеля верно также и при наличии растечек, определяемых в уравнении (3) членом $\lambda(x, y) \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$.

Для практических расчетов формулу (4) удобнее представить в виде

$$\begin{aligned} \vartheta(x, y, z) = \vartheta_{\text{ж}}(z) + \frac{1}{S(x, y)} \beta(x, y, z) \eta(z=0) + \\ + \frac{1}{S(x, y)} \int_0^z \frac{d\eta}{d\xi} \beta(x, y, z-\xi) d\xi, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vartheta_{\text{ж}}(z)$ — средняя температура жидкости на расстоянии z от входа;

$$\vartheta(x, y, z) = \frac{t(x, y, z)}{t_0}; \quad (6)$$

$$S(x, y) = \frac{t_0}{\Delta t(x, y, z_{\text{СТ}})};$$

S представляет собой отношение полного подогрева t_0 жидкости в канале к стабилизированному значению температурного перепада Δt между произвольной точкой системы и жидкостью в случае, когда тепловыделение постоянно по длине (величина S зависит от физических параметров системы и распределения тепловыделения в поперечном сечении); $\beta(x, y, z)$ — безразмерная функция, характеризующая изменение температуры стенки или произволь-

ной точки для случая, когда тепловыделение изменяется только в поперечном направлении и не зависит от z :

$$\beta(x, y, z) = \frac{t(x, y, z) - t_{ж}(z)}{\lim_{z \rightarrow \infty} [t(x, y, z) - t_{ж}(z)]}. \quad (7)$$

Кроме параметра $S(x, y)$ функция $\beta(x, y, z)$ — единственная функция, которую необходимо знать для расчета температур в произвольной точке при произвольном распределении тепловыделения. Значение функции может быть рассчитано или найдено экспериментально. Если при расчете β учтены продольные растечки тепла или эта функция найдена экспериментально, то при нахождении температур по формуле (5) для произвольного изменения тепловыделения автоматически учитываются продольные растечки тепла.

В пользу предложенного метода расчета температур по коэффициенту теплоотдачи α можно выдвинуть следующий довод. Если распределение температур может быть найдено с помощью интеграла Дюамеля, то можно вычислить и величину $\alpha(z)$, а затем полученное значение использовать в расчете. Однако такой подход является искусственным и приводит к двойной работе. Коэффициент теплоотдачи, полученный с помощью интеграла Дюамеля, может быть использован только для того распределения тепловыделения, по которому он найден. Фактически вначале необходимо найти распределение температурных перепадов, потом их обратную величину и затем снова распределение этих же температурных перепадов, пересчитанных самое большее на другой уровень мощности. Поэтому вполне логично совершенно отказаться от коэффициента теплоотдачи при нахождении температур стенки и вести расчет непосредственно по формуле (5).

Основой излагаемого метода расчета является принцип суперпозиции, который применим для решения многих задач теплофизики. В работе [5] описано применение этого принципа для анализа теплообмена в системах с переменным тепловыделением. Здесь в качестве стандартной функции берется изменение температуры по длине в результате импульсного выделения энергии в начальном сечении канала. Такой подход менее предпочтителен, так как его весьма трудно реализовать экспериментально. Кроме того, в работе [5] метод суперпозиции используется для анализа зависимости коэффициента теплоотдачи от характера изменения тепловыделения по длине канала, тогда как

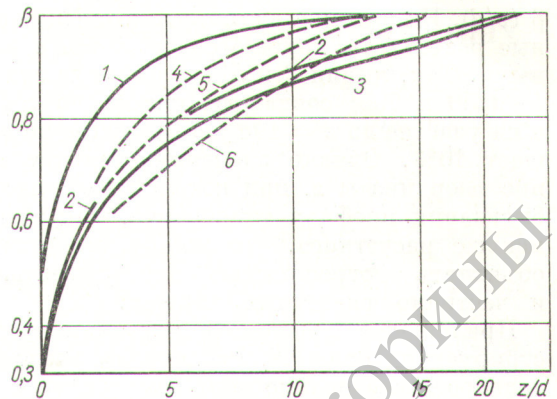


Рис. 4. Зависимость $\beta(z/d)$ для внутренней поверхности круглой трубы (тепловой поток задан на внешней поверхности):

1, 2, 3 — расчетные данные работы [6] для Pe , равного 177, 850 и 4000; $Pr=0,025$, $\delta/r=0,2$, $\lambda_{ст}/\lambda_{ж}=1$; 4, 5 и 6 — экспериментальные данные работы [7], пересчитанные на β , Pe равно 400, 700 и 3000, $Pr \approx 0,02$, $\delta/r=0,157$, $\lambda_{ст}/\lambda_{ж} \approx 1$.

более естественно использовать его в качестве прямого метода расчета температур.

На рис. 4 приведены значения функции $\beta(z/d)$ для круглой трубы при различных значениях критериев Пекле (Pe), Прандтля (Pr), толщины стенки δ и соотношения теплопроводностей стенки и жидкости $\lambda_{ст}/\lambda_{ж}$.

Кривые 1—3 получены на основании расчетов Н. И. Булеева, представленных в форме $\Psi_{ст} = f(z/d)$, где $\Psi_{ст}$ — безразмерная температура внутренней поверхности стенки; z — продольная координата; $d = 2r$ — внутренний диаметр трубы. Расчет проводился для случая, когда на внешней поверхности трубы на длине $l = 30d$ задан постоянный тепловой поток. Поле скоростей на входе в зону обогрева гидродинамически стабилизировано. Постановка задачи и методика решения изложены в работе [6]. Из рис. 4 следует, что температурный перепад на стенке в точке, где начинается обогрев ($z = 0$), составляет 0,3—0,5 стабилизированного значения. Это является следствием продольных растечек тепла, которые учтены в расчете. Линии 4—6 получены в результате обработки экспериментальных данных [7], найденных путем измерения локальных температур по радиусу потока. В работе [7] результаты для начального участка представлены в виде отношения локального числа Nu к стабилизированному значению. Такое представление общепринято, однако оно неудобно для расчета температур по формуле Дюамеля, поэтому опытные данные работы [7] пересчитаны и представлены на рис. 4 в виде функции

$\beta(z/d)$. Из рисунка видно, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными. Так, линии 2 и 5 для близких значений Pe (850 и 700) совпадают вплоть до $z/d = 6$, а на участке до $z = 10d$ расхождение не превышает 10%. Однако экспериментальное значение координаты z , при которой наступает стабилизация профиля температур, как правило, меньше расчетного, что можно, по-видимому, объяснить погрешностью экспериментальных и частично расчетных данных.

Приложение описанной методики проиллюстрируем на примере. Рассмотрим экспериментальное исследование поля температур в круглой трубе при синусоидальном распределении теплового потока на внешней поверхности [8]. В этой работе приводится значение $\Phi(Pe)$ для внутренней поверхности трубы при ξ , равной 0,25; 0,375; 0,50; 0,625; 0,75. Это распределение температур можно получить по формуле (5), если значение $\beta(\xi)$ взять из результатов экспериментов по градуировке опытного участка при постоянном тепловыделении. К сожалению, в работе [8] не приведено распределение температур по длине трубы для этого случая, а даются только значения средних коэффициентов теплоотдачи. Поэтому при вычислении по формуле Дюамеля в качестве $\beta(\xi)$ взята расчетная линия 3 рис. 4. Величина параметра S определена по результатам градуировки трубы с постоянным тепловым потоком, представленным в работе [8] в виде среднего значения $Nu = \alpha d / \lambda_{ж}$ как функции Пекле. Можно показать, что при этом

$$S = \frac{4Nu}{Gz} \int_0^1 \beta(\xi) d\xi, \quad (8)$$

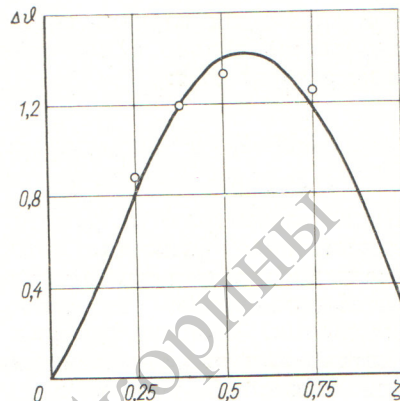
где Gz — критерий Трэнца.

Из рис. 5 следует, что результаты расчета очень хорошо совпадают с экспериментальными данными [8]. В этом случае разность между температурой стенки и средней температурой жидкости на выходе составляет почти 30% полного подогрева жидкости, несмотря на то что тепловой поток здесь равен нулю.

Изложенный метод одновременно дает ответ на вопрос, каким образом результаты экспериментальных исследований, проведенные на опытном теплообменнике, распространить на случай, когда тепловыделение по длине в этом же теплообменнике меняется по произвольному закону. Следовательно, автоматически отпадает

Рис. 5. Изменение температуры на внутренней поверхности трубы при синусоидальном изменении теплового потока на внешней поверхности:

— расчет по формуле (6) для $Pe=4000$, $Pr=0,025$, $\delta/r=0,2$, $\lambda_{ст}/\lambda_{ж}=1$; $\circ$ — экспериментальные данные работы [8] для $Pe=4000$, $Pr \approx 0,024$, $\delta/r=0,296$, $\lambda_{ст}/\lambda_{ж} \approx 1$.



проблема конструирования экспериментальных участков с переменным по длине тепловыделением, что сокращает трудоемкость и стоимость эксперимента. Необходимо, конечно, иметь в виду, что при этом метод суперпозиции решает только вопрос учета распределения тепловыделения по длине. Для решения же проблемы воспроизводства реальных свойств активной зоны в теплофизических исследованиях необходимо применять другие методы (например, метод электрического моделирования).

Авторы благодарят Н. И. Булеева за предоставленный материал по участку тепловой стабилизации в круглой трубе.

Поступила в Редакцию 26/V 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Мак-Лайн. Лекции по технике реакторостроения. Перев. с англ. под ред. А. А. Канаева. Л., Судпромгиз, 1957.
2. П. А. Петров. Ядерные энергетические установки. М.—Л., 1958.
3. Л. Кох и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 4, М., Атомиздат, 1959, стр. 441.
4. Ю. И. Грибанов и др. «Атомная энергия», 22, 276 (1967).
5. В. С. Осмачкин. Доклад № 326, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
6. Н. И. Булеев и др. «Теплофизика высоких температур» (в печати).
7. В. И. Субботин и др. «Атомная энергия», 13, 155 (1962).
8. В. И. Петровичев. В сб. «Жидкие металлы», М., Госатомиздат, 1963, стр. 118.