

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ УСТАНОВЛЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Г. БЮКИ

Кафедра тепловых электростанций Будапештского политехнического института

(Поступило 6 июня 1963 г.)

Представлено: зав. кафедрой проф. А. Леван

Введение: Определение тепла в реакторе

На электростанциях, а также на атомных электростанциях термодинамические характеристики теплового цикла определяются, в основном, параметрами, ограничивающими температуру. В реакторах ограничивающей температурой считается максимально допустимая температура ядерного горючего или оболочки ТВЭЛ (термовыделяющего элемента) в зависимости от того, что который из них в данном случае ограничивает действительно температуру теплоносителя.

Другими словами: реактор термодинамически использован удовлетворительно в том случае, если ограничивающая температура (в горючем или в оболочке) постоянна как в пространстве \bar{r} , так и во времени τ , и равна допустимым значениям [1]. Например, для реактора, в котором температурные условия ограничиваются горючим можно записать

$$T_z(\bar{r}, \tau) = T_{z, \text{доп}}, \quad (1)$$

а идеальный термический к. п. д., отнесенный к тепловому источнику, будет:

$$\eta_{0,z} = 1 - \frac{T_0}{T_{z, \text{доп}}}, \quad (2)$$

где T_0 — температура окружающей среды, °К.

Температура теплоносителя может достигнуть вышеуказанного значения только в условиях идеального охлаждения (отдача тепла без разности температур, поглощение тепла при постоянной температуре). В случае же гетерогенных реакторов приходится всегда считаться со значительной разностью между температурами горючего и теплоносителя.

При постоянной тепловой мощности температура теплоносителя $T_m(\bar{r})$ во всех точках реактора вследствие теплопередачи будет меньше температуры ядерного горючего на величину разности температур $\Delta T_{z-m}(\bar{r})$ (рис. 1)

$$T_m(\bar{r}) = T_{z, \text{доп}} - \Delta T_{z-m}(\bar{r}). \quad (3)$$

Разность температур горючего и теплоносителя, если коэффициент теплоотдачи k и удельную поверхность ТВЭЛ f принять постоянными,

будет прямо пропорциональна удельной тепловой мощности $q(\bar{r})$

$$\Delta T_{z-m}(\bar{r}) = \frac{1}{k_{z-m} \cdot f} \cdot q(\bar{r}). \quad (4)$$

Для удельной тепловой мощности же можно записать

$$q(\bar{r}) = \frac{\Sigma_f \cdot \Phi(\bar{r})}{h} \cdot 10^{-3} \quad \text{kW/cm}^3, \quad (5)$$

где Σ_f — макроскопическое поперечное сечение деления, $1/\text{cm}$,
 Φ — поток тепловых нейтронов, $n/\text{cm}^2, \text{s}$,
 h — число делений, необходимых для выделения единичного количества энергии (Ws).

Подставив уравнение (4) в уравнение (3), получаем

$$T_m(\bar{r}) = T_{z, \text{доп}} - \frac{q(\bar{r})}{k_{z-m} \cdot f}. \quad (6)$$

Электрическая мощность, получаемая из элементарного объема реактора $dV(\bar{r})$, определяется по равенству

$$\begin{aligned} dP(\bar{r}) &= q(\bar{r}) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_m(\bar{r})}\right) \cdot dV(\bar{r}) = \\ &= q(\bar{r}) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{z, \text{доп}} - \frac{q(\bar{r})}{k_{z-m} \cdot f}}\right) \cdot dV(\bar{r}). \end{aligned} \quad (7)$$

Электрическая мощность реактора определяется интегралом предыдущей зависимости, вычисленным для всего объема

$$P = \int_V q(\bar{r}) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{z, \text{доп}} - \frac{q(\bar{r})}{k_{z-m} \cdot f}}\right) \cdot dV(\bar{r}) \quad \text{kW}. \quad (8)$$

Аналогично, получаемая из элементарного объема тепловая мощность

$$dN(\bar{r}) = q(\bar{r}) \cdot dV(\bar{r}), \quad (9)$$

а полная тепловая мощность реактора

$$N = \int_V q(\bar{r}) \cdot dV(\bar{r}) \quad \text{kW}. \quad (10)$$

С помощью последних уравнений (8) и (10) можно определить термический к. п. д. идеального охлаждения реактора

$$\eta_{0,i} = \frac{P}{N} = \frac{\int_V q(\bar{r}) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{z, \text{доп}} - \frac{q(\bar{r})}{k_{z-m} \cdot f}} \right) \cdot dV(\bar{r})}{\int_V q(\bar{r}) \cdot dV(\bar{r})}. \quad (11)$$

Аналогичная зависимость получается и при условии, что температура ограничена материалом оболочки. Очевидно, в этом случае

$$\eta_{0,i} = \frac{\int_V q(\bar{r}) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{об, \text{доп}} - \frac{q(\bar{r})}{k_{об-m} \cdot f}} \right) \cdot dV(\bar{r})}{\int_V q(\bar{r}) \cdot dV(\bar{r})}. \quad (12)$$

В реакторах оба ограничения часто появляются одновременно, а именно так, что в одних точках (с большой удельной тепловой мощностью) ограничивает ядерное горючее, а в других (с малой удельной тепловой мощностью) — материал оболочки [2].

Термический к. п. д. идеального охлаждения значит, что нельзя осуществить термический к. п. д. выше этого вследствие распределения зависящих от ядерно-физических коэффициентов реактора тепловой мощности и разности температур. Даже этот к. п. д. было бы возможным осуществить только с таким теплоносителем, изменение температуры которого в ходе теплового приема соответствовало бы совершенно условиям реактора. Конечно, такого теплоносителя нет! При расчете охлаждения реактора этот к. п. д. является достигаемым пределом так, чтобы термический к. п. д. действительного охлаждения реактора приблизился к этому возможно сильнее.

На термический к. п. д. идеального (и действительного) охлаждения оказывает значительное влияние изменение удельной тепловой мощности. Удельная тепловая мощность является, с одной стороны, функцией тепловой мощности реактора N , а с другой стороны — в соответствии с распределением нейтронного потока — также функцией геометрической системы реактора $\bar{r}(x, y, z)$

$$q = q(N, x, y, z). \quad (13)$$

На влияние тепловой мощности было указано уже в других работах [3, 4]. Здесь изучаются только методы правильного расчета геометрической системы охлаждения реактора.

1. Цилиндрические реакторы с обычным способом охлаждения

До сего времени из-за более легкого выполнения системы охлаждения получили распространение, прежде всего, цилиндрические гетерогенные реакторы. В них ТВЭЛ расположены параллельно оси цилиндра реактора аксиально и равномерно вдоль поперечного сечения [5, 6]. Температура теплоносителя на входе в канал ($T_{вх}$) и на выходе из канала ($T_{вы}$) — является постоянной величиной при каждом ТВЭЛ (рис. 2).

Этот способ охлаждения прост, но с термодинамической точки зрения он крайне невыгоден!

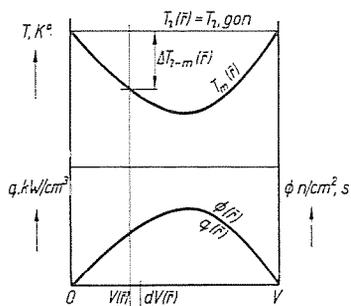


Рис. 1. Изменение температур идеального охлаждения реактора

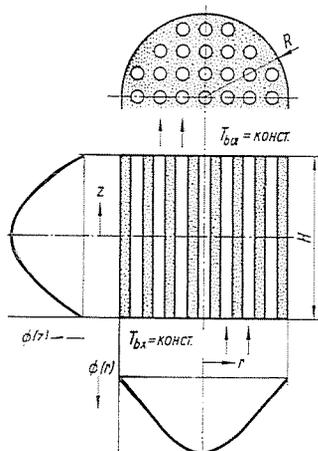


Рис. 2. Цилиндрический гетерогенный реактор с обычным способом охлаждения

О термодинамическом недостатке можно судить по кривым изменения температуры ТВЭЛ (рис. 3). Параметры теплоносителя определяются величиной максимальной нагрузки центрального ТВЭЛ (горючего или оболочки) в центральном ТВЭЛ не была немного выше допускаемой.

Из температурных кривых видно, что в максимально нагруженном ТВЭЛ температура ограничивающих тел достигает допустимого значения только в единственной точке. В других же точках температура везде ниже допустимой, т. е. термодинамическое использование этого ТВЭЛ невыгодно. В других ТВЭЛ степень термодинамического использования еще хуже и тем хуже, чем дальше они находятся от среднего канала. В этих ТВЭЛ из-за меньшей удельной тепловой мощности не доходит до допускаемого значения, и ее среднее значение ниже, чем в максимально нагруженном ТВЭЛ.

Следствием невыгодного термодинамического использования является, что термический к. п. д. охлаждения невысок, и в данном случае составляет

$$\eta_0 = 1 - \frac{T_0}{T_{in}} = 1 - \frac{300}{572} = 0,475 = 47,5 \%. .$$

Таким образом, на атомной электростанции можно осуществить лишь процесс циркуляции водяного пара низкого давления (20 атм).

Повторяя сказанное в введении: с целью повышения термодинамического режима охлаждения реактора нужно стремиться к тому, чтобы ограничивающая температура в возможно большей части объема реактора достигла допустимого значения или же приблизилась к ней.

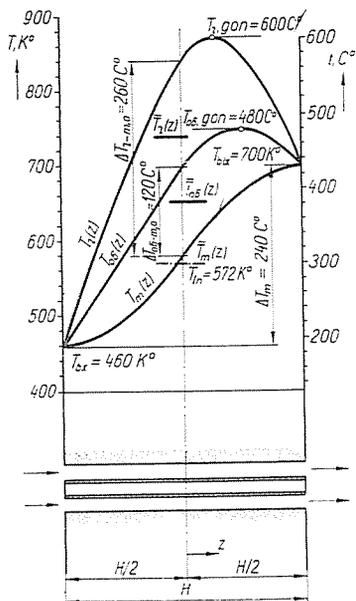


Рис. 3. Кривые температур центрального канала цилиндрического реактора с обычным способом охлаждения (Исходные данные: $T_{огр доп} = 600^\circ\text{C}$, $\Delta T_{z-m,0} = 260^\circ\text{C}$; $T_{огр доп} = 480^\circ\text{C}$, $\Delta T_{0\sigma-m,0} = 120^\circ\text{C}$)

Уравнения изменения температур:

$$T_m(z) = T_{огр} + \frac{\Delta T_m}{2} \left(1 + \sin \frac{\pi \cdot z}{H} \right)$$

$$T_{0\sigma}(z) = T_m(z) + \Delta T_{0\sigma-m,0} \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H}$$

$$T_z(z) = T_m(z) + \Delta T_{z-m,0} \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H}$$

2. Технологический канал с двумя направлениями течения

При обычном способе охлаждения теплоноситель течет в одном направлении по высоте канала, и в этом случае нет возможности для выравнивания температуры оболочки. Охлаждение с термодинамической точки зрения может быть значительно улучшено, если создать каналы с двумя направ-

лениями течения [6], в которых теплоноситель вводится в центр канала и отсюда выводится в двух противоположных направлениях (рис. 4). Таким образом, соответственно росту нагрева теплоносителя и изменению разности температур, температуру оболочки (и горючего) можно в большой мере уравнять. Изменения температуры представлены для двух вариантов.

1. Для температурных кривых, обозначенных сплошными линиями, предполагается, что в канале с двумя направлениями течения приращение

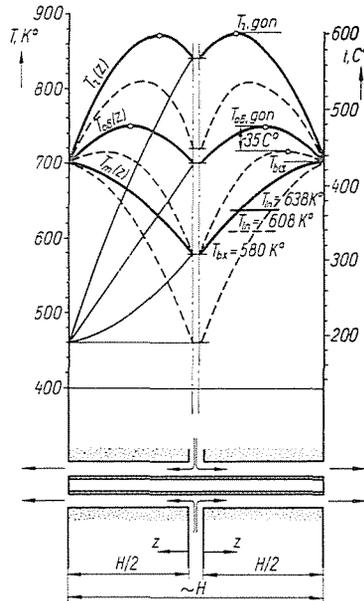


Рис. 4. Кривые температур центрального канала цилиндрического реактора с двумя направлениями течения. (Данные по рис. 3.)

температуры теплоносителя представляет собой величину, равную половине приращения температуры при течении только в одном направлении. Хотя в этом случае расход теплоносителя увеличится вдвое, этим собственное потребление атомной электростанции все же существенно не изменится, так как вследствие течения с двумя направлениями сопротивление течения уменьшится в два раза. Следовательно, из-за тождественных условий теплопередачи и сопротивления это сопоставление следует считать реальным.

В этом случае при неизменной ограничивающей температуре логарифмическая средняя температура теплоносителя увеличится на величину $\Delta T_m/2$. В данном случае термический к. п. д. охлаждения реактора будет

$$\eta_0 = 1 - \frac{T_0}{T_{\text{ln}}} = 1 - \frac{300}{638} = 0,53 = 53 \%,$$

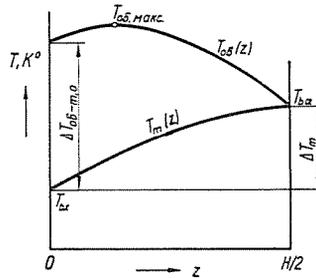


Рис. 5. Оптимальные значения изменений температур в технологическом канале с двумя направлениями течения

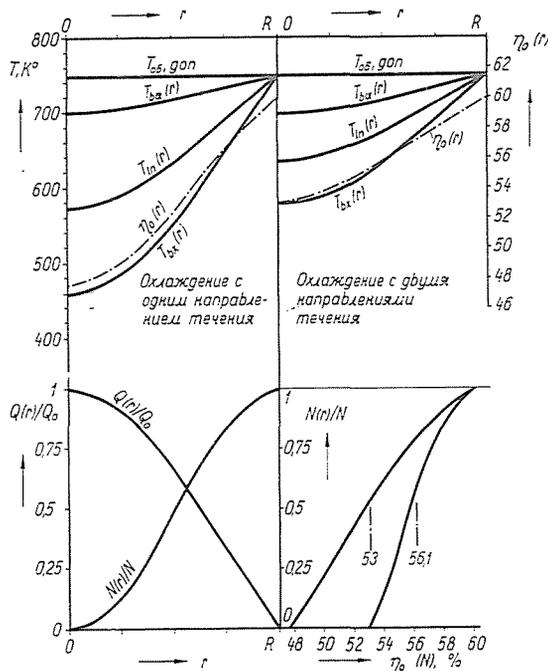


Рис. 6. Аксиальные технологические каналы с непрерывно переменными параметрами теплоносителя. (Данные по рис. 3 и 4.)

т. е. по сравнению с течением в одном направлении к. п. д. увеличится на

$$\Delta \eta_0 = \frac{53 - 47,5}{47,5} = 0,116 = 11,6 \%,$$

так что в термодинамическом цикле водяного пара можно осуществить давление в 100 ата (см. рис. 8.).

2. Температурные кривые, изображенные штриховой линией, относятся к таким каналам с двумя направлениями течения, в которых прира-

шение температуры тождественно равно приращению температуры в канале с течением в одном направлении. При таких условиях одним из преимуществ течения с двумя направлениями является, что собственное потребление значительно падает. Термодинамически же это выгодно, потому что при тождественной температуре теплоносителя максимальная температура ограничивающего тела падает, т. е. температуру теплоносителя на входе и на выходе можно повысить примерно на величины $T_{0\sigma, \text{доп}} - T_{0\sigma, \text{макс}}$, в данном же случае на 35 °С.

Оптимальное изменение температуры канала

Температурные кривые канала можно изменить в зависимости от приращения температуры теплоносителя ΔT_m . (У реактора с данной мощностью $\Delta T_{0\sigma-m,0} = \text{конст.}$) С термодинамической точки зрения это изменение оптимально, если в зависимости от ΔT_m разность температур ΔT минимальна (рис. 5), где

$$\Delta T = T_{0\sigma, \text{макс}} - \bar{T}_{\text{in}} = T_{0\sigma, \text{макс}} - \left(T_{\text{bx}} + \frac{\Delta T_m}{2} \right). \quad (2.1)$$

(В зависимости пренебрегаем тем, что $\bar{T}_{\text{in}} \cong T_{\text{tx}} + \Delta T_m/2$.)

В канале с двумя направлениями течения изменение температуры оболочки по высоте канала дает уравнение

$$T_{0\sigma}(z) = T_{\text{bx}} + \Delta T_m \cdot \sin \frac{\pi \cdot z}{H} + \Delta T_{0\sigma-m,0} \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H}. \quad (2.2)$$

Условием максимальной температуры оболочки является

$$\frac{dT_{0\sigma}(z)}{dz} = \frac{\pi}{H} \Delta T_m \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H} - \frac{\pi}{H} \Delta T_{0\sigma-m,0} \cdot \sin \frac{\pi \cdot z}{H} = 0, \quad (2.3)$$

т. е.

$$\text{tg} \frac{\pi \cdot z}{H} = \frac{\Delta T_m}{\Delta T_{0\sigma-m,0}}$$

или

$$\frac{\pi \cdot z}{H} = \text{arc tg} \frac{\Delta T_m}{\Delta T_{0\sigma-m,0}}.$$

Итак, максимальная температура оболочки

$$\begin{aligned} T_{0\sigma, \text{макс}} &= T_{\text{bx}} + \Delta T_m \cdot \sin \left(\text{arc tg} \frac{\Delta T_m}{\Delta T_{0\sigma-m,0}} \right) + \\ &+ \Delta T_{0\sigma-m,0} \cdot \cos \left(\text{arc tg} \frac{\Delta T_m}{\Delta T_{0\sigma-m,0}} \right) = T_{\text{bx}} + \sqrt{\Delta T_m^2 + \Delta T_{0\sigma-m,0}^2}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Подставив уравнение (2.4) обратно в уравнение (2.1), для исследуемой разности температур получим

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_m^2 + \Delta T_{0\sigma-m,0}^2} - \frac{\Delta T_m}{2} \quad (2.5)$$

и условие минимума этого будет

$$\frac{d\Delta T}{d\Delta T_m} = \frac{\Delta T_m}{\sqrt{\Delta T_m^2 + \Delta T_{0\sigma-m,0}^2}} - \frac{1}{2} = 0, \quad (2.6)$$

откуда оптимальное приращение температуры теплоносителя

$$(\Delta T_m)_{opt} = \frac{\Delta T_{0\sigma-m,0}}{\sqrt{3}}. \quad (2.7)$$

При оптимальных условиях изменение температуры оболочки

$$T_{0\sigma}(z) = T_{bx} + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \sin \frac{\pi \cdot z}{H} + \cos \frac{\pi \cdot z}{H} \right) \cdot \Delta T_{0\sigma-m,0} \quad (2.8)$$

и его максимум

$$T_{0\sigma, \max} = T_{bx} + \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \Delta T_{0\sigma-m,0}. \quad (2.9)$$

Из уравнения (2.7) следует, что термодинамический оптимум при канале данной мощности Q_0 вместе с изменением температуры определяет также расход теплоносителя

$$G_{m,opt} = \frac{Q_0}{c_p \cdot (\Delta T_m)_{opt}}, \quad (2.10)$$

и можно сделать также заключение о том, что эта величина не зависит от тепловой мощности каналов реактора

$$G_m(Q) = \text{конст.} \quad (2.11)$$

Очевидно, что действительный оптимум приращения температуры и расхода теплоносителя можно определить только с учетом сопротивления потока и теплоотдачи.

3. Технологические каналы с переменными параметрами теплоносителя

Соответствующего термодинамического использования отдельных каналов в радиальном направлении можно достигнуть путем изменения параметров охлаждения по отдельным каналам. Принципиально можно выбрать температуру теплоносителя на входе и выходе для каждого канала так,

чтобы температура ограничивающего тела достигла допустимого значения в отдельных точках каждого канала.

В соответствии с радиальным распределением потока нейтронов, изменение тепловой мощности в отдельных каналах (рис. 6.) происходит согласно функции

$$\frac{Q(r)}{Q_0} = I_0 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right). \quad (3.1)$$

Если в каждом технологическом канале параметры охлаждения выбираются по тем же принципам, как и для центрального канала [$G_m(Q) = \text{конст.}$], то температура теплоносителя на входе и выходе будет изменяться по верхней части кривых рис. 6 в зависимости от радиуса. Кривые, представленные для обоих вариантов, легко могут быть определены по данным рис. 3 и 4. Например, изменение логарифмической средней температуры теплоносителя можно записать в следующем виде

$$\bar{T}_{\text{лп}}(r) \cong T_{0\sigma, \text{доп}} - (T_{0\sigma, \text{доп}} - \bar{T}_{\text{лп},0}) \cdot I_0 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right). \quad (3.2)$$

Если известно изменение тепловой мощности и соответствующее этому непрерывное изменение температуры теплоносителя, можно определить средний термический к. п. д. реактора. Аналитически можно записать

$$\eta_0 = \frac{P}{N} = \frac{\int_0^R Q(r) \cdot 2\pi \cdot r \cdot \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_{\text{лп}}(r)} \right) \cdot dr}{\int_0^R Q(r) \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr}. \quad (3.3)$$

В данном случае — при конкретных данных — целесообразнее определить средний к. п. д. графическим методом. Для графического определения сначала следует определить изменение полной тепловой мощности по радиусу

$$\begin{aligned} \frac{N(r)}{N} &= \frac{\int_0^r Q(r) \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr}{\int_0^R Q(r) \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr} = \frac{\int_0^r I_0 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right) \cdot r \cdot dr}{\int_0^R I_0 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right) \cdot r \cdot dr} = \\ &= \frac{I_1 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right) \cdot r}{0,5191}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Затем на основе логарифмических средних температур можно вычислить

изменение термической мощности охлаждения — также по радиусу. Связанные друг с другом значения тепловой мощности и термического к. п. д. можно представить на отдельной диаграмме. Средние значения, определенные в этой диаграмме, представляют собой искомые средние термические к. п. д. охлаждения реактора.

При охлаждении с непрерывно переменными параметрами — в конкретном случае, если ограничивает материал оболочки — могут быть достигнуты следующие приращения термического к. п. д.:

в канале с двумя направлениями течения

$$\Delta\eta_0 = \frac{56,1 - 53}{53} = 0,059 = 5,9 \%,$$

в канале с одним направлением течения

$$\Delta\eta_0 = \frac{53 - 47,5}{47,5} = 0,116 = 11,6 \%.$$

Практически охлаждение реактора с непрерывно переменными по радиусу параметрами неосуществимо, но в *нескольких ступенях* переменные параметры (охлаждения) могут уже прийти в расчет [6] и может быть достигнуто значительное приращение термического к. п. д. Например, разделив все каналы на четыре группы с равной между собой тепловой мощностью (рис. 7), достигнутое действительное приращение термического к. п. д. охлаждения будет меньше примерно на 30% последних значений.

Кривая охлаждения теплоносителя, если теплоноситель каждой группы охлаждения реактора вводится в общий парогенератор, видна по $N-T$ -диаграмме на рис. 8, в сопоставлении переменных параметров теплоносителя (сплошная линия) с постоянными параметрами (штриховая линия). В обоих случаях представлены также параметры рабочего тела второго контура. Измененная кривая охлаждения увеличивает параметры рабочего тела не только путем роста средней температуры теплоносителя, но и тем, что эта кривая выгоднее для выбора параметров рабочего тела, ибо в этом случае изменение температуры рабочего тела может значительно лучше приблизиться к изменению теплоносителя, чем в случае прямолинейной кривой охлаждения. Например, при соответствующим образом выбранных сверхвысоких параметрах (300 *ата*) разность температур между теплоносителем и рабочим телом почти постоянна в зависимости от полной тепловой мощности. Итак, при переменных параметрах действительный термический к. п. д. атомной электростанции увеличится в большей мере, чем упомянутый выше термический к. п. д. охлаждения реактора.

4. Цилиндрический реактор с радиальными технологическими каналами

В аксиальных технологических каналах цилиндрического реактора температуры ограничивающих тел не могут быть совершенно уравнены даже при двух направлениях течения. Ограничивающие температуры могут быть уравнены в полном объеме реактора совершеннее, если реактор имеет радиальные каналы, примыкающие к центральному аксиальному главному ка-

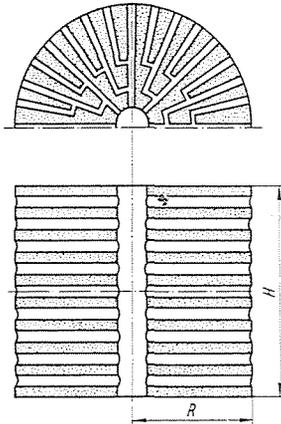


Рис. 9. Схематическое устройство цилиндрического реактора с радиальными технологическими каналами

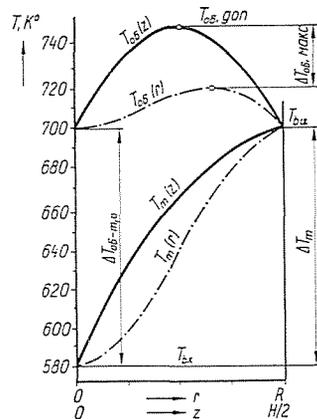


Рис. 10. Сопоставление изменений температур аксиальных и радиальных технологических каналов. (Данные по рис. 4.)

налу. Схематическое устройство такого реактора представлено на рис. 9. Устройство реактора имеет целью обеспечить

- чтобы ядерно-физическое устройство и параметры теплопередачи реактора по полному объему были приблизительно постоянны,
- чтобы полный расход теплоносителя, протекающего через цилиндрическую поверхность различного радиуса, был по радиусу постоянен.

Изменение температуры радиальных каналов такого реактора в сопоставлении с температурами аксиального канала с двумя направлениями течения видно на рис. 10. Изменение температуры теплоносителя в радиальном направлении

$$\begin{aligned}
 T_m(r) &= T_{bx} + \frac{N(r)}{N} \cdot \Delta T_m = T_{bx} + \frac{\int_0^r Q(r) \cdot 2\pi r \cdot dr}{\int_0^R Q(r) \cdot 2\pi r \cdot dr} \cdot \Delta T_m \\
 &= T_{bx} + \frac{I_1\left(\frac{2,4048 \cdot r}{R}\right) \cdot r}{0,5191} \Delta T_m, \tag{4,1}
 \end{aligned}$$

а изменение температуры оболочки

$$T_{0\sigma}(r) = T_m(r) + \frac{Q(r)}{Q_0} \cdot \Delta T_{0\sigma-m,0} =$$

$$= T_{bx} + \frac{I_1 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right) \cdot r}{0,5191} \Delta T_m + I_0 \left(\frac{2,4048 \cdot r}{R} \right) \cdot \Delta T_{0\sigma-m,0}. \quad (4.2)$$

Из сопоставления температурных кривых вытекает, что при одинаковых значениях T_{bx} , ΔT_m и $\Delta T_{0\sigma-m,0}$ в радиальном канале получается меньшее значение $T_{0\sigma, \text{макс}}$, чем в аксиальном канале; иначе говоря, температура ограничивающего тела может быть лучше уравнена в радиальном канале. Значит, реактор такого устройства термодинамически выгоднее, потому что в этом случае температуры теплоносителя на входе и на выходе могут подняться на $\Delta T_{0\sigma, \text{макс}}$ без превышения допустимой для оболочки температуры. В конкретном случае температуры могут быть подняты примерно на 30°C .

Термодинамическое использование и здесь, очевидно, повышается с применением переменных параметров. В этом случае параметры охлаждения нужно изменять в аксиальном направлении, соответственно аксиальному распределению нейтронного потока.

Резюме

В введении работы дается термодинамическое определение тепла в реакторе и устанавливается, что количество тепла, в основном, зависит от геометрической системы охлаждения реактора. Затем дается критика обычной системы охлаждения энергетических реакторов, потом анализируются некоторые возможности улучшения охлаждения. Работа показывает, что в цилиндрических реакторах лучшую по сравнению с обычным способом охлаждения систему охлаждения можно осуществить каналами с двумя направлениями течения, с переменными по каналу параметрами теплоносителя и с радиальными технологическими каналами. Числовое сравнение проанализированных систем показано на диаграммах, построенных на основе одних и тех же исходных данных.

Литература

1. Вүки, Г.: *Reaktorhűtés termodinamikai vizsgálata* (Термодинамическое исследование охлаждения реакторов) Канд. диссертация, 1963.
2. Калафати, Д. Д.: Анализ оптимальных условий осуществления термодинамических циклов атомных электростанций, Атомиздат., 1958.
3. Вүки, Г.: *Über die thermodynamischen Grundlagen der Reaktorkühlung*, *Periodica Polytechnica*, **6**, 129—145 (1962)
4. Вүки, Г.: *Atomerőművek termodinamikája* (Термодинамика атомных электростанций), 1961.
5. Альбом атомных реакторов. Атомиздат., 1959.
6. IAEA: *Directory of Nuclear Reactors*, Vol 1., 4.