

Эффективный коэффициент полезного действия атомной энергетической установки*)

И. И. Новиков

В атомной энергетической установке— атомной электростанции или атомном двигателе—энергия расщепления ядер, выделяющаяся в виде тепла, превращается сначала в механическую, а затем (если таково назначение установки) и в электрическую энергию. Это превращение энергии осуществляется в термодинамическом цикле, параметры которого имеют определяющее значение для суждения об эффективности действия атомной энергетической установки.

Из совокупности разнообразных параметров термодинамического цикла могут быть выделены так называемые оптимальные параметры, которые в условиях данной атомной энергетической установки отвечают наибольшей полезной работе, производимой в установке за счет энергии деления ядер, и соответственно оптимальному значению эффективного к.п.д. установки.

Как известно, процесс превращения энергии в атомной энергетической установке состоит в следующем. В атомном реакторе в результате деления ядер атомного горючего выделяется количество тепла Q при некоторой средней температуре T_a . Это количество тепла передается теплоносителем, отводящим тепло из реактора, рабочему телу термодинамического цикла; принципиально рабочим телом мог бы служить сам первичный теплоноситель, однако по ряду причин эта возможность в современных атомных энергетических установках пока еще не реализуется. В результате подвода тепла температура ра-

бочего тела увеличивается от T_2 до T_1 ; обозначим среднюю температуру рабочего тела в термодинамическом цикле на участке подвода тепла, т. е. при нагревании рабочего тела, через T_p . Очевидно, что T_p меньше средней температуры теплоносителя T_t , а последняя—меньше температуры T_a реактора.

За счет тепла Q при начальной температуре T_a в идеальном случае могла бы быть произведена максимальная полезная работа, равная

$$L = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_a} \right),$$

где T_0 —температура окружающей среды (т. е. атмосферы). На самом деле из-за необратимости процессов передачи тепла в атомной энергетической установке или точнее в ее силовой части производится полезная работа L , не превышающая величины $Q \left(1 - \frac{T_0}{T_p} \right)$, которая представляет собой теоретическую полезную работу установки. Вследствие необратимости процессов термодинамического цикла действительная полезная работа будет еще меньше и равна $Q \left[1 - \frac{T_0}{T_p} (1 + A) \right]$.

Здесь A —положительная величина, зависящая от степени необратимости термодинамического цикла и численно равная отношению приращения энтропии системы (т. е. суммы приращений энтропии теплоотдатчиков и теплоприемников в процессах сжатия и расширения рабочего тела) за один цикл к изменению энтропии рабочего тела в про-

*) Обзор литературы.

цессе подвода тепла; в общем случае A зависит от температуры T_p , причем эта зависимость обычно настолько слабая, что приближенно эту величину можно считать не зависящей от T_p .

Для цикла с малой величиной работы сжатия рабочего тела по сравнению с работой расширения

$$A = (1 - \eta_T) \frac{T_p - T_0}{T_0},$$

где η_T — внутренний относительный к.п.д. теплового двигателя (например, турбины).

Из предыдущего следует, что коэффициент использования энергии в атомной энергетической установке равен отношению $L_{\text{действ}}/L$, т. е. $[T_p - T_0(1 + A)]/T_a - T_0$, а действительная полезная работа, производимая установкой, и, следовательно, мощность установки (без учета механического к.п.д.)

$$L_{\text{действ}} = Q \left[1 - \frac{T_0}{T_p} (1 + A) \right]. \quad (1)$$

Некоторая доля работы $L_{\text{действ}}$ тратится на собственные нужды установки, в частности на перекачку первичного теплоносителя. Эта доля зависит от природы первичного теплоносителя и принятой схемы установки.

С учетом утечек тепла в установке, составляющих αQ , выражение для $L_{\text{действ}}$ принимает вид

$$L_{\text{действ}} = (1 - \alpha) Q \left[1 - \frac{T_0}{T_p} (1 + A) \right]. \quad (2)$$

Уместно отметить, что тепловые потери как в реакторе, так и в связанном с ним оборудовании, как правило, незначительны [1].

Количество отводимого из реактора тепла Q тем больше, чем больше разность температур $T_a - T_T$. Однако температура первичного теплоносителя всегда больше температуры рабочего тела при нагревании и составляет в среднем $T_T = T_p + \varepsilon$, где ε — положительная величина, представляющая собой среднее значение разности температур между первичным теплоносителем и рабочим телом в процессе подвода тепла к последнему. Поэтому $T_a - T_T$ в среднем равна $T_a - T_p - \varepsilon$ и, следовательно, Q пропорционально $(T_a - T_p - \varepsilon)$, т. е. Q убывает с ростом T_p . Так как $L_{\text{действ}}$ равняется произведению двух множителей, один из которых с ростом T_p убывает, а второй возрастает, то при заданных

значениях T_a , T_0 и ε $L_{\text{действ}}$ с увеличением T_p проходит через максимум.

Средняя температура в реакторе T_a определяется в первую очередь предельно допустимой температурой защитной оболочки тепловыделяющих элементов и составляет в настоящее время в зависимости от материала оболочки 250—650° С; средняя разность температур теплоносителя и рабочего тела ε зависит главным образом от выбора рабочего тела термодинамического цикла.

Оптимальный режим работы атомной энергетической установки зависит от конкретных условий и особенностей данной установки. Однако во многих случаях можно считать, что оптимальные условия — это те условия, при которых мощность данной установки максимальна. Для атомных электростанций это требование было сформулировано А. И. Алихановым с сотрудниками [2]. В менее отчетливой форме это требование встречается и у других авторов [3]. Действительно, в отличие от тепловых электростанций топливная составляющая стоимости вырабатываемой электроэнергии на атомных электростанциях много меньше остальных составляющих и, прежде всего, капитальных затрат на единицу установленной мощности. Поэтому атомная электростанция будет наиболее экономичной в том случае, если ее мощность будет максимальна, поскольку при этом капитальные затраты на единицу установленной мощности будут наименьшими, а стоимость вырабатываемой электроэнергии — минимальной. Для других атомных энергетических установок требование максимальной мощности еще более очевидно.

Ранее было показано, что производимая атомной энергетической установкой полезная работа, а следовательно, и мощность установки являются при заданных значениях T_a и ε функцией средней температуры T_p рабочего тела в процессе подвода к нему тепла. Эта функция достигает максимального значения при некотором оптимальном значении температуры T_p , которая в дальнейшем будет обозначаться через T' . Точное значение оптимальной температуры T' может быть вычислено для каждой атомной энергетической установки, исходя из конкретных условий ее работы. Существует, однако, приближенная формула, с помощью которой может быть весьма просто определено примерное значение оптимальной температуры

рабочего тела. Эта формула, весьма полезная для ориентировочных расчетов, была впервые сообщена Ивоном и др. [4]. Так как она была приведена авторами без доказательства, уместно привести здесь не претендующий на точность, но зато очень простой вывод этой формулы.

Допустим, что все коэффициенты в выражении для $L_{\text{действ}}$, которые получаются после подстановки в уравнение (2) значения $Q = K(T_a - T_p - \varepsilon)$, постоянны; такое предположение при заданных T_a и ε правомерно, поскольку коэффициенты теплопередачи K — медленные функции температуры. Тогда

$$L_{\text{действ}} = B(T_a - T_p - \varepsilon) \left[1 - \frac{T_0}{T_p} (1 + A) \right],$$

где A и B рассматриваются как постоянные величины, а T_0 , T_a и ε имеют заданное значение. Из условия максимума функции $L_{\text{действ}}$ находим оптимальную температуру T' :

$$T' = \sqrt{(T_a - \varepsilon) T_0 (1 + A)}. \quad (3)$$

Если необратимостью процессов в термодинамическом цикле можно пренебречь, т. е. положить $A = 0$, то

$$T' = \sqrt{(T_a - \varepsilon) T_0}. \quad (4)$$

Величиной ε , малой по сравнению с T_a , в ряде случаев также можно пренебрегать, тогда

$$T' = \sqrt{T_a \cdot T_0}. \quad (5)$$

Это и есть та приближенная формула для T' , с помощью которой можно производить ориентировочный подсчет оптимальной средней температуры подвода тепла к рабочему телу в термодинамическом цикле атомной энергетической установки. Понятно, что эта формула дает только примерное значение температуры T' .

Воспользовавшись формулой для T' , трудно определить значение эффективного к.п.д. атомной энергетической установки. Эффективный к.п.д. η_e представляет собой отношение произведенной полезной работы $L_{\text{действ}}$ к количеству выделившегося в реакторе тепла Q , т. е.

$$\eta_e = (1 - \alpha) \left(1 - \sqrt{\frac{T_0(1 + A)}{T_a - \varepsilon}} \right). \quad (6)$$

Если не учитывать утечек тепла и необратимости термодинамического цикла и пренебречь ε , то для η_e (который в данном

случае является также термическим к.п.д.) получается следующая простая формула:

$$\eta_e = 1 - \sqrt{\frac{T_0}{T_a}}. \quad (7)$$

Понятно, что значение эффективного к.п.д. установки при оптимальной температуре T' не является максимальным и в отличие от полезной работы или мощности установки η_e не проходит через максимум с увеличением средней температуры рабочего тела, но монотонно возрастает с последней. Поэтому наибольшее значение η_e имело бы место при наивысшей возможной температуре рабочего тела в термодинамическом цикле, т. е. при температуре, приближающейся к температуре реактора. Однако в этом случае полезная мощность установки была бы равна нулю.

Приближенные формулы (3)–(7) не зависят от рода применяемого первичного теплоносителя, т. е. могут применяться для различных типов атомных энергетических установок.

Из этих формул следует, что с увеличением температуры в реакторе (т. е. при повышении предельно допустимой температуры тепловыделяющих элементов) средняя температура рабочего тела T' и эффективный к.п.д. установки возрастают. При этом средняя температура рабочего тела возрастает медленно, а эффективный к.п.д. — достаточно быстро. Так, например, при увеличении T_a вдвое температура T' увеличивается примерно на 40%, а η_e почти вдвое.

Эффективный к.п.д. атомной электростанции так же, как и тепловой электростанции, может быть улучшен путем регенерации тепла. Однако роль регенерации тепла в условиях атомной энергетической установки сравнительно более скромная, чем в паросиловой установке. Это объясняется тем, что регенеративный подогрев рабочего тела до высокой температуры приводит к снижению мощности установки и является вредным, поэтому целесообразно применять регенеративный подогрев до температур, сравнительно меньших, чем в условиях паросиловой установки. Ряд исследователей [1], [3] рекомендует, например, производить регенеративный подогрев воды до 120–150° и даже еще меньших температур, тогда как в паросиловых установках в аналогичных условиях подогрев питательной воды производится до 205–215°.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Симпсон, М. Шоу, Р. Донуорт, У. Лаймэн, И. Мандил, Н. Палладино, Атомная энергетика (Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.). Госэнергоиздат, 1956 г., стр. 401.
 2. А. И. Алиханов, В. В. Владимировский, П. А. Петров, П. М. Христенко, Атомная энергия, № 1, 5 (1956).
 3. Ч. Старр, Атомная энергетика (Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.). Госэнергоиздат, 1956 г., стр. 264.
 4. J. Yvon et al., The Saclay reactor: Two years experience on heat transfer by means of compressed gas (Доклад № 387, представленный Францией на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.).
-