

## Effect of Heat Exchange Between Cylinder Walls and Air on the Work of Piston Compressors

Dr. Mouna Esber\*

(Received 24 / 4 / 2019. Accepted 8 / 7 / 2019)

### □ ABSTRACT □

The research aims to find mathematical equations describing the process of heat exchange between the walls of cylinder and air, and the effect of this exchange on the volumetric productivity of the compressor based on Fourier theory of heat transfer.

The results of the calculations showed that the absorbent air is subject to the effect of roller walls, and this effect is not the same for the different parts of the cylinder. The temperature fluctuates rapidly in the interior layers. On the outside surfaces, the temperature is equal to zero for all parts of the cylinder.

The interrelationships between efficient working energy  $Q$  and adiabatic energy attributed to free air were reached. The comparison of active action  $P_m$  with adiabatic work was calculated by classical method. The calculated work according to this method increases the adiabaticity by 19% for the compressors with double compression.

**Keywords:** Effect of heat exchangers - Roller and air walls - Compressors work.

---

\*Associate professor, Marine Engineering Department, Faculty of Mechanical and Electrical Engineering, Tishreen University, Lattakia, Syria.

## تأثير التبادل الحراري بين جدران الأسطوانة والهواء على عمل الضواغط المكبسية

د. منى اسير\*

(تاريخ الإيداع 24 / 4 / 2019. قُبل للنشر في 8 / 7 / 2019)

### □ ملخص □

يهدف البحث إلى إيجاد معادلات رياضية توصف عملية التبادل الحراري بين جدران الأسطوانة والهواء، وتبين تأثير هذا التبادل على الإنتاجية الحجمية للضاغط وذلك بالاعتماد على نظرية فورييه في انتقال الحرارة. أظهرت نتائج الحسابات أن الهواء الممتص يخضع لتأثير جدران الأسطوانة، وهذا التأثير ليس واحداً لمختلف أجزاء الأسطوانة. وإنّ تذبذب الحرارة يضمحل بشكل سريع في الطبقات الداخلية، أما على السطوح الخارجية فالحرارة تساوي الصفر لكل أجزاء الأسطوانة. تمّ التوصل إلى العلاقة المتبادلة بين طاقة العمل الفعالة  $Q$  وطاقة العمل الأديباتية المنسوبة إلى الهواء الحر. أظهرت مقارنة العمل الفعال  $P_m$  بالعمل الأديباتي المحسوب بالطريقة الكلاسيكية، حيث أنّ العمل المحسوب وفقاً لهذه الطريقة يزيد عن العمل الأديباتي بنسبة 19% للضاغط ذات الانضغاط المضاعف.

الكلمات المفتاحية: تأثير التبادل الحراري - جدران الأسطوانة والهواء - عمل الضواغط.

\* أستاذ مساعد - قسم الهندسة البحرية - كلية الهندسة الكهربائية والميكانيكية - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

## مقدمة:

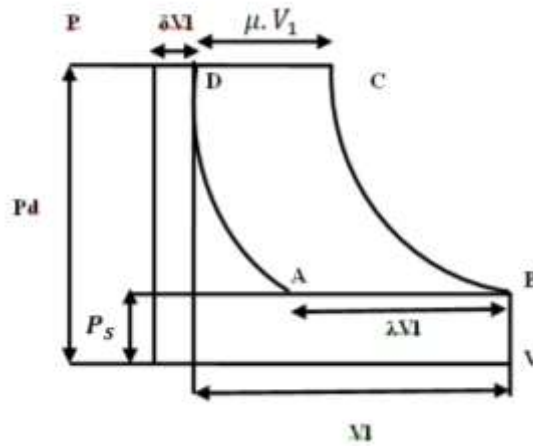
تُعد الضواغط المكبسية الأكثر استخداماً في الصناعة حيث تنتشر على نطاق واسع ولا سيما في آلات التبريد، وبالتالي فإن زيادة فعاليتها وعمرها التشغيلي يُشكل أهمية اقتصادية كبيرة. دراسة عملية التبادل الحراري بين الهواء الممتص وجدران الأسطوانة، وتأثير ذلك على العملية الإنتاجية للضاغط يُشكل مسألة علمية هامة. إن زيادة الإنتاجية الحجمية للضاغط المنسوبة إلى حجم الهواء الممتص في الأسطوانة لها تأثير كبير على مختلف العمليات الحاصلة في الضاغط. وقد لاقى عملية تسخين الهواء عند الامتصاص بجدران الأسطوانة وتأثير هذه العملية على الإنتاجية الحجمية للضاغط في الدققة اهتماماً كبيراً من قبل الباحثين. في هذا البحث يتم العمل على إيجاد معادلات رياضية توصف عملية التبادل الحراري بين جدران الأسطوانة والهواء، وكذلك التوصل إلى معادلة التوازن الحراري للضاغط بالاعتماد على سلاسل فوربييه في انتقال الحرارة، وإنشاء المخططات الحرارية لكل من الهواء والسطح الداخلي لغطاء الأسطوانة خلال وضعيات مختلفة لعمود المرفق ودرجات حرارة مختلفة للهواء.

## أهمية البحث وأهدافه:

تكمن أهمية البحث بزيادة إنتاجية الضاغط ورفع كفاءته بشكل كبير. أما هدف البحث فهو إيجاد معادلات رياضية توصف عملية التبادل الحراري بين الهواء الممتص وجدران الأسطوانة، وتظهر العوامل المؤثرة على التيار الحراري المتبادل بينهما، وتأثير ذلك على عمل الضاغط ودراسة حالة التوازن الحراري، وذلك بالاعتماد على نظرية فوربييه في انتقال الحرارة، وإنشاء المخططات الحرارية لكل من الهواء والسطح الداخلي لغطاء الأسطوانة خلال وضعيات مختلفة لعمود المرفق عند درجات حرارة مختلفة للهواء.

## طرائق البحث ومواده:

يُبين الشكل (1) مخطط بياني لعمل ضاغط مكبسي جاف وذلك وفقاً للنظرية التقليدية (الكلاسيكية).



الشكل (1): يُبين مخطط بياني لعمل ضاغط مكبسي جاف وذلك وفقاً للنظرية التقليدية (الكلاسيكية).

إن القطاع  $V_1$ ، الذي هو ضمن القطاع (ABCD)، يمثل حجم المكبس، و:

$$AB = \lambda \cdot V_1 \text{ حجم الهواء الممتص في الأسطوانة،}$$

$\lambda$  معامل الامتلاء،

$$CD = \mu \cdot V_1 \text{ حجم الطرد،}$$

$\mu$  معامل الطرد أو القذف.

ويتم اعتبار حالة الهواء في الحجم  $\lambda \cdot V_1$  هي نفسها بالنسبة للهواء الحر وذلك حتى الدخول إلى الأسطوانة. إن الإنتاجية الحجمية في الدقيقة للضاغط منسوبة إلى الهواء الحر بحسب "النظرية الكلاسيكية" تُعطى بالعلاقة التالية:

$$Q_o = i\lambda V_1 \cdot n \quad (1)$$

حيث:  $i$  تساوي الواحد أو 2 (تأثير مضاعف)،

$\lambda$  معامل الامتلاء،

$V_1$  حجم الأسطوانة،

$n$  عدد الدورات في الدقيقة.

لاقت عملية تسخين الهواء عند الامتصاص والتي تتم بجدران الأسطوانة، وتأثير ذلك على الإنتاجية الحجمية للضاغط في الدقيقة اهتماماً كبيراً من الباحثين، وزيادة من المعلومات التجريبية حول هذه العملية يمكن الاستعانة بالمرجع رقم [1] حيث تم إدخال معامل التغذية  $\lambda < \lambda_o$  الذي يعبر عن الإنتاجية في الدقيقة:

$$Q_o = i\lambda_o V_1 \cdot n \quad (2)$$

والعلاقة بين معامل الامتلاء ومعامل النفاذية وعندما  $P_s = P_o$  تُعطى بالعلاقة مع الحجم النوعية  $V_o$  و  $V_1$  للهواء الحر والهواء الممتص في الأسطوانة بالشكل:

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = \frac{V_o}{V_1} = \frac{T_o}{T_1} < 1 \quad (3)$$

إن تحديد  $\lambda_o$  تجريبياً نادر. إن الدراسات الأولية تم إجراؤها على ضاغط بضغط بسيط حتى  $P_a = 8 \text{ atm}$  حيث  $\lambda_o/\lambda = 0,92$  وذلك حسب [2] PnxTepoM.

لاقت الضواغط ثنائية الانضغاط اهتماماً خاصاً ( $P_a = 7 - 8 \text{ atm}$ ) لتحديد النسبة  $\lambda_o/\lambda$ . تم استخدام المعطيات المنشورة في المرجع [2] والمتعلقة بالضاغط بدون تبريد مائي للأسطوانات والتي يتم حسابها بوساطة العلاقة التالية:

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = \frac{V_o}{V_1} = 0,936 \quad , \quad \lambda_o = 0,885$$

أما في حال وجود قميص مائي فيجب أن يكون التسخين أقل والنسبة  $\frac{\lambda_o}{\lambda} = \frac{V_o}{V_1}$  أكبر. كما يجب الأخذ بعين الاعتبار تأثير سرعة حركة الهواء في الأسطوانة عند السحب. فعند سرعة كبيرة للمكبس حتى  $3,5 \text{ (m/s)}$  يكون التسخين أقوى وأشد فعالية من هذه الحالة. من أجل الأسطوانة ذات الضغط المنخفض تُستخدم العلاقة:

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = \frac{V_o}{V_1} = 0,9 \quad (4)$$

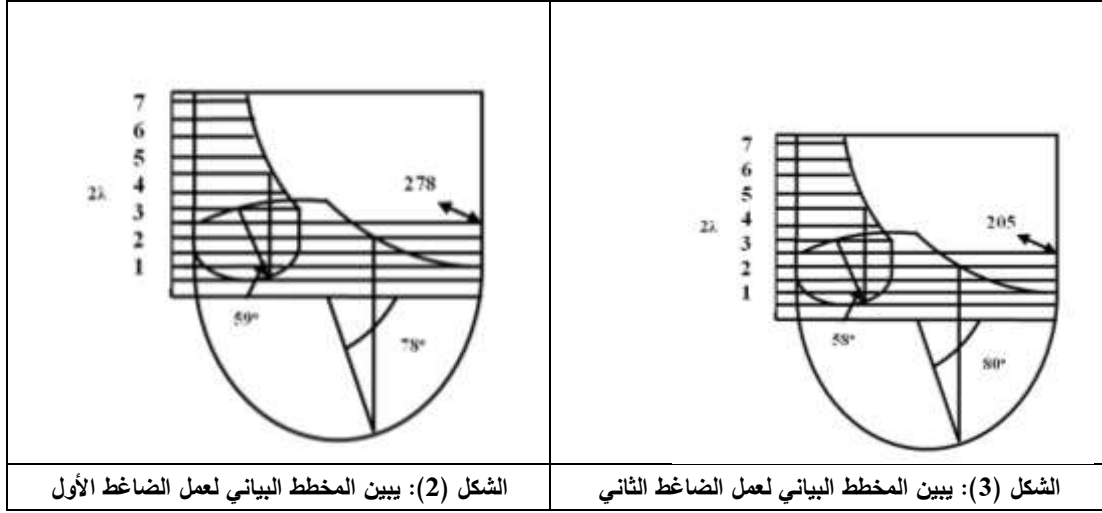
وعند السرعات العالية للمكبس بحدود  $2 \text{ (m/s)}$  يجب استخدام قيمة كبيرة:

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = \frac{V_o}{V_1} = 0,94 \div 0,95 \quad (5)$$

نجد من المعطيات السابقة أن:

$$V_1 > \lambda_o \quad (6)$$

باستخدام العلاقات (4)، (5)، و (6) يمكن وبدقة كافية من الناحية العملية تحديد الإنتاجية الوزنية للضاغط، وذلك في حال غياب تحديدها بشكل مباشر، وذلك عن طريق انضغاط مضاعف (ثنائي)  $II. B$  [3]. حيث تتوضع الأسطوانات وتزود بالوقود بشكل مباشر مع محرك كهربائي، والشكل (2) يبين المخطط البياني لعمله  $(B - D)$ . من الحالة الثانية لدينا ضاغط بخاري ذو ضغط ثنائي حيث تتوضع الأسطوانات مع مركبات عازلة من المواد البوليميرية [4]، والشكل (3) يبين المخطط البياني لعمله.



في الحالة الأولى:

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = 0,93 \quad , \quad \lambda_o = 0,88$$

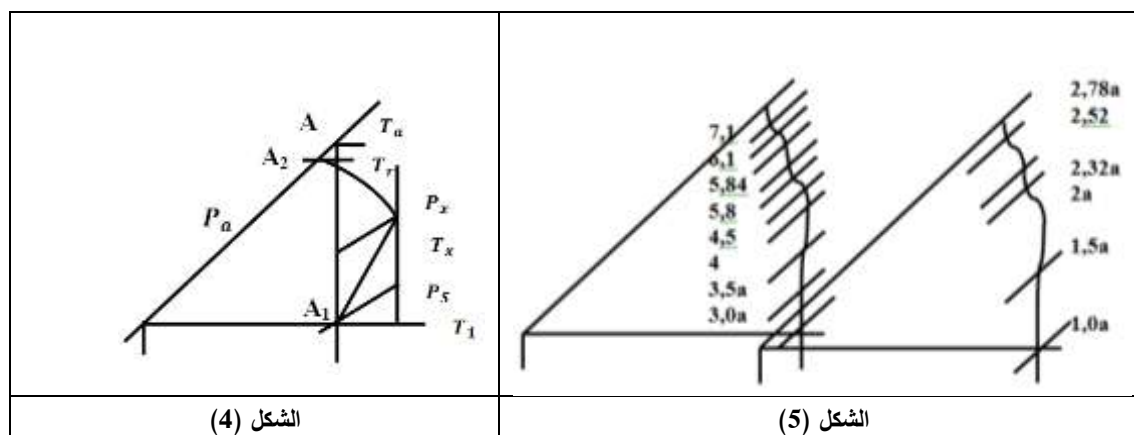
نجد وزن الهواء الممتص في الأسطوانة خلال شوط واحد  $G_1 = 0,653 \text{ kg}$ ، والإنتاجية الوزنية في الدقيقة  $G = 159,2 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{min}} \right]$ .

في الحالة الثانية:

$$\frac{\lambda_o}{\lambda} = 0,94663 \quad , \quad V_o = 0,88 \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right] \quad , \quad G_1 = 0,564 \text{ kg} \quad , \quad G = 76,715 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{min}} \right]$$

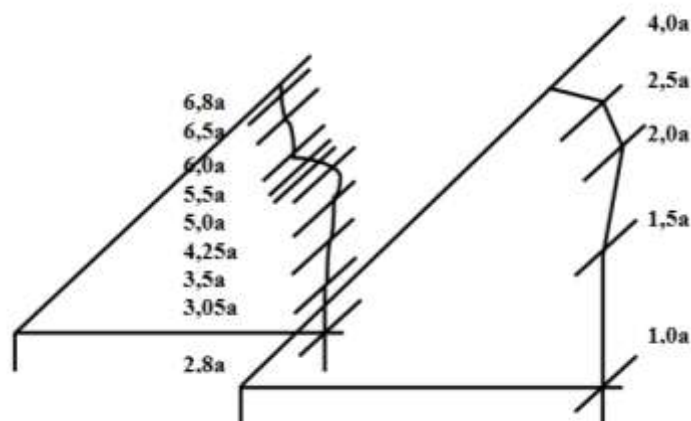
وفي المرجع [1] لم يتوصل الباحث فقط إلى تسخين الهواء لجدران الأسطوانة عند الامتصاص، لكنه أثبت أنه عند التبريد غير الكافي، فالانضغاط في البداية يحصل مع تسخين، وبعدها مع تبريد هذه الحالة كانت مطبقة للمرة الأولى تحقيقه أو عامل مبتكر من قبل الباحث البروفسور **OctepTalom** [5]. المخطط الدليلي الناتج والموضح في الشكل (4) يبين مسار منحنى الضغط  $A_1$  و  $A_2$  وذلك بدلاً من المخطط البوليبتروني حسب النظرية الكلاسيكية قبل أو حتى الضغط البيئي  $P_x$  ودرجة الحرارة  $T_x$ . حالة الانضغاط يتم مع تسخين هذه الحالة تمت دراستها من قبل **OctepTalom** وباحثين آخرين. بينما الانضغاط في أعمال المؤلفين الآخرين لم يتم إيجاد تعابير دقيقة، حيث الانضغاط يطابق فقط الضاغط التوربيني غير المبرّد، ويعتبر للضواغط المكبسية أدبياتياً.

بيئاً أن عملية الانضغاط لا تنقسم فقط إلى طورين: الأول تسخين والثاني مع تبريد، والتي يمكن التعبير عنها بمنحنى على درجة أكثر صعوبة من المنحنى  $A_1 A_2$  الشكل (4).



الشكل (4)

الشكل (5)



الشكل (6)

بتحويل المخططات الدليلة للمثالين المدروسين أعلاه، الشكلين (2) و (3)، إلى مخططات انتروبية كما هو مبين في الشكلين (5) و (6) حيث يتبين أن عملية الانضغاط تجري بشكل أعقد مما هو عليه في المخطط المبين في الشكل (4)، بالرغم من الحصول على مخططات الانضغاط بالصيغة الحالية فإنها لا تُظهر بشكل واضح الطورين الأول مع تسخين والثاني مع تبريد، لكن زوايا الدوران  $\alpha$  لهذه المنحنيات تعتبر ميزة لمنطقة محددة مع إعطاء حرارة موجبة أو سالبة  $q_2$  و  $q_3$  في مرحلة الانضغاط، وذلك وفقاً للأطوار الموافقة له الطور الأول والثاني. لذلك تُسمى بزوايا الطور.

الضاغط الأول II. B - الطور الأول يتحدد بالزوايا:

$$q_3 = -0,874 \left[ \frac{kcal}{kg} \right] \text{ و } q_2 = 2,0355 \left[ \frac{kcal}{kg} \right] \text{ عند } \alpha = 78^\circ$$

ولأسطوانة الضاغط الثاني عند  $\alpha = 64,5^\circ$ :

$$q_2 = -3,3115 \left[ \frac{kcal}{kg} \right] \text{ و } q_3 = -1,8399 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$$

أما بالنسبة للضاغط البخاري (B - D)، أسطوانة الضغط المنخفض عند الزاوية  $\alpha = 80^\circ$ ، فإن:

$$q_2 = 0,389 \left[ \frac{kcal}{kg} \right] \text{ و } q_3 = -7,317 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$$

بالنسبة لأسطوانة الضغط العالي عند الزاوية  $\alpha = 58^\circ$ ، فإن:

$$q_3 = -1,514 \left[ \frac{kcal}{kg} \right] \text{ و } q_2 = 0$$

باستثناء الحالة الأخيرة عند  $q_2 = 0$  فإن تزويد الحرارة للطور الأول  $q_2 > 0$  والطور الثاني في كل الحالات فإن

$q_3 < 0$  ويهدف توحيد قياس زوايا الطور الأول بقيمة  $q_2$  للأسطوانة ذات الضغط المنخفض للضاغط (II. B) تقترب

إلى الزاوية  $\alpha = 80^\circ$ ، والتي توافق  $P = 2,12 \text{ at}_a$ ، وينتج لدينا:

$$q_2 = 2,0356 - 0,0016 \times 382,5 = +1,4236 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$$

$$q_3 = -0,874 + 0,0016 \times 382,5 = -0,262 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$$

وكذلك بالنسبة للأسطوانة الضغط العالي للضاغط (B - D) بقيمة  $q_2$  عند الزاوية  $\alpha = 64^\circ$  عند  $P = 2,12 \text{ at}$ :

$$q_2 = -0,0032 \times 377,5 = -1,208 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$$

$$q_3 = -1,514 + 0,0032 \times 377,5 = -0,305 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$$

أما قيمة الحرارة الموجبة في الطور الأول فقد تم تفسير ذلك من قبل Octepror إذ أن التسخين هو عبارة عن عمل احتكاك المكبس، لكن ليس من الصعب إظهار خطأ هذه الحالة حيث إن  $q_2$  يمكن أن تزيد عن حرارة احتكاك المكبس  $q_r$  والمنسوبة إلى وحدة الوزن من الهواء من أجل دورة واحدة كاملة لعمود الآلة والانعطاف بزاوية  $\alpha$ . وبالعودة إلى المثالين لكل من الضاغطين II. B و (B - D) نجد أن المقادير  $q_r$  و  $q_r \frac{\alpha}{2\pi}$  لطور الانضغاط الأول تأخذ القيم المعطاة في الجدول رقم (1).

جدول (1): يبين قيم كل من المقادير  $\bar{q}_r$  و  $\bar{q}_r \frac{\alpha}{2\pi}$ .

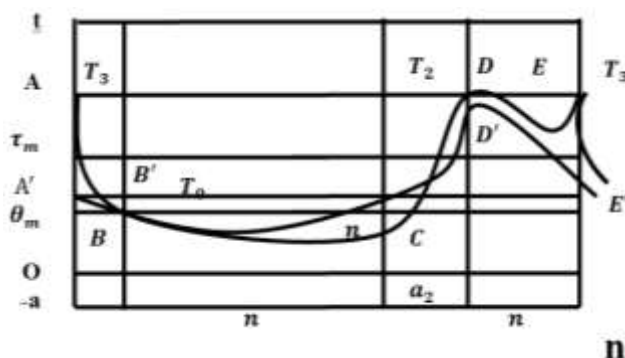
II. B	أسطوانة الضغط المنخفض	$\bar{q}_r = 2,12 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$	$\bar{q}_r = 0,46 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$
	أسطوانة الضغط المرتفع	$\bar{q}_r = 2 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$	$\bar{q}_r \frac{\alpha}{2\pi} = 0,36 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$
(B - D)	أسطوانة الضغط المنخفض	$\bar{q}_r = 1,23 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$	$\bar{q}_r \frac{\alpha}{2\pi} = 0,27 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$
	أسطوانة الضغط المرتفع	$\bar{q}_r = 1,23 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$	$\bar{q}_r \frac{\alpha}{2\pi} = 0,22 \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$

## النتائج والمناقشة:

نلاحظ من مقارنة قيم  $q_r \frac{\alpha}{2\pi}$  وقيم  $q_2$  من أجل الزوايا موحدة القياس (نفس الزوايا) لأطوار الانضغاط الأول أن تسخين الهواء لهذه الأطوار يزيد عن عمل احتكاك المكبس، بما فيها أسطوانة الضغط العالي للضاغط (B – D). أما أسطوانة الضغط المرتفع للضاغط (II. B) فيزيد عن العمل الكامل للاحتكاك لجميع الدورات، وهكذا نجد أن سبب تسخين الهواء في طور الانضغاط الأول أعقد مما تم تفسيره من قبل Octeparr حيث يتلخص في التبادل الحراري بين الهواء وجدران الأسطوانة وذلك عبر تعاقب الأطوار، وذلك بدءاً من دخول الهواء إلى الأسطوانة وحتى خوجه منها، فالهواء يخضع لتأثير جدران الأسطوانة إما أن يعطي أو يأخذ الحرارة من هذه الجدران إضافة إلى ذلك فإن هذا التأثير ليس واحداً لمختلف قطاعات سطح الأسطوانة، أضف إلى ذلك أنه يعتبر متغيراً حتى لنفس الجزء أو المنطقة المتماسمة مع الهواء مباشرة.

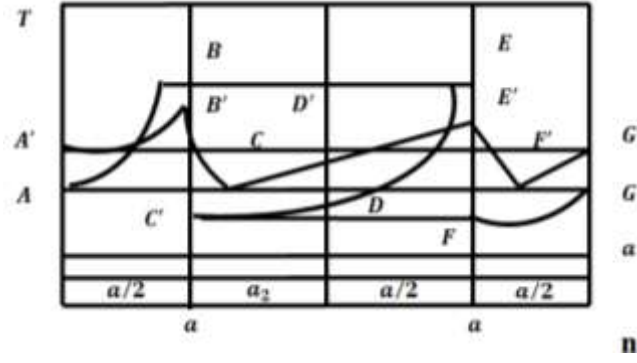
إن حركة التيار الحراري تتم دراستها من خلال المنحنيات الحرارية الموافقة لها في المنطقة المحددة والتي يجب أن توافق وتطابق المعادلة الأساسية لنظرية فوربيه في انتقال الحرارة.

التوصيف (التوضيح) الأول لهذه النظرية حول سريان التيار الحراري في جدران الأسطوانة للآلات البخارية كانت معطاة من قبل المرجع أو الدراسة [6]. بالنظر إلى المنحنيات الحرارية للهواء والسطح الداخلي لغطاء الأسطوانة منحنى الحرارة للهواء (ABCDE) المبين في الشكل (7-a) عند وضعيات مختلفة لعمود المرفق والمطابقة لدرجات حرارة مختلفة للهواء. مما يخص سطح الغطاء الداخلي للأسطوانة منحنى الحرارة Q له لا يطابق أو يماثل المنحنى T للهواء، ويتم تمثيله بالخطوط (A'B'C'D'E').



الشكل (7a)





الشكل (7b)

لنأخذ عنصر  $dE$  من السطح الجانبي للأسطوانة باهمال سماكة المكبس نلاحظ أن الخط المتوسط يتطابق مع وسط الشوط. الفرع  $AB$  للمنحني  $T$ ، الشكل (7-b)، سيتطابق ويتماثل مع المنحني  $CDE$ ، الشكل (7-a) الموافق للزاوية  $\alpha_2 = \pi/2$ . أما الفرع  $CD$ ، الشكل (7-b) فيتماثل الجزء المنحني  $B_c$ ، الشكل (7-a) وذلك للقطاع  $\alpha_1 = \pi/2$  وحتى  $\alpha_1 = \pi$ .

بالنسبة للعنصر الذي يبعد مسافة  $(1/4)$  من الشوط المنحني الحراري المشبع بالهواء يتحدد بطريقة مماثلة. القيم الحقيقية للحالات المدروسة ممثلة بالمنحنيات  $\theta$ . إن تحليل المنحني الحراري المعقد  $\theta$  لأي عنصر من العناصر يُعطى وفق سلسلة مثلثية لـ "فورييه". لدينا حسب فورييه:

$$\theta = \theta_m + \sum_m A_m \cos m\alpha + \sum_m B_m \sin m\alpha = f(\alpha) \quad (7)$$

حيث:  $\theta_m$  تمثل حرارة وسطية ثابتة،

$A_m$  و  $B_m$  سعة المنحنيات الجيبية الموافقة،

$$m = 1, 2, 3, \dots$$

$\alpha$  زاوية دوران عمود المرفق.

وحسب كروشوا تمت كتابتها بالشكل التالي:

$$\theta = \theta_m + \sum_m C_m \cos(m\alpha - \delta_m) \quad (8)$$

حيث:

$$C_m = \sqrt{A_m^2 + B_m^2} \quad , \quad \delta_m = \arctan \frac{B_m}{A_m} \quad (9)$$

خلال التغير المستمر والمنكرر للزاوية  $\alpha$  وذلك من  $0 \rightarrow 2\pi$  فإن حرارة أي عنصر من عناصر السطح الداخلي للأسطوانة يُعبر عنها بتابع دوري للزمن:

$$\theta = F(t) \quad ; \quad t = \frac{\alpha}{\omega} \quad (10)$$

حيث  $\omega$  السرعة الزاوية لدوران عمود المرفق.

أما درجة حرارة السطح الخارجي للعنصر من جهة القميص المائي فتبقى ثابتة، وبالتالي فإن تيار الحرارة المار عبر جدار هذا العنصر والذي يتحدد بتوزيع الحرارة على سماكة العنصر يصبح أصعب وأعقد، وهذا التوزيع يُلاحظ بوضوح لكل طبقة على عمق  $X$  من سطح العنصر، وبالتالي يمكن كتابة العلاقة (10) على الشكل التالي:

$$\theta = \varphi(t, x) \quad (11)$$

هذا التابع يجب أن يُطابق ويوافق المعادلة الأساسية لانتقال الحرارة التي صاغها فورييه، ومع الشروط الإضافية التي تم وضعها من قبل  $Kursha$ :

- 1- درجات الحرارة الوسطية للطبقات يجب أن تتناقص مع زيادة عمق الطبقة،
- 2- سعة المنحنيات الجيبية التي يتم الحصول عليها يجب أن تتناقص مع العمق،
- 3- أطوار الاهتزازات أو التذبذبات يجب أن تستمر حتى النهاية،
- 4- عندما  $X = 0$  فإن التابع  $\theta = \varphi(t, x)$  يأخذ الصيغة (7)،

وبالتالي التابع  $\theta$  وبالموافقة مع الشروط الأربعة، وحسب التكامل الجزئي لفورييه يُكتب بالشكل:

$$\frac{d\theta}{dt} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (12)$$

حيث يُعطى المعامل  $k$  بالعلاقة:

$$k = \frac{\lambda}{\gamma \cdot c}$$

حيث:  $\lambda$  معامل انتقال الحرارة لمادة الجدار،

$c$  السعة الحرارية لمادة الجدار،

$\gamma$  الوزن النوعي لمادة الجدار.

ويُكتب  $\theta$  التابع حسب  $Kursha$  كما يلي:

$$\theta = \theta_m - \tau_m \cdot X + \sum_m C_m \cdot e^{-\sqrt{\frac{m\omega}{2k}} \cdot X} \cdot \cos(m\alpha) - \sqrt{\frac{m\omega}{2k}} X \quad (13)$$

حيث:  $\tau_m$  متوسط الحرارة المحسوبة في سماكة العنصر على واحدة المساحة،

$\omega$  السرعة الزاوية لدوران عمود المرفق،

الزاوية  $\alpha = \omega t$ .

عندما  $X = 0$  تتحول المعادلة (13) مباشرة إلى المعادلة (8)، والتابع  $\theta$  يمكن أن يُعطى على شكل مجموع:

$$\theta = f_1(x) + f_2(\alpha, x) \quad (13')$$

حيث:

$$f_1(x) = (\theta_m)_x = \theta_m - \tau_m \cdot X$$

وهي توابع غير دورية، والقيمة الحسابية لها تعطي الحرارة المتوسطة للطبقة ذات السماكة  $X$ .

أما  $f_2(\alpha, x)$  لأجل نفس الطبقة فهي عبارة عن تابع دوري كما تبين الحسابات التي تم إجراؤها حيث إن تذبذب الحرارة يضمحل ويتضاءل بشكل كبير وسريع في الطبقات الداخلية. أما على السطوح الخارجية فإن الحرارة  $\theta$  تساوي إلى الصفر لكل أجزاء الأسطوانة بشكل دائم وثابت.

كما أنه من الحسابات يُلاحظ أن الحرارة الوسطية  $\theta_m$  لمختلف نقاط السطوح الداخلية للأسطوانة تختلف

بشكل بسيط وضئيل، ويُعبر عنه بالعلاقة التالية:

$$dQ = \lambda \cdot F \cdot \tau \quad (14)$$

حيث:  $dQ$  تيار الحرارة المار خلال المقطع  $F$  لأي جزء أو طبقة على عمق  $X$  خلال زمن  $dt$  ومعامل توصيل  $\lambda$ .

$\tau$  مقدار انخفاض الحرارة خلال واحدة الطول، ويتم تحديد بالعلاقة (11) أو (13).

$$\tau = \frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{df_1}{dx} \cdot \frac{f_2}{\partial x}$$

بالعودة إلى المعادلة (13) نجد أن:

$$-\frac{df_1}{dx} = \tau \quad (15)$$

ومنه:

$$\begin{aligned} -\frac{df_1}{dx} &= \sum_m C_m \cdot \sqrt{\frac{m\omega}{2k}} \cdot e^{-\sqrt{\frac{m\omega}{2k}} \cdot X} \left[ \cos(m\alpha - \delta m) - \sqrt{\frac{m\omega}{2k}} X \right] \\ &- \left[ \sin(m\alpha - \delta m) \right. \\ &\left. - \sqrt{\frac{m\omega}{2k}} X \right] \end{aligned} \quad (15')$$

أما تيار الحرارة للطبقة الواقعة على عمق  $X$  خلال زمن  $t$  يُعبر عنه بالعلاقة التالية:

$$dQ = \lambda \cdot F \cdot dt \left( \tau_m + \frac{\partial f_2}{\partial x} \right)$$

أما في واحدة الزمن فإن:

$$q = \frac{1}{F} \cdot \frac{dQ}{dt} = \lambda \cdot \tau_m + \frac{\partial f_2}{\partial x}$$

حيث طرف المعادلة اليميني يمثل:

$$q_s = \lambda \cdot \tau_m = \text{const}$$

أما الثاني:

$$q_f = \lambda \cdot \frac{\partial f_2}{\partial x} \cdot \frac{\partial f_3}{\partial x}$$

لكل طبقة  $X$  يوجد تابع زمني دوري، أو وضع زاوي لعمود المرفق أو يعبر عن ذلك بالمعادلة (15') خلال مدة دورة كاملة  $L$  ( $1m^2$ ) من سطح أي طبقة من الطبقات تمر نفس كمية الحرارة والمحددة بالمجموع الثابت  $q_s$ ، وبالتحديد:

$$Q_s = q_s \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\omega} \cdot \lambda \cdot \tau_m \quad (16)$$

وكذلك بالتيار الدوري:

$$Q_f = \int_0^{2\pi} q_f \cdot \frac{d\alpha}{\omega} = \frac{\lambda}{\omega} \int_0^{2\pi} \frac{\partial f_2}{\partial x} \cdot dx = 0 \quad (16)$$

وخلال دورة كاملة لكامل سطح التبريد  $F$  تتدفق في القميص المائي كمية حرارة مقدارها:

$$Q_s \cdot F = \frac{2\pi}{\omega} \cdot \lambda \cdot \tau_m \cdot F \quad (17)$$

إن تيار العبور الثابت يُعتبر دورياً موجباً ولا ينفذ من القميص المائي، وعليه فإن:

$$Q_s \cdot F = 0$$

هذه النتيجة هي عبارة عن نقطة اسناد لنظرية (Kupwa) وتعطينا إمكانية التوصل إلى معادلة هامة للتوازن الحراري، والتي تُعبر عن كمية الحرارة  $q_2$  المنقولة بالهواء في طور الانضغاط الأول. الاختلاف عن النظرية الكلاسيكية أن نظرية (Kupwa) توصلت إلى استمرارية تيار النقل خلال فترات العمل والتي تتميز بالتيار المستقر (الثابت)  $q_s$  وذلك من أجل (1 kg) هواء خلال دورة كاملة بالعلاقة:

$$q_s = \frac{Q_s \cdot F}{i G_1} = \frac{\lambda \cdot \tau_m \cdot F}{G_{sec}} \quad (18)$$

عملية التبادل الحراري بين جدران الأسطوانة والهواء، فإن التيار المشبع تلعب دوراً هاماً في إيجاد الحل. خلال الدوران بزواوية  $\alpha < 2\pi$  فإن عنصر  $F$  يجب أن ينقل كمية حرارة مقدارها  $[(Q_f)_\alpha \cdot F_i]$ ، ومن أجل (1 kg) هواء نجد:

$$\frac{(Q_f)_\alpha \cdot F_i}{G_1} = \frac{F_i \cdot \lambda}{G_1 \cdot \omega} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\partial f_2}{\partial x} da$$

بالأخذ بعين الاعتبار المعادلة (15') ويتعويض  $X = 0$  ينتج:

$$\frac{(Q_f)_\alpha \cdot F_1}{G_1} = \frac{F_1}{G_1} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{k} \cdot \omega} \sum_m \frac{C_m}{\sqrt{m}} \sin(m\alpha - \delta m + \frac{\pi}{4}) \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} \quad (19)$$

وعلى أساس النتائج التي توصلنا إليها تم الحصول على معادلة التوازن الحراري منسوبة إلى (1 kg) هواء لدورة واحدة. وعند امتصاص الهواء يتم الحصول على  $q_1$ ، وعند الانضغاط في الطور الأول نحصل على كمية حرارة  $q_2$ ، وفي الطور الثاني يعطي كمية حرارة  $q_3$ ، وفي زمن الطرد يفقد كمية حرارة  $q_4$ ، وبالتالي من أجل دورة كاملة واحدة لـ (1 kg) هواء نحصل على تدفق حرارة مقداراه:

$$\sum q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4$$

وهذا التدفق مشروط فقط بعمل احتكاك المكبس  $\bar{q}_r$ ، وي طرح التيار المنقول  $q_s$ ، وهذا يعني أن:

$$\sum q = \bar{q}_r - q_s \quad (20)$$

بتطبيق العلاقات (20) و (18) على المثالين المدروسين نحصل على النتائج المبينة في الجدول رقم (2).

جدول (2)

		$q_s \left[ \frac{kcal}{kg} \right]$	لكل $\tau_m$ عندما $\lambda = 4 \left[ \frac{kcal}{sec} \right]$
<b>II. B</b>	أسطوانة الضغط المنخفض	1,62	0,2
	أسطوانة الضغط المرتفع	2,33	0,25
<b>(B - D)</b>	أسطوانة الضغط المنخفض	9,9	0,47
	أسطوانة الضغط المرتفع	5,75	0,43

من أجل طور الانضغاط الأول معادلة التوازن الحراري تُعطى وفقاً للعلاقة التالية:

$$q_2 = (q_f)_\alpha + q_f \frac{\alpha}{2\pi} - (q_s)_\alpha \quad (21)$$

حيث  $(\bar{q}_f)_\alpha$  عبارة عن تأثير التيار المشبع منسوباً لـ (1 kg) من الهواء، وهو لا يساوي الصفر، ومنه:

$$\sum_m \frac{C_m}{\sqrt{m}} \sin(m\alpha - \delta m + \frac{\pi}{4}) \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} = \bar{Y}_i$$

ومنه:

$$(q_f)_\alpha = \frac{1}{G_1} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{k} \cdot \omega} \cdot \sum_i F_i \bar{Y}_i \Big|_{\pi}^{\pi+\alpha} \quad (22)$$

المجموع الحراري لكافة عناصر السطح الواقعة ضمن مجال الدوران: من  $\alpha_1 = \pi$  إلى  $\alpha_2 = \pi + \alpha$ . يتم اختصار المعادلة (22) وذلك بتقسيم السطح الجانبي للأسطوانة إلى قطاعات وأجزاء منفردة ومستقلة، وذلك إلى (5) قطاعات مع افتراض أن سماكة المكبس تساوي:  $K = S/4$ . وبإجراء الحسابات للأسطوانة ذات الضغط المنخفض نحصل على ما يلي:

$$(q_f)_\alpha = \frac{\lambda}{S\sqrt{k} \cdot \omega} \cdot \phi(\psi) \quad (23)$$

حيث  $\psi$  علاقة الشوط بقطر المكبس، وتساوي إلى:

$$\phi(\psi) = a + b\psi \quad (24)$$

حيث  $a$  و  $b$  ثوابت.

أما بالنسبة للأسطوانة الضغط المرتفع تدخل في العلاقة الحجم الكبيرة والصغيرة للأسطوانات  $1/\psi$ ، ومن أجل التيار المشع يكون:

$$(q_s)_\alpha = \frac{\lambda \cdot \tau_m}{\omega \cdot S} [(2\psi + 1)\alpha + 2\psi \sin \alpha] \quad (25)$$

من أجل (1 kg) من الهواء تيار الحرارة  $q_2$  لطور الانضغاط الأول، وبالاعتماد على المعادلة (21) فيعطى بالشكل النهائي:

-a للأسطوانة ذات الضغط المنخفض:

$$q_2 = \frac{1}{\phi} \frac{\lambda}{S\sqrt{k}\omega} \phi(\psi) + q_r \frac{\alpha}{2\pi} - \frac{\lambda \cdot \tau_m}{\omega \cdot S} (2\psi + 1)\alpha + 2\psi \sin \alpha \quad (21')$$

-b بالنسبة للأسطوانة ذات الضغط العالي:

$$q_2 = \frac{1}{\phi} \frac{\lambda}{S\sqrt{k}\omega} \phi(\psi) + q_r \frac{\alpha}{2\pi} - \frac{1}{\phi} \frac{\lambda \cdot \tau_m}{\omega \cdot S} [(2\psi + 1)\alpha + 2\psi \sin \alpha] \quad (21'')$$

في حالة كانت الأغشية غير مبردة عندها الحد الثالث من الطرف اليميني لهذه العلاقة نستبدل  $(2\psi + 1)$  بـ  $(2\psi)$ . بتطبيق العلاقتين (21') و (21'') على المثالين المذكورين أعلاه فإنه يمكن كتابتها بشكل حسابي، وبالتحديد من أجل الأسطوانة ذات الضغط المنخفض:

$$q_2 = 13 \frac{2,6\psi - 1,9}{S\sqrt{\omega}} + 0,22q_r - 11 \frac{\tau_m}{\omega \cdot S} (4,76\psi + 1,4) \quad (26)$$

ولأسطوانة الضغط المرتفع:

$$q_2 = 51,3 \frac{3,38 - 2,1\psi}{\phi \cdot S\sqrt{\omega}} + 0,18q_r - 11 \frac{\tau_m}{\phi \cdot \omega \cdot S} (4\psi + 1,12) \quad (26')$$

**الاستنتاجات والتوصيات:**

بتحليل نتائج الدراسة تم التوصل إلى العلاقة المتبادلة بين طاقة العملية الفعالة  $Q$  وطاقة العملية الادياباتية  $\bar{Q}_{ag}$  المنسوبة إلى الهواء الحر حيث إن الأولى تزيد تأثير الثانية بمجموع حرارات الاحتكاك والتيار المشبع، وهذا يعني أن:

$$Q_1 = (\bar{Q}_1)_{ag} + q_r + q_s$$

وفعلياً أثناء العمل هناك تأثير لقيم  $q_r$  و  $q_s$  والتي تطابق وتوافق الشروط التي تمت صياغتها أعلاه.

كما تم تحديد انخفاض الحرارة  $\tau_m$  وذلك عند حساب العمل والطاقة بالعلاقات (26') و (26'').

عند حساب العمل والطاقة بالعلاقات (26') و (26'') فإن قيمة  $q_r$  و  $\tau_m$  يجب أن تكون مختارة مع الأخذ بالحسبان الشروط المذكورة.

مقارنة نتائج تحديد العمل أو الطاقة  $P_m$  للعملية الفعال بقيمة  $\bar{P}_m$  التي توافق الانضغاط البولتروبي مع دليل  $m = 1,25$ ، وبالموافقة مع النظرية الكلاسيكية نجد أن زيادة الأول عن الثاني تصل حتى (19%) للضواغط ذات الانضغاط المضاعف (الثاني).

**المراجع:**

- [1] Kester. Vol Luftkom pressren, 109-118, 1994.
- [2] Richter F. L. Vol. Tuermische Untersucuugen an Kompressren, 1101, 1200, 1276 – 1905.
- [3] Pokornyu. Wittekind. Vol.S.93. 1999.
- [4] Breitiedu Danek O. Z. f.B. H. S. 81, 1994.
- [5] Ostertag. P. Die. Entro. Pietafel fur luff 1990.
- [6] Kirsch. Die Bewewng der Warwe in der ZyLinderwanduuuen der Dam Pima. Schine, 1886.
- [7] ЛаДичн. В.Петухов В. А. Королев В. В. СуДовье Изотермические Конгейнеры Учебное Пососие. Санкт – Петерсург, 2011.
- [8] "Applications for compressors". The Engineering Toolbox.
- [9] "Air Compressor Fitting". Compressed Air Systems.