

В. В. Уваров

Газовые турбины и газотурбинные установки

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 621.3
ББК 31.352
В11

В. В. Уваров
В11 Газовые турбины и газотурбинные установки / В. В. Уваров – М.: Книга по Требованию, 2012. – 320 с.

ISBN 978-5-458-36838-4

В книге кратко рассмотрены вопросы теории, расчета и проектирования газотурбинных установок и газовых турбин, приведен анализ новых термодинамических циклов газотурбинных установок, позволяющих существенно увеличить их мощность. Рассмотрены вопросы теплообмена в газотурбинных установках и охлаждения их рабочих элементов. Книга является учебным пособием, предназначенным для студентов машиностроительных вузов и факультетов.

ISBN 978-5-458-36838-4

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2012

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2012

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК (ГТУ)

§ 1. КАРНОТИЗАЦИЯ ЦИКЛА ГТУ

Цикл Карно является тем циклом, к которому максимально должен приближаться и цикл газотурбинной установки. Неизбежные гидравлические и тепловые потери или, выражаясь более общо, необратимые процессы в реальном цикле заставляют в той или иной степени отходить от классической формы цикла Карно. Если в обратимом цикле Карно $ABCD$ (рис. 1) учесть потери, то точка C , в частности, должна переместиться в точку C' и, соответственно, давление p_2 должно уменьшиться до давления p_2' (чтобы температура в конце действительного процесса сжатия T_3 не была выше температуры верхнего теплоисточника T_2). Очевидно, что T_3 в реальных условиях будет ниже температуры горячего (верхнего) источника, в чем и будет выражаться необратимость этих изотермических процессов. Но может быть не следует вообще доводить температуру в конце адиабатического (политропического) сжатия до T_3 , коль скоро мы не можем получить адиабату BC ?

Технические задачи всегда ставятся определенно: с учетом реальных условий получить максимальный эффект. Поэтому вместо процесса $ABCD$ (рис. 1, а) рассмотрим процесс $ABCDEF$ (рис. 2), в котором мы отступаем от некоторых положений цикла Карно: подвод тепла идет не по изотерме $T_2 = \text{const}$, а по смешанному процессу — изобаре CD и изотерме DE ; отвод тепла также идет по смешанному процессу FAB . Варьируя участки изобар CD и FA ; мы можем в любой степени изменять изобарический подвод тепла, а цель остается одна: получить максимальный коэффициент полезного действия от цикла $ABCDEF$ с учетом реальных процессов.

Конструктивно этот цикл можно осуществить следующим образом. Воздух сжимается в компрессоре (или компрессорах) сперва по изотерме AB (как можно приблизить процесс AB к изотермическому, разберем ниже), затем — по политропе BC без охлаждения до состояния, соответствующего точке C . Далее он поступает в камеру сгорания, куда подается газообразное или жидкое топливо. После сгорания топлива температура газов повышается с T_2 до T_3 . От точки D начинается процесс расширения в турбине с одно-

временным подводом топлива, так что температура продуктов сгорания поддерживается постоянной (T_3). В точке E подвод топлива прекращается, и процесс расширения газов в турбине продолжается по линии EF до состояния, которое имеют газы в точке F . Затем продукты сгорания выбрасываются в атмосферу, где охлаждаются до температуры T_0 .

Следует отметить, что процесс $ABCDEF$ на рис. 2 изображен достаточно условно, так как от точки C до E меняется химический состав рабочего тела, поэтому на линии EF расширяется не воздух, сжимающийся по линии BC , а заметно другой газ. Все это будем учитывать в дальнейшем, используя точные значения теплоемкостей, а пока решаем задачу приближенно

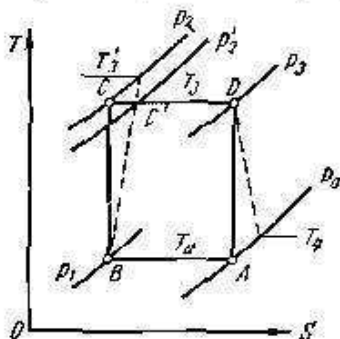


Рис. 1. Истязание цикла Карно из-за необратимости процессов

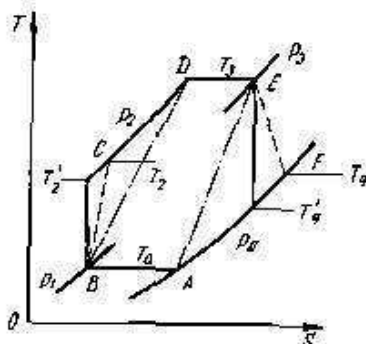


Рис. 2. Деформированный цикл Карно с учетом реальности процессов

Введем следующие обозначения:

c_p — теплоемкость на линии ABC ;

c_{p_1} — теплоемкость на линии DEF ; $c_{p_1}c$ — mc_p ;

R — газовая постоянная, примем ее одинаковой для всего цикла;

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} &= x_1; \quad \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = x_2; \quad \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = x = x_1 x_2; \\ \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} &= y_1; \quad \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} = y_2, \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

где

$$x = \frac{k-1}{k} \frac{R}{c_p}; \quad y = \frac{k_1-1}{k_1} \frac{R}{c_{p_1}}.$$

Из равенств (1-1) получаем

$$y_1 y_2 = \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} = \left(x^{\frac{k}{k-1}} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} = x^{\frac{1}{m}}. \quad (1-2)$$

Коэффициент полезного действия цикла, изображенного на рис. 2, имеет вид

$$\eta = \frac{L_T - L_K}{Q} \eta_s, \quad (1-3)$$

где L_T — работа расширения всех турбин (процесс DEF);

L_K — работа сжатия всех компрессоров (ABC);

Q — подведенное в цикл тепло (CDE);

η_s — к. п. д. камеры сгорания.

В параметрах нашего цикла все эти величины можно выразить так:

$$L_T - L_{T_1} + L_{T_2} = RT_3 \eta_{T_1} \ln \frac{p_2}{p_2} + c_{p_1} T_3 \eta_{T_1} \left(1 - \frac{1}{y_2}\right) - \\ - c_{p_1} T_3 \left[\eta_{T_1} \left(\ln x^{\frac{1}{m}} - \ln y_2 \right) - \eta_{T_1} \left(1 - \frac{1}{y_2}\right) \right]; \quad (1-4)$$

$$L_K - L_{K_1} + L_{K_2} = c_p T_a \left[\frac{\ln x^{\frac{x}{m}}}{\eta_{K_1}} + \frac{1}{\eta_{K_2}} (x_2 - 1) \right]; \quad (1-5)$$

$$Q = c_{p_1} \left[T_3 - T_a \left(1 + \frac{x_2 - 1}{\eta_{K_2}}\right) \right] + c_{p_1} T_3 \eta_{T_1} \left(\ln x^{\frac{1}{m}} - \ln y_2 \right). \quad (1-6)$$

Отметим, что в выражение для Q следовало бы подставить другую теплоемкость, но для простоты пока пользуемся теплоемкостью c_{p_1} . Точный учет процесса сгорания разбирается в главе II.

Из формул (1-4) — (1-6) следует, что η есть функция трех независимых параметров x , x_2 , y_2 ; адиабатические коэффициенты полезного действия компрессоров (η_{K_1} и η_{K_2}) и турбин (η_{T_1} и η_{T_2}) предварительно оговариваются.

Развернутое выражение для η получим на основе уравнений (1-3) — (1-6):

$$\eta = \frac{c_{p_1} T_3 \left(\eta_{T_1} \ln \frac{x^{\frac{1}{m}}}{y_2} + \eta_{T_1} \frac{y_2 - 1}{y} \right) - c_{p_1} T_a \left(\frac{\ln x^{\frac{x}{m}}}{\eta_{K_1}} + \frac{x_2 - 1}{\eta_{K_2}} \right)}{c_{p_1} T_3 \left[\eta_{T_1} \ln \frac{x^{\frac{1}{m}}}{y_2} + 1 - \frac{T_a}{T_3} \left(1 + \frac{x_2 - x_1}{\eta_{K_2}} \right) \right]} \cdot \eta_s. \quad (1-7)$$

Если следовать обычному приему, то для определения оптимальных значений x , x_2 , y_2 нужно приравнять нулю все три частных производные: $\frac{\partial \eta}{\partial x}$, $\frac{\partial \eta}{\partial x_2}$ и $\frac{\partial \eta}{\partial y_2}$ и из этой системы уравнений найти x_1 , x_2 , y_2 . Мы поступим несколько по-другому. Обозначим буквой A числитель выражения (1-7), а B — знаменатель, тогда

$$\eta' = 0 = A' - \eta B' \text{ или } A' = \eta B', \quad (1-8)$$

где индекс означает частную производную по одному из исконых параметров.

Например, для x_2 получаем:

$$A' = \frac{\partial A}{\partial x_2} = -c_p T_a \left(\frac{1}{\eta_{k_2}} - \frac{1}{\eta_{k_1} x_2} \right); \quad B' = \frac{\partial B}{\partial x_2} = -\frac{c_{p_1} T_a}{\eta_{k_2}};$$

из равенства (1.8) следует:

$$-c_p T_a \left(\frac{1}{\eta_{k_2}} - \frac{1}{\eta_{k_1} x_2} \right) = -\eta \frac{c_{p_1} T_a}{\eta_{k_2}},$$

откуда

$$x_2 = \frac{\frac{\eta_{k_1}}{\eta_{k_2}}}{1 - m\eta}. \quad (1.9)$$

Аналогично находим y_2 :

$$y_2 = \frac{\frac{\eta_{r_1}}{\eta_{r_2}}}{1 - \eta}. \quad (1.10)$$

Производная по x обращается в нуль лишь при значении x ∞ , т. е. η монотонно увеличивается, асимптотически приближаясь к некоторому пределу. В конечном итоге мы имеем три уравнения: (1.7), (1.9) и (1.10). Совместно решая их при выбранном x , находим x_2 , y_2 и η .

Как будет показано ниже, точного решения этих уравнений практически не требуется: достаточно оценить величину η приблизительно и определить значения x_2 и y_2 , при которых можно подсчитать η по формуле (1.7). Полученная величина, подставленная в (1.9) и (1.10), даст искомые значения x_2 и y_2 . В идеальных условиях $\eta_{k_1} = \eta_{k_2} = \eta_{r_1} = \eta_{r_2} = 1,0$.

Тогда при $m = \frac{c_{p_1}}{c_p} = 1$ получим из равенств (1.9) и (1.10):

$$x_2 = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{1-\eta}; \quad y_2 = \left(\frac{p_2}{p_a} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{1-\eta}$$

$$\text{и } \eta = \eta_{\text{Карно}} = 1 - \frac{T_a}{T_s}.$$

По известному значению

$$x_2 = \frac{T_s}{T_a},$$

найдем $y_2 = \frac{T_s}{T_a}$.

Как видно из формулы (1-7), η зависит лишь от отношения температур T_3 к T_a , а не от их абсолютных значений; обозначим

$$\frac{T_3}{T_a} = \tau.$$

На рис. 3 дан график изменения η в функции от x для различных значений τ [Л. 1]. При увеличении x , как уже сказано, η стремится к некоторому пределу, который легко находится из уравнения (1-7), если учесть, что величина x_2 всегда конечна, как бы ни возрастало значение x . Разделив числитель и знаменатель в формуле (1-7) на $\ln x$ и приняв $x \rightarrow \infty$, получим

$$\eta_{\infty} = \frac{\frac{c_p T_3 \eta_{T_1}}{m}}{\frac{c_p T_3 \eta_{T_1}}{m}} = \frac{c_p T_a}{\eta_{K_1}} = \frac{T_3 \eta_{T_1} - T_a}{T_3 \eta_{T_1}} = 1 - \frac{1}{\eta_{T_1} \eta_{K_1}}. \quad (1-11)$$

Положим $\eta_{K_1} = \eta_{K_2}$ и $\eta_{T_1} = \eta_{T_2}$, тогда формулы (1-9) и (1-10) примут вид

$$x_2 = \frac{1}{1 - m\eta} \frac{T_2'}{T_a}; \quad y_2 = \frac{1}{1 - \eta} \frac{T_3}{T_4'}, \quad (1-12)$$

где T_2' и T_4' см. рис. 2.

Может показаться, что x_2 и y_2 не зависят от x , но η зависит от x ; следовательно, x_2 и y_2 зависят от него.

Из формулы (1-1) следует:

$$x_1 = \frac{\eta_K}{\eta_{K_2}} x (1 - m\eta); \quad y_1 = \frac{\eta_{T_1}}{\eta_{T_2}} x \frac{1}{m} (1 - \eta), \quad (1-13)$$

где x_1 — определяет длину отрезка AB на рис. 2, а y_1 — длину отрезка DE :

$$S_A - S_B = R \ln \frac{p_1}{p_a} = R \ln x_1^{\frac{1}{1-m}} = c_p \ln x_1; \quad S_E - S_D = c_p \ln y_1. \quad (1-14)$$

Учитывая выражение (1-12) и принимая $m = 1$, из формул (1-13) получаем $x_1 = y_1$.

т. е.

$$S_A - S_B = S_E - S_D.$$

При других условиях ($m \neq 1$; $\eta_{K_1} \neq \eta_{K_2}$ и $\eta_{T_1} \neq \eta_{T_2}$) эти отрезки будут не равны, но все же достаточно близки по величине.

Цикл, изображенный на рис. 2, достаточно далеко отстает от цикла Карно, особенно тем, что линии BCD и AFE не эквидистантны. Если бы процесс от точек B и E к точкам D и A соответственно шел, например, по прямой линии (штрихпунктир на рис. 2) и линии

BD и EA были бы эквидистантны, то такой цикл был бы эквивалентен циклу Карно. В реальных условиях приближение к циклу Карно достигается, как известно, в регенеративных циклах (рис. 4). При этом следует учитывать, что изотермические процессы осуществляются приближенно. На рис. 4 T_2 — температура воздуха после регенератора, а T_4 — температура газов после регенератора, поверхность которого зависит от степени регенерации σ :

$$\frac{F_p}{G} = \frac{c_p \sigma}{K(1 - \sigma)}; \quad \sigma = \frac{T_2 - T_3}{T_4 - T_3}, \quad (1-15)$$

где F_p — поверхность регенератора;
 G — расход воздуха (газа) через регенератор;
 K — коэффициент теплопередачи в регенераторе;
 c_p — теплоемкость воздуха (газа) при постоянном давлении.

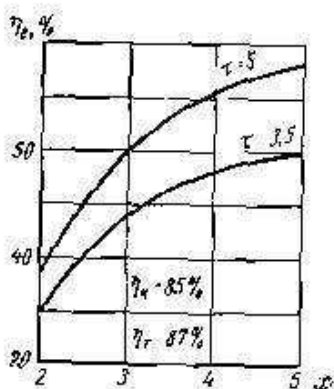


Рис. 3. График зависимости $\eta = f(x)$ для различных σ

Как видно из выражения (1-15), поверхность регенератора резко возрастает, если значение σ приближается к единице, а при $\sigma = 1$ $F_p = \infty$. Когда отработавший газ выходит в атмосферу ($p_a = 1 \text{ атм} = 0,981 \text{ бар}^*$), то величина K получается небольшой, что также увеличивает F_p .

Проведем приближение реального цикла к циклу Карно (так сказать, «карнотизацию» цикла) несколько по другому (рис. 5). Процесс сжатия воздуха в компрессоре разделим на два этапа: сперва воздух сжимается до давления p_2 и температуры T_{21} , а затем после нагрева в регенераторе до T_2 он дожимается до p_3 и T_3 ; при температуре T_2 воздух поступает в камеру сгорания. Про-

цесс расширения газов (продуктов сгорания) также разделим на два этапа: начиная от точки E газ расширяется в турбине до давления p_4 и температуры T_{41} , затем он идет в регенератор, где охлаждается до температуры T_4 и далее поступает в последнюю турбину, где расширяется до давления p_a .

Линии таких ломаных процессов сжатия и расширения ближе подходят к эквидистантным линиям, а следовательно, весь цикл приближается к циклу Карно.

Для количественной оценки этого цикла (см. рис. 5) введем дополнительные обозначения:

* В расчетах давление следует подставлять в н/м^2 ; $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ н/м}^2$.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\rho_2}{\rho_3} \right)^{\frac{k-1}{k_1}} - x_{21}^*, \quad \left(\frac{\rho_2}{\rho_2} \right)^{\frac{k-1}{k_1}} - x_{22}^*, \quad \left(\frac{\rho_2}{\rho_2} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} - y_{21}^*, \\ & \left(\frac{\rho_2}{\rho_2} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} - y_{22}^*, \quad \sigma = \frac{T_2 - T_{21}}{T_{21} - T_{22}} \end{aligned} \quad (1-16)$$

$$= \sigma T_2 \left[1 - \eta_{\tau_2} \left(1 - \frac{y_2}{y_3} \right) \right] + (1 - \sigma) T_a \left(1 + \frac{x_2 - 1}{\eta_{\kappa_2}} \right). \quad (1-21)$$

Не приводя очевидных преобразований, пишем выражение для T_5 :

$$T_5 = T_2 \left(1 - \frac{\sigma}{m\xi} \right) \left[1 - \eta_{\tau_2} \left(1 - \frac{y_2}{y_3} \right) \right] + \frac{\sigma T_a}{m\xi} \left(1 + \frac{x_2 - 1}{\eta_{\kappa_2}} \right). \quad (1-22)$$

К. п. д. цикла зависит от x_2 , x_3 , y_2 , y_3 и x . Для нахождения оптимальных значений следует написать пять частных производных от η по всем независимым параметрам; по x , очевидно, получим прежний результат: η монотонно увеличивается по асимптотической кривой (см. рис. 3). Любая частная производная η' , приравненная нулю, принимает вид, аналогичный виду формулы (1-8):

$$(L_T - L_R)' = \eta Q'. \quad (1-23)$$

Рассмотрим производные по x_2 как наиболее сложные; например:

$$(L_T)'_{x_2} = \eta_{\tau_2} \left(1 - \frac{1}{y_3} \right) c_p T_5' = - \frac{c_p \eta_{\tau_2} \left(1 - \frac{1}{y_3} \right) \sigma T_a x_2}{m\xi \eta_{\kappa_2} x_3^2};$$

$$(I_{10})'_{x_2} = c_p T_a \left[- \frac{x_2}{\eta_{\kappa_2} x_3^2} + \frac{T_5}{\eta_{\kappa_2} T_a} + \frac{x_2 - 1}{\eta_{\kappa_2} T_a} T_5' \right].$$

Выражения для температур T_5 и T_6 и их производных подставим из формул (1-21) и (1-22):

$$(L_T)'_{x_2} = c_p T_a \left[- \frac{x_2}{\eta_{\kappa_2} x_3^2} + \frac{T_5}{T_a \eta_{\kappa_2}} - \frac{(x_2 - 1)(1 - \sigma)x_2}{\eta_{\kappa_2} \eta_{\kappa_2} x_3^2} \right];$$

$$(Q)'_{x_2} = - \frac{c_p T_5}{\eta_{\kappa_2}} + c_p \left(1 + \frac{x_2 - 1}{\eta_{\kappa_2}} \right) \frac{T_a (1 - \sigma)}{\eta_{\kappa_2}} \cdot \frac{x_2}{x_3^2}.$$

Все полученные выражения подставляем в уравнение (1-23) и пишем его в развернутом виде:

$$\begin{aligned} & \frac{T_a x_2}{\eta_{\kappa_2} x_3^2} \left[- c_p \eta_{\tau_2} \left(1 - \frac{1}{y_3} \right) \frac{\sigma}{m\xi} + c_p + \frac{c_p (x_2 - 1)(1 - \sigma)}{\eta_{\kappa_2}} - \right. \\ & \quad \left. \eta_{\tau_2} (1 - \sigma) \left(1 + \frac{x_2 - 1}{\eta_{\kappa_2}} \right) \right] = (1 - m\eta) \frac{c_p T_a}{\eta_{\kappa_2}} \times \\ & \quad \times \left\{ \sigma \tau \left[1 - \eta_{\tau_2} \left(1 - \frac{y_2}{y_3} \right) \right] + (1 - \sigma) \left(1 + \frac{x_2 - 1}{\eta_{\kappa_2}} \right) \right\}. \end{aligned}$$

В этом выражении при приведении подобных одночленов все члены с множителем x_3^{-1} взаимно уничтожаются, после чего получаем, опуская достаточно простые преобразования:

$$x_3^2 = \frac{x^2 \eta_{K_3} \left\{ \sigma \left(m\eta - \frac{\eta_{T_2}}{\xi} \cdot \frac{y_3 - 1}{y_3} \right) + (1 + m\eta) \left(1 - \frac{1 - \sigma}{\eta_{K_3}} \right) \right\}}{(1 - m\eta) \left\{ \sigma \eta_{K_3} \tau \left[1 - \eta_{T_1} \left(1 - \frac{y_3}{y_2} \right) \right] - (1 - \sigma)(1 - \eta_{K_3}) \right\}}. \quad (1-24)$$

Аналогично находим все остальные параметры:

$$y_3^2 = \frac{y_2 \eta_{T_1} \left\{ \tau (1 - \eta_{T_1}) \left(1 - \frac{\sigma}{m\xi} \right) + \frac{\sigma}{m\xi} \left(1 + \frac{x_3 - 1}{\eta_{K_1}} \right) \right\}}{\tau \eta_{T_2} \left[1 - \sigma\eta + \frac{\sigma(x_3 - 1)(1 - m\eta)}{m\eta_{K_3}} - \eta_{T_1} \left(1 - \frac{\sigma}{m\xi} \right) \right]}, \quad (1-25)$$

$$x_2 = \frac{x_3^2 \frac{\eta_{K_3}}{\eta_{K_1}}}{1 - \frac{\sigma \eta_{T_3}}{\xi} \left(1 - \frac{1}{y_3} \right) + (1 - \sigma) \left[\frac{(x_3 - 1)(1 - \eta)}{\eta_{K_1}} - m\eta \right]}; \quad (1-26)$$

$$y_2 = \frac{y_3 \eta_{T_2}}{(2 - \eta) \eta_{T_1}} \left[1 - \sigma\eta - \eta_{T_1} \left(1 - \frac{1}{y_3} \right) \left(1 - \frac{\sigma}{m\xi} \right) + \frac{\sigma(x_3 - 1)(1 - m\eta)}{m\eta_{K_3}} \right]. \quad (1-27)$$

Формулы (1-24)–(1-27) позволяют решить поставленную задачу, но самое решение получается довольно громоздким. Порядок решения дан на рис. 6.

Задаемся величиной η и сохраняем ее в течение следующих операций: задаемся x_{31} и рядом значений y_3 ; по этим трем величинам (η , x_{31} , y_3) определяем по формулам (1-26) и (1-27) значения x_2 и y_2 , а, зная их, по формулам (1-24) и (1-25) подсчитываем значения x_3 и y_3 ; разумеется, последние не совпадут со значениями x_{31} и y_{31} . Обозначаем разности полученных и заданных величин

$$\Delta x_3 = x_{31} - x_3 \text{ и } \Delta y_3 = y_{31} - y_3$$

и строим две кривые: $\Delta y_3 = f_1(y_{31})$ при фиксированном x_{31} , соответствующую сплошной линией на рис. 6, а и $\Delta x_3 = f_2(y_{31})$, изображенную пунктирной линией на рис. 6, а.

Далее задаемся другим значением x_{32} и строим аналогичные кривые (рис. 6, б). Отмечаем точки N_1 (рис. 6, а) и N_2 (рис. 6, б), в которых $\Delta y_3 = 0$ (соответствующие им y_3 обозначены y_{31} и y_{32}).

Величины Δx_3 для точек N_1 и N_2 получаются разными: $\Delta x_{31} > 0$ и $\Delta x_{32} < 0$, что и изображено на рис. 6, а, б соответственно. Но может случиться, что двух приближений не хватит (и Δx_{31}

и Δx_{32} будут одного знака и далеки от нуля). Тогда следует задаться третьим значением x_{33} и построить третий график, аналогичный двум рассмотренным и, если нужно, даже четвертый.

Получив присланные значения x_{30} , построим совмещенный график. По оси абсцисс отложим $x_3 \sim x_{31}, x_{32}, x_{33}$ и т. д., а по оси ординат — значения $y_3, y_{31}, y_{32}, y_{33}$ и т. д. (пунктирная линия на рис. 6, б) и $\Delta x_{31}, \Delta x_{32}, \Delta x_{33}$ (сплошная линия на рис. 6, б). Искомые значения x_{30} и y_{30} получим в точке M , для которой $\Delta x_3 = 0$.

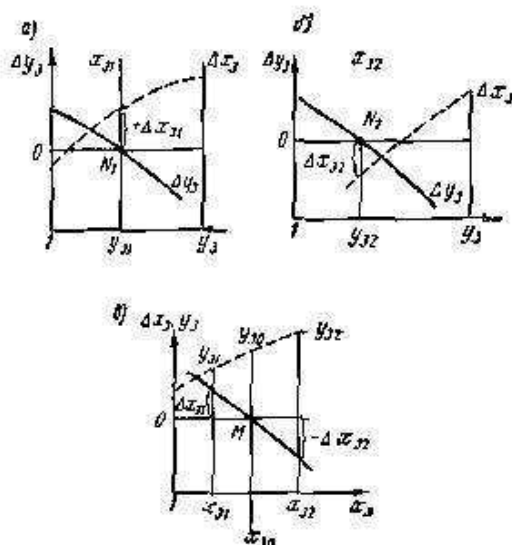


Рис. 6. Порядок решения системы уравнений
(1—24) : (1—27)

Имея x_{30}, y_{30} (соответственно x_{20} и y_{20}), подсчитываем η по формуле (1—3), находя L_r, I_r и Q по формулам (1—18) (1—20). Подсчитанное значение η , разумеется, не совпадет с принятым η , но точного совпадения и не нужно; важно иметь неравенство $\eta > \eta$; если же получится $\eta < \eta$, то расчет следует повторить. Подобно об этом сказано ниже.

§ 2. ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЦИКЛА

Рассмотрим цикл (рис. 7) сложной ГТУ с многократным охлаждением в процессе сжатия и многократным дожиганием в процессе расширения. Схема этой ГТУ представлена на рис. 8; слева — пять отсеков компрессоров, справа — пять отсеков турбин (заштрихованы); число промежуточных холодильников $\xi = 3$; число допол-