

L'OPTIMISATION THERMODYNAMIQUE DES CYCLES DIRECTS

Vsevolod RADCENCO*, Elena Eugenia VASILESCU*, Renaud FEIDT**

*UNIVERSITE POLITEHNICA Bucarest, **WARTSILA France

Rezumat. Această lucrare abordează problema optimizării unitare a ciclurilor directe deschise de tip Joule-Brayton, Otto și Diesel, obiectivul constituindu-l maximizarea puterii produse. Analiza efectuată pune în evidență faptul că regimurile de putere dezvoltată maximă sunt diferite de cele de economicitate maximă.

1. INTRODUCTION

La thermodynamique, en sa qualité de science de l'énergie doit répondre à la nécessité de trouver des nouvelles méthodes pour l'augmentation du rendement de transformation de l'énergie chimique des combustibles épuisables en travail mécanique. La transformation de la chaleur Q dégagée dans un processus de combustion en travail mécanique L , suppose une analyse en détail des causes qui influencent le niveau du rendement thermique $\eta_t = L/Q$ et, implicitement, la quantité spécifique de combustible consommé c [g comb/kWh].

Cette transformation est produite d'une manière continue dans des systèmes qui fonctionnent sur la base des cycles thermodynamiques directs, fermés ou ouverts.

Il est connu que les systèmes thermoénergétiques avec des turbines à vapeur développent une puissance maximale quand les différences de température entre les sources thermiques extérieures et l'agent de travail sont optimisées. Dans ce cas, le rendement thermique est donné par l'expression devenue célèbre:

$$\eta_{P_{max}} = 1 - \sqrt{\frac{T_0}{T}} < 1 - \frac{T_0}{T} = \eta_C \quad (1)$$

dans laquelle $\sqrt{T_0/T}$ représente le bien connu "nice radical" et T, T_0 représentent les températures des deux sources de chaleur.

On observe que la relation précédente peut aussi être écrite comme:

$$\eta_{P_{max}} = 1 - \frac{T_0}{\sqrt{T \cdot T_0}} = 1 - \frac{\sqrt{T \cdot T_0}}{T}$$

ce qui met en évidence le fait que le système thermoénergétique développe une puissance maximale sur la base d'un cycle Carnot délimité par la température moyenne géométrique $\sqrt{T \cdot T_0}$ et par celle de l'environnement T_0 . On observe immédiatement que:

$$T_0 < \sqrt{T \cdot T_0} < T$$

Il est connu aussi que, dans le cas des compresseurs à piston biétagés, la puissance minimale "injectée" correspond à la pression intermédiaire optimale de compression :

$$P_1^{opt} = \sqrt{P_0 \cdot P}$$

Celle-ci représente la moyenne géométrique de la pression initiale p_0 (éventuellement la pression barométrique) et de la pression finale p .

On se propose d'étudier l'existence d'une possibilité pour que les systèmes thermoénergétiques ouverts comme les turbines à gaz, les turbomoteurs d'avions ou les moteurs à combustion interne qui fonctionnent sur des cycles ouverts (quasicycles) soient capables de développer des puissances maximales dans des conditions semblables à celles des systèmes thermoénergétiques fermés avec des turbines à vapeur.

2. OPTIMISATION DU CYCLE JOULE-BRAYTON

Pour clarifier le problème, on va considérer premièrement le cycle Joule-Brayton. Les installations qui fonctionnent sur la base de ce cycle sont les installations de turbines à gaz (ITG) et les turbomoteurs d'avions de type turbopropulseur. Ce cycle a une structure relativement simple parce qu'il est composé par deux isentropes et deux isobares, donc par des transformations équidistantes, de sorte que son analyse est relativement facile à effectuer.

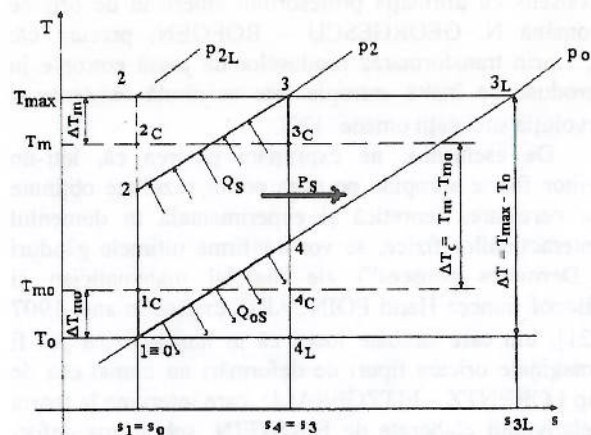


Fig. 1. Cycle Joule-Brayton.

Le cycle considéré est représenté dans le diagramme T-s conformément à la figure 1. Les transformations qui le composent sont: 1-2 compression isentropique entre $p_1 = p_0$ et p_2 , réalisée dans un

turbocompresseur, 2-3 combustion isobare, dans la chambre de combustion, durant laquelle la température augmente de T_2 à T_{max} (admissible pour la sécurité thermomécanique des ajutages et des palettes), 3-4 détente isentropique dans une turbine à gaz et 4-1 refroidissement isobare du gaz brûlé et évacué dans l'atmosphère.

On observe que l'étude de ce cycle doit être faite dans des conditions restrictives de température, laquelle doit se trouver dans le domaine $\Delta T = T_{max} - T_o$. L'agent thermique véhiculé dans le cycle (air, gaz brûlé) reçoit la quantité de chaleur Q_s [J/kg=W/(kg/s)] développée lors du processus de combustion en qualité de source intérieure de chaleur, et cède la quantité de chaleur Q_{os} [J/kg=W/(kg/s)] à l'environnement pendant le processus de refroidissement des produits de combustion, la différence entre les deux quantités de chaleur étant la puissance mécanique spécifique P_s [J/kg= W/(kg/s)] développée par l'unité de débit massique d'agent:

$$P_s = Q_s - |Q_{os}| \quad (2)$$

On observe que, dans des conditions théoriques, l'augmentation d'entropie Δs [J/(kgK)=W/(kg/s)K] pendant le processus de combustion est équivalente à sa diminution pendant le refroidissement des produits de la combustion. On va faire l'opération de remplacement du cycle réel 1-2-3-4-1 avec le cycle Carnot équivalent 1c-2c-3c-4c-1c délimité par les températures moyennes thermodynamiques:

$$T_m = \frac{Q_s}{\Delta s} < T_{max} \quad \text{et} \quad T_{mo} = \frac{Q_{os}}{\Delta s} > T_o \quad (3)$$

qui se trouvent dans le domaine de température $\Delta T_c = T_m - T_{mo} < \Delta T = T_{max} - T_o$.

Dans l'analyse qui suit, le comportement du cycle Joule-Brayton sera étudié dans des conditions restrictives de température définies par le paramètre:

$$\tau = \frac{T_{max}}{T_o} \quad (4)$$

auquel on associe le taux de compression:

$$\beta = \frac{p_2}{p_1} \quad (5)$$

On note:

$$\theta = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_2}{T_o} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}} \in (1, \tau) \quad (6)$$

le rapport des températures pendant la compression.

En conséquence, le travail mécanique spécifique du cycle (ou la puissance spécifique de l'agent véhiculé dans le cycle) sera:

$$P_s = 1 = I_{3-4} - |I_{1-2}| = \frac{k}{k-1} RT_{max} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - \frac{k}{k-1} RT_o \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

qui conduit à:

$$P_s = \frac{k}{k-1} RT_o (\theta - 1) \left(\frac{\tau}{\theta} - 1 \right) \left[\frac{W}{kg/s} \right] \quad (7)$$

Dans une forme adimensionnée:

$$\bar{P}_s = \frac{P_s}{RT_o} = \frac{k}{k-1} (\theta - 1) \left(\frac{\tau}{\theta} - 1 \right) = f(\theta, \tau, k) \quad (8)$$

On doit remarquer que \bar{P}_s s'annule si $\theta = 1$ ou $\theta = \tau$ ce qui suggère le fait que pour une certaine valeur optimale θ_{opt} , la puissance spécifique de l'agent devienne maximale en satisfaisant la condition:

$$\frac{d\bar{P}_s}{d\theta} = 0 \quad (9)$$

Il en résulte l'équation

$$\frac{\tau}{\theta} - 1 - (\theta - 1) \frac{\tau}{\theta^2} = 0$$

de sorte que:

$$\theta_{opt} = \sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{T_{max}}{T_o}} \quad [-] \quad (10)$$

et

$$\bar{P}_s^{max} = \frac{k}{k-1} (\sqrt{\tau} - 1)^2$$

On calcul aussi:

$$\begin{cases} Q_s = q = \\ = c_p (T_{max} - T_2) = \frac{k}{k-1} RT_o (\tau - \theta) \\ |Q_{os}| = |q_o| = \\ = c_p (T_4 - T_o) = \frac{k}{k-1} RT_o \left(\frac{\tau}{\theta} - 1 \right) \end{cases} \left[\frac{W}{kg/s} \right] \quad (11)$$

Dans une forme adimensionnée:

$$\begin{cases} \bar{Q}_s = \frac{Q_s}{RT_o} = \frac{k}{k-1} (\tau - \theta) \\ \bar{Q}_{os} = \frac{Q_{os}}{RT_o} = \frac{k}{k-1} \left(\frac{\tau}{\theta} - 1 \right) \end{cases} \quad [-] \quad (12)$$

Pour une puissance spécifique maximale, on obtient:

$$\begin{cases} \bar{Q}_s^{opt} = \frac{k}{k-1} (\tau - \sqrt{\tau}) = \frac{k}{k-1} \tau \cdot \eta_i^{Pmax} \\ \bar{Q}_{os}^{opt} = \frac{k}{k-1} (\sqrt{\tau} - 1) = \frac{k}{k-1} \sqrt{\tau} \cdot \eta_i^{Pmax} \end{cases} \quad (13)$$

Dans les conditions optimales, le rendement thermique optimal sera:

$$\begin{aligned} \eta_i^{Pmax} &= \frac{\bar{P}_s^{max}}{\bar{Q}_s^{opt}} = 1 - \frac{1}{\sqrt{\tau}} = \\ &= 1 - \sqrt{\frac{T_o}{T_{max}}} = 1 - \frac{T_o}{\sqrt{T_{max} \cdot T_o}} < 1 - \frac{T_o}{T_{max}} \end{aligned} \quad (14)$$

formule qui contient le "nice radical" $\sqrt{T_o / T_{max}}$.

Généralement, le rendement thermique est précisé par:

$$\eta_t = \frac{\bar{P}_S}{\bar{Q}_S} = 1 - \frac{1}{\theta} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (15)$$

La représentation graphique des fonctions $\bar{Q}_S = f(\theta)$, $\bar{P}_S = f(\theta)$ et $\eta_t = f(\theta)$ est donné par la figure 2 pour $\tau = 5$ et $k = 1.4$. Dans ces conditions, on constate que:

$$\theta_{opt} = 2,24 \quad \beta_{opt} = 16,71$$

$$\eta_t^{Pmax} = 0,554 < 1 - \frac{T_o}{T_{max}} = 0,8$$

$$\bar{Q}_S^{opt} = 9,69 \quad \bar{Q}_{oS}^{opt} = 4,34 \quad \bar{P}_S^{max} = 5,35$$

L'optimisation présentée permet le calcul des températures moyennes thermodynamiques, respectivement :

$$T_m^{opt} = \frac{Q_S^{opt}}{\Delta s_{opt}} = \frac{T_{max} - T_2^{opt}}{\ln \frac{T_{max}}{T_2^{opt}}} = T_o \frac{\tau - \theta_{opt}}{\ln \frac{\tau}{\theta_{opt}}} \quad (16)$$

c'est-à-dire $\frac{T_m^{opt}}{T_o} = 3,44$

et

$$T_{mo}^{opt} = \frac{Q_{oS}^{opt}}{\Delta s} = \frac{T_4 - T_o}{\ln \frac{T_4}{T_o}} = \frac{T_{max} - T_o}{\ln \frac{T_{max}}{\theta_{opt} T_o}} = T_o \frac{\tau - 1}{\ln \frac{\tau}{\theta_{opt}}} \quad (17)$$

c'est-à-dire $\frac{T_{mo}^{opt}}{T_o} = 1,53$

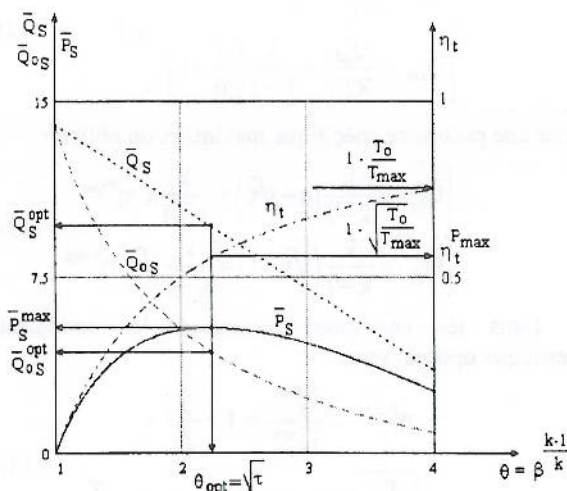


Fig. 2. Variation des paramètres.

Il en résulte les différences relatives optimales de température:

$$\frac{\Delta T_m^{opt}}{T_{max}} = \frac{T_{max} - T_m^{opt}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_m^{opt}/T_o}{\tau} = 0,312$$

$$\frac{\Delta T_{mo}^{opt}}{T_o} = \frac{T_{mo}^{opt} - T_o}{T_o} = \frac{T_{mo}^{opt}}{T_o} - 1 = 0,53$$

C'est évident que:

$$\eta_t^{Pmax} = 1 - \frac{Q_{oS}^{opt}}{Q_S^{opt}} = 1 - \frac{T_{mo}^{opt}}{T_m^{opt}} = 0,554$$

Le raisonnement appliqué au cycle Joule-Brayton sur la base duquel fonctionnent les installations avec des turbines à gaz (ITG) et les turbomoteurs d'avions peut être étendu pour le cas des moteurs à combustion interne (MCI).

3. L'OPTIMISATION DES CYCLES OTTO ET DIESEL

Pour jeter les fondements théoriques des conditions pour lesquelles un moteur à piston développe une puissance maximale, on va considérer son cycle théorique représenté en coordonnées T-s conformément à la figure 3.

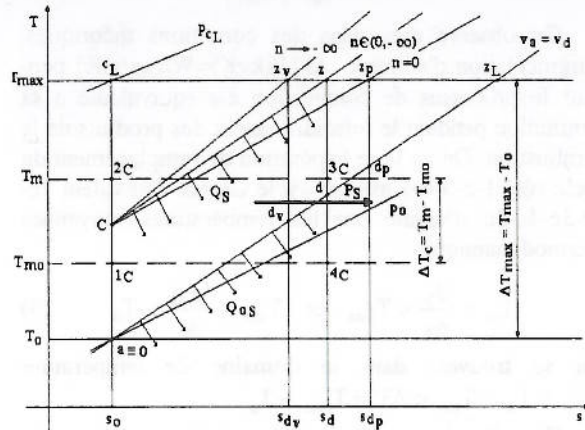


Fig. 3. Cycles moteurs.

Afin que les résultats obtenus soient étendus autant que possible, le processus de combustion est modélisé par une transformation polytropique d'exposant $n \in (0, -\infty)$, de sorte que la valeur particulière $n \rightarrow -\infty$ soit attribuée au cycle Otto (avec allumage par étincelle d'une bougie MAE) et la valeur $n = 0$ est spécifique au cycle Diesel lent (avec allumage par compression MAC). Evidemment, les valeurs intermédiaires du n pourraient correspondre au moteur Diesel rapide avec allumage par compression, de sorte que la combustion isochore-isobare peut être remplacée globalement par une polytrophe. Comme dans le cas d'ITG, l'analyse impose des conditions restrictives de température parce que la température maximale de combustion est limitée par le phénomène de dissociation thermique. Dans cette étude, on va considérer les paramètres:

$$\tau = \frac{T_{max}}{T_o} - \text{le rapport des températures extrêmes du cycle}$$

$$\varepsilon = \frac{V_a}{V_c} - \text{le rapport de compression du moteur.}$$

Ensuite, on procède comme dans le cas d'ITG, pour les expressions des échanges énergétiques spécifiques:

$$l_{a-c} = \frac{RT_o}{k-1} \left(1 - \frac{T_o}{T_c} \right) = \frac{RT_o}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^{k-1} \right] = \frac{RT_o}{k-1} (1 - \varepsilon^{k-1}) < 0$$

$$|l_{a-c}| = \frac{RT_o}{k-1} (\varepsilon^{k-1} - 1) \quad \left[\frac{J}{kg} = \frac{W}{kg/s} \right] \quad (18)$$

$$l_{c-z} = \frac{R}{n-1} (T_c - T_z) = \frac{RT_o}{n-1} (\varepsilon^{k-1} - \tau)$$

$$l_{z-d} = \frac{RT_z}{k-1} \left(1 - \frac{T_d}{T_z} \right) = \frac{RT_o}{k-1} \tau \left[1 - \left(\frac{v_z}{v_d} \right)^{k-1} \right] \quad (19)$$

Mais comme $T_z v_z^{n-1} = T_c v_c^{n-1}$, il en résulte

$$\frac{v_z}{v_d} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon^{k-1}}{\tau} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (20)$$

ce qui conduit à:

$$l_{z-d} = \frac{RT_o}{k-1} \tau \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \left(\frac{\varepsilon^{k-1}}{\tau} \right)^{\frac{k-1}{n-1}} \right\} \quad (21)$$

Les expressions mathématiques précédentes peuvent être simplifiées si on introduit, comme pour ITG, le paramètre

$$\theta = \frac{T_c}{T_o} = \varepsilon^{k-1} \quad (22)$$

En conséquence:

$$|l_{a-c}| = \frac{RT_o}{k-1} (\theta - 1)$$

$$l_{c-z} = \frac{RT_o}{n-1} (\theta - \tau) = \frac{RT_o}{k-1} \frac{k-1}{n-1} (\theta - \tau) \quad (23)$$

$$l_{z-d} = \frac{RT_o}{k-1} \tau \left[1 - \frac{1}{\theta} \left(\frac{\theta}{\tau} \right)^{\frac{k-1}{n-1}} \right]$$

La puissance spécifique (le travail mécanique spécifique) de l'agent de travail du cycle sera:

$$P_s = l = l_{z-d} + l_{c-z} - |l_{a-c}| = \frac{RT_o}{k-1} \left\{ \tau \left[1 - \frac{1}{\theta} \left(\frac{\theta}{\tau} \right)^{\frac{k-1}{n-1}} \right] + \frac{k-1}{n-1} (\theta - \tau) - (\theta - 1) \right\} \quad (24)$$

Dans une forme adimensionnée on obtient:

$$\bar{P}_s = \frac{P_s}{RT_o} = \frac{\tau}{k-1} \left[1 - \frac{1}{\theta} \left(\frac{\theta}{\tau} \right)^{\frac{k-1}{n-1}} \right] + \frac{\theta - \tau}{n-1} - \frac{\theta - 1}{k-1} \quad (25)$$

On exprime aussi les échanges de chaleur avec les sources:

$$Q_s = q = c_n (T_z - T_c) = c_v \frac{n-k}{n-1} T_o (\tau - \varepsilon^{k-1}) = \frac{RT_o}{k-1} \frac{n-k}{n-1} (\tau - \theta) \quad (26)$$

$$|Q_{os}| = |q_{os}| = c_v (T_d - T_o) = \frac{R}{k-1} \left[\frac{T_z}{(v_d/v_z)^{k-1}} - T_o \right] = \frac{RT_o}{k-1} \left[\frac{\tau}{\theta} \left(\frac{\theta}{\tau} \right)^{\frac{k-1}{n-1}} - 1 \right]$$

$$|Q_{os}| = \frac{RT_o}{k-1} \left[\left(\frac{\tau}{\theta} \right)^{\frac{n-k}{n-1}} - 1 \right] \quad (27)$$

Dans une forme adimensionnée, les relations précédentes deviennent:

$$\bar{Q}_s = \frac{Q_s}{RT_o} = \frac{n-k}{n-1} \frac{\tau - \theta}{k-1} \quad (28)$$

$$\bar{Q}_{os} = \frac{|Q_{os}|}{RT_o} = \frac{1}{k-1} \left[\left(\frac{\tau}{\theta} \right)^{\frac{n-k}{n-1}} - 1 \right] \quad (29)$$

Il est intéressant de particulariser ces relations pour les deux cas limites:

- pour $n \rightarrow \infty$ (MAE)

$$\bar{P}_s = \frac{\tau}{k-1} \left(1 - \frac{1}{\theta} \right) - \frac{\theta - 1}{k-1} = \frac{\theta - 1}{k-1} \left(\frac{\tau}{\theta} - 1 \right) \quad (30)$$

$$\bar{Q}_s = \frac{\tau - \theta}{k-1}; \quad \bar{Q}_{os} = \frac{1}{k-1} \left(\frac{\tau}{\theta} - 1 \right) \quad (31)$$

- pour $n = 0$ (MAC)

$$\bar{P}_s = \frac{k\tau(1-\theta/\tau) - (\tau/\theta)^k + 1}{k-1}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{Q}_s &= \frac{k}{k-1} (\tau - \theta); & \bar{Q}_{os} &= \frac{1}{k-1} \left[\left(\frac{\tau}{\theta} \right)^k - 1 \right] \end{aligned} \right. \quad (32)$$

On observe immédiatement que le rendement thermique sera:

$$\eta_t = \frac{P_s}{Q_s} = 1 - \frac{|Q_{os}|}{Q_s} = 1 - \frac{n-1}{n-k} \frac{(\tau/\theta)^{\frac{n-1}{n-1}} - 1}{\tau(1-\theta/\tau)}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{\tau/\theta - 1}{\tau(1-\theta/\tau)} = 1 - \frac{1}{\theta} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (34)$$

avec les deux expressions particulières:

- pour $n \rightarrow \infty$ (MAE)

$$\eta_t = 1 - \frac{\tau/\theta - 1}{\tau(1-\theta/\tau)} = 1 - \frac{1}{\theta} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (34)$$

- pour $n = 0$ (MAC)

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{(\tau/\theta)^k - 1}{\tau(1-\theta/\tau)} \quad (35)$$

Si on reprend le problème de maximisation de la puissance développée par le moteur, on constate que:

– pour $n \rightarrow -\infty$ (MAE), \bar{P}_S s'annule à $\theta = 1$ ou à $\theta = \tau$; en conséquence, pour une certaine valeur θ_{opt} , et implicitement ε_{opt} , la puissance spécifique devient maximale, situation dans laquelle:

$$\frac{d\bar{P}_S}{d\theta} = \frac{1}{k-1} \left[\frac{\tau}{\theta} - 1 - \frac{\tau}{\theta^2} (\theta - 1) \right] = 0 \quad (36)$$

de sorte que

$$\theta_{opt} = \sqrt{\tau} = \tau^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{T_{max}}{T_o}} \text{ et } \varepsilon = \tau^{\frac{1}{2(k-1)}} \quad (37)$$

Ensuite

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{P}_S^{max} &= \frac{(\sqrt{\tau} - 1)^2}{k-1} \\ \bar{Q}_S &= \frac{\tau - \sqrt{\tau}}{k-1}; \bar{Q}_{oS} = \frac{\sqrt{\tau} - 1}{k-1} \end{aligned} \right. \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \eta_t^{Pmax} &= 1 - \frac{1}{\sqrt{\tau}} = 1 - \sqrt{\frac{T_o}{T_{max}}} \\ &= 1 - \frac{T_o}{\sqrt{T_{max} T_o}} < 1 - \frac{T_o}{T_{max}} = \eta_C \end{aligned} \quad (39)$$

La dernière expression contient le "nice radical" comme dans le cas du cycle Carnot du système thermoénergétique et celui du cycle Joule-Brayton de l'installation de turbine à gaz, c'est à dire dans la situation où les processus d'échange de chaleur se déroulent comme processus équidistants isothermes, isobares et isochores. En observant l'expression de η_t^{Pmax} , on peut exprimer la corrélation entre le rendement optimal et les flux spécifiques:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{P}_S^{max} &= \frac{\tau}{k-1} (\eta_t^{Pmax})^2 \\ \bar{Q}_S &= \frac{\tau}{k-1} \eta_t^{Pmax}; \bar{Q}_{oS} = \frac{\sqrt{\tau}}{k-1} \eta_t^{Pmax} \end{aligned} \right. \quad (40)$$

En considérant par exemple $\tau = 8$ et $k = 1.4$, on obtient:

$$\theta_{opt} = \sqrt{\tau} = 2,83; \quad \varepsilon_{opt} = 13,45$$

$$\eta_t^{Pmax} = 0,65 < 1 - \frac{1}{\tau} = \eta_C = 0,875$$

$$\bar{P}_S^{max} = 8,35; \quad \bar{Q}_S^{opt} = 13; \quad \bar{Q}_{oS}^{opt} = 4,65$$

Evidemment, toutes les considérations sur le cycle Carnot équivalent délimité par les températures moyennes thermodynamiques T_m et T_{mo} restent aussi valables dans le cas MCI, sans qu'il soit nécessaire de les reprendre.

Ce problème de maximisation de la puissance du moteur Diesel est d'un grand intérêt théorique et pratique, particulièrement dans le cas du moteur naval lent. On peut faire les considérations suivantes:

– pour le moteur Diesel lent à deux temps (MAC), on fait la constatation que P_S s'annule comme dans le cas d'Otto, pour $\theta = \tau$; mais parce que les processus

d'échange de chaleur se déroulent dans une évolution isobare, respectivement isochore, l'annulation de P_S correspond, ainsi que l'on montre, à une valeur $\theta > 1$.

Pour trouver θ_{opt} il est convenable d'exprimer P_S comme une fonction de la variable

$$x = \frac{\tau}{\theta} = \frac{T_{max}}{T_c} > 1 \quad (41)$$

de sorte que

$$\bar{P}_S = \frac{k\tau \left(1 - \frac{1}{x} \right) - x^k + 1}{k-1} \quad (42)$$

On considère que $\bar{P}_S = 0$ pour $\theta = \tau$, c'est à dire $x = 1$, donc pour $\theta = 1,55$ dans l'hypothèse où $\tau = 8$ et $k = 1,4$. Pour maximiser la puissance spécifique, on doit annuler la dérivée:

$$\frac{d\bar{P}_S}{dx} = 0 \Rightarrow \frac{k\tau}{x^2} - kx^{k-1} = 0 \quad (43)$$

et on obtient:

$$x_{opt} = \tau^{\frac{1}{k+1}} \text{ et } \theta_{opt} = \frac{\tau}{x_{opt}} = \tau^{\frac{k}{k+1}} \quad (44)$$

En conséquence:

$$\varepsilon_{opt} = \theta_{opt}^{\frac{1}{k-1}} = \tau^{\frac{k}{k^2-1}} \quad (45)$$

Il en résulte immédiatement:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{P}_S^{max} &= \frac{k\tau \left(1 - \frac{1}{\tau^{\frac{1}{k+1}}} \right) - \tau^{\frac{k}{k+1}} + 1}{k-1} \\ \bar{Q}_S^{opt} &= \frac{k}{k-1} \tau \left(1 - \frac{1}{\tau^{\frac{1}{k+1}}} \right) \\ \bar{Q}_{oS}^{opt} &= \frac{1}{k-1} \left(\tau^{\frac{k}{k+1}} - 1 \right) \end{aligned} \right. \quad (46)$$

Pour illustrer numériquement les résultats obtenus, on va considérer le cas d'un Diesel naval lent caractérisé par $\tau = 8$ et $k = 1,4$.

On obtient:

$$x_{opt} = 2,38; \quad \theta_{opt} = 3,36; \quad \varepsilon_{opt} = 20,75$$

$$\bar{P}_S^{max} = 10,32; \quad \bar{Q}_S^{opt} = 16,22; \quad \bar{Q}_{oS}^{opt} = 5,91$$

$$\eta_t^{Pmax} = 1 - \frac{1}{k} \frac{1 - \frac{1}{\tau^{\frac{1}{k+1}}}}{\tau^{\frac{1}{k+1}} - 1} = 0,636$$

Pour illustrer graphiquement les performances des deux cycles théoriques Otto et Diesel lent, on a représenté dans la figure 4 les variations des paramètres $\bar{Q}_S = f(\theta)$, $\bar{Q}_{oS} = f(\theta)$, $\bar{P}_S = f(\theta)$ et $\eta_t = f(\theta)$.

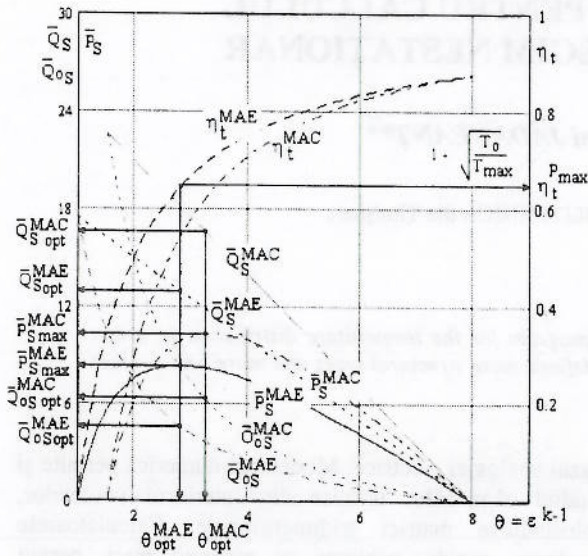


Fig. 4. Variation des paramètres des cycles moteurs.

BIBLIOGRAPHIE

- RADCENCO, Vs., *Generalized Thermodynamics*, Ed. Tehnică, București, 1994.
- RADCENCO, Vs., POPESCU, Gh., APOSTOL, V., "Optimization of a Spark-Ignition Engine with Pressure Losses in the Distribution System", *Proceedings, ECOS'95*, July 11-15, Istanbul, Turkey, 1995.
- ARAMĂ, C., GRUNWALD, B., *Motoare cu ardere internă - Procese și caracteristici*, Ed. Tehnică, București, 1996.
- NEGURESCU, N., PANĂ, C., POPA, M.G., *Motoare cu ardere internă*, Ed. Matrix Rom, București, 1995.

În ziua de 26 iunie 2003, la Universitatea din Craiova, în Sala „Albastră”,
 a fost decernat titlul de
Doctor Honoris Causa pentru Prof. Dr. Doc. Viktor Mihailovich Brodianskii
 de la Institutul de Energetică din Moscova

Quod bonam faustum fortunatum felix sit.
 Senatus Universitatis Craiovensis

Rectore Magnifico MIRCEA IVĂNESCU

Professore Publico Ordinario
 summo omnium plausu decrevit
 ut illusterrimus vir
 Professor Publicus Ordinarius

VICTOR M. BRODIANSKI

in corpus
 Doctorum Universitatis
 Honoris Causa
 recipere. In exitu rei fidei
 hoc diploma consentendum censuit.

MIRCEA IVĂNESCU
 Rector Magnificus

*Datum: Pratoras die vicesimo quinto mensis Junii,
 Anno Domini bis millesimo tertio
 A. D. CMCM III*