

النمذجة الرياضية لتصميم مبرد ترموصوتي

الدكتور عهد محمود سليمان*

(تاريخ الإيداع 14 / 11 / 2007. قُبِلَ للنشر في 2008/7/2)

□ الملخص □

يحدث الأثر الترموصوتي بوصفه نتيجة لرد فعل الموجة الصوتية المتولدة عن تغيرات الضغط مع الجدار، ويترافق ذلك بانتقال الحرارة ضمن الطبقة الحدية الحرارية بشكل مواز للجدار؛ إذ تحدث هذه الظاهرة ضمن المبرد الترموصوتي بفضل استخدام مجداد (Régénérateur) متوضع ضمن مرنان صوتي (Résonateur). تم إجراء دراسة نظرية ورياضية للمبرد الترموصوتي بواسطة نموذج رياضي يستند على المعادلات الأساسية لميكانيك الموائع بهدف تصميم المبرد وتحديد الشروط المثلى لعمله. تصف هذه الدراسة التفاعل بين الموجة الصوتية و الجدار الصلب، كما تمكنا من إجراء بعض النمذجات الرياضية بهدف تحديد بعض البارامترات وخاصة طبيعة المادة الأساسية وأبعادها المستخدمة في المبردات الترموصوتية (المجداد). في النهاية أظهرت هذه الدراسة الشروط المثلى لعمل المبرد الترموصوتي (تردد عمل المرنان بوجود المجداد وعدم وجوده - تأثير طول المجداد على تردد عمل النظام - فرق درجة الحرارة بين طرفي المجداد من أجل ساعات ضغوط مختلفة - تأثير موقع المجداد ضمن المرنان).

الكلمات المفتاحية: المبرد الترموصوتي - المرنان - المجداد - تردد الرنين - معامل الجودة - النمذجة العددية.

* مدرس - قسم هندسة القوى الميكانيكية - كلية الهندسة الميكانيكية والكهربائية - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Modélisation numérique pour la conception d'un réfrigérateur thermoacoustique

Dr. Ahed Suleiman *

(Déposé le 14 / 11 / 2007. Accepté 2/7/2008)

□ Résumé □

L'effet thermoacoustique résulte de l'interaction entre une onde acoustique provenant des variations de pression et une paroi, et il se traduit par un transport de chaleur dans une couche limite thermique. Dans un réfrigérateur thermoacoustique, ce phénomène est exploité au moyen d'un régénérateur placé dans un résonateur. Une étude théorique et numérique a été réalisée par un modèle analytique, dans le but d'optimiser la conception d'un réfrigérateur thermoacoustique et ses modes de fonctionnement. Cette étude permet de déterminer la nature et la géométrie du « Stack » et les conditions optimales pour le fonctionnement (fréquence de résonateur - l'influence de la longueur du régénérateur sur la fréquence de résonance- la différence de température entre les deux extrémités de régénérateur - l'influence du centre géométrique de régénérateur dans le résonateur).

Keywords: Réfrigérateur thermoacoustique, Résonateur, Régénérateur, fréquence de résonance, Coefficient de performance, modélisation numérique.

* Assistant professor- Département de Génie de Force Mécanique -Faculté de Génie Mécanique et Electrique- Université de Tichrine -Lattaquié- Syrie.

مقدمة:

تُصنّف الآلات الترموصوتية كالألات الحرارية في نوعين: المبردات (ومضخات الحرارة) من جهة، و المحركات من جهة أخرى. يؤمن المبرد الترموصوتي انتقال الحرارة من المصدر البارد باتجاه المصدر الساخن بفضل تحويل الطاقة الصوتية المتولدة من المصادر الصوتية (غرف الضغط التي تولد موجة صوتية ذات تردد معين) إلى طاقة حرارية أو العكس في حالة المحركات. ينتج هذا التحويل في حالة المبردات نتيجة لرد فعل الموجة الصوتية على جدار صلب، ويُترجم بانتقال الحرارة ضمن الطبقة الحدية الحرارية بشكل مواز للجدار. من أجل الاستفادة من هذه الظاهرة يجب أن يتألف المبرد الترموصوتي من مجداد مكوّن بشكل عام من مادة مسامية متوضعة ضمن مرنان (أنبوب بأشكال مختلفة حلقيّة مغلقة...). يسمح هذا المرنان بالعمل مع موجة صوتية عالية المستوى بسبب التفاعل بين موجة الصوت و الصلب اختلافاً في درجة الحرارة بين طرفي المجداد.

سنتهم بدراسة القسم النظري الخطي المتعلق بالأثر الترموصوتي، الذي يقدم حالياً الأداة التحليلية الوحيدة المُطوّرة. نقدم فيما بعد الحسابات الرياضية المنجزة باستخدام Matlab (تردد المرنان، فرق درجة الحرارة بين طرفي المجداد) من أجل تحديد تأثير مختلف البارامترات، وفي النهاية نتحدث عن الرؤية المستقبلية لهذا العمل. أجري هذا البحث في مخبر فيزياء الإنسان التطبيقي و بيئته (PHASE) بجامعة بول ساباتييه (Paul Sabatier)، تولوز - فرنسا خلال العام الدراسي 2006-2007.

أهمية البحث وأهدافه:

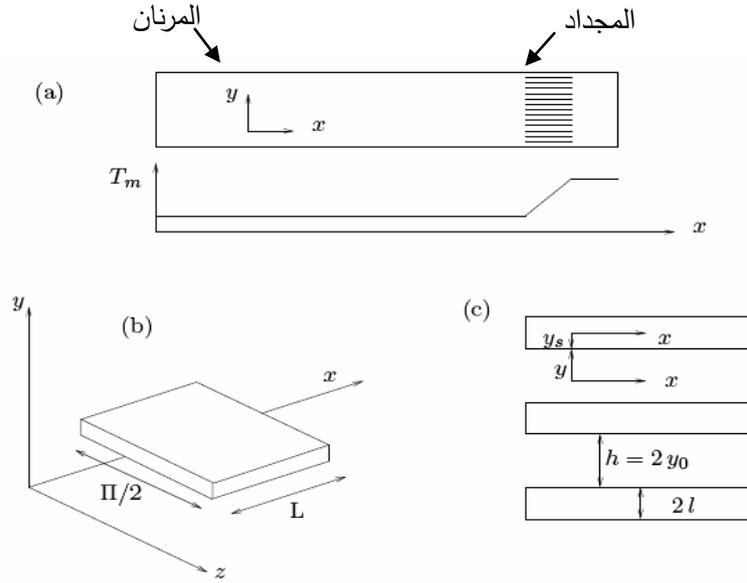
يهدف هذه البحث إلى تقديم الدراسة الرياضية التحليلية اللازمة لتصميم مبرد ترموصوتي من أجل تحديد تأثير مختلف البارامترات التي تؤثر في جودة عمله، وبالتالي معرفة كافة التفاصيل التي يجب أخذها بالحسبان قبل إنجاز المونتاج التجريبي لهذا النوع من المبردات. تكمن أهمية هذا النوع من آلات التبريد في أنها لا تتطلب أجزاء متحركة و بساطة في الصنع و محافظة للبيئة من حيث استخدامها لغازات غير ضارة بالبيئة كذلك المستخدمة في آلات التبريد الكلاسيكية.

1. دراسة مرجعية:**1.1 الدراسة النظرية الخطية للأثر الترموصوتي:**

تعدّ الدراسة النظرية الخطية اليوم الأداة التحليلية الوحيدة التي تسمح بوصف الظاهرة الترموصوتية. وتعتمد على عدة فرضيات (مقدمة فيما بعد) من أجل تقدير المقادير الصوتية (تغيرات الضغط والسرعة) و المقادير الطاقية (تدفق الحرارة العابر، العمل الممتص، المردود). استخدمت هذه الدراسة من قبل [1]، [2]، [3]، من أجل إمكانية رؤية الفارق في درجة الحرارة بين طرفي المجداد (Régénérateur- Stack) بغياب المبادلات الحرارية.

1.1.1 الفرضيات والملاحظات:

إن الهدف من هذه الدراسة النظرية هو برهان المعادلات المقدمة من قبل [4]، انطلاقاً من المعادلات الكلاسيكية لحفظ الكتلة، وكمية الحركة، والطاقة. من أجل ذلك سنأخذ قناة مستوية محددة بصفيحتين من المجداد مطابقتين للمشكلة المعالجة من قبل [4] الشكل (1).



الشكل (1) الشكل الهندسي للمشكلة المدروسة

Π محيط الصفيحة، L طولها و l نصف ارتفاعها. y_0 نصف المسافة بين الصفيحتين. ضمن الاتجاه العابر للمحور x من المرنان، تم أخذ نقطة مرجعية من المائع بالنسبة إلى إحداثيته y ، وضمن الجسم الصلب بالنسبة لإحداثيته y_s . تتألف متحولات هذه المسألة من قسمين، قسم وسطي X_m (وسطي وفتي) وآخر متذبذب X_l (تغير صوتي). استُخدم المفهوم العقدي المتعلق بالوقت من أجل الأخذ بالحسبان التأخير في الطور بين مختلف المقادير:

$$(1) \begin{aligned} & \bullet \text{ الضغط: } p(x) = p_m + p_1(x).e^{i\omega t} \\ & \bullet \text{ درجة الحرارة: } T(x, y) = T_m(x) + T_1(x, y).e^{i\omega t} \\ & \bullet \text{ الكتلة الحجمية: } \rho(x, y) = \rho_m(x) + \rho_1(x, y).e^{i\omega t} \\ & \bullet \text{ السرعة ضمن الاتجاه } x: u(x, y) = u_1(x, y).e^{i\omega t} \\ & \bullet \text{ السرعة ضمن الاتجاه } y: v(x, y) = v_1(x, y).e^{i\omega t} \\ & \bullet \text{ درجة حرارة الجسم الصلب: } T_s(x, y_s) = T_{sm}(x) + T_{sl}(x, y_s).e^{i\omega t} \end{aligned}$$

الفرضيات المقترحة من قبل [4] والتي سنقوم باستخدامها:

- المائع الموجود ضمن المجداد هو المقر الوحيد لتدرج الحرارة الوسطي T_m الذي لا يتعلق إلا بـ x . درجة الحرارة هذه معممة في المائع والجسم الصلب. تُعدّ تابعة T_m لـ x تقريباً جيداً، غير أنه من الواضح أن التدفق الوسطي للحرارة عند الصفيحة المنسوب لـ $\partial T_m / \partial y$ سيكون معدوماً من دون تابعة T_m لـ y .
- المعدل الوسطي الوتقي لسرعة المائع معدوم.

- الأبعاد المميزة للنظام بالنسبة إلى x كبيرة مقارنة مع الأبعاد المميزة بالنسبة إلى y . هذه الفرضية لها نتيجتان: (1) أن الضغط لا يتبع إلى y ، (2) بالدرجة الأولى، التوصيل الحراري بالنسبة إلى x أصغر من التوصيل الحراري بالنسبة إلى y . وكذلك مشتقات عناصر اللزوجة بالنسبة إلى x مهملة أمام مشتقاتها بالنسبة إلى y .

يُستخدم الإجراء المتبع للتعبير عن المقادير الصوتية من الدرجة الأولى (السرعة، درجة الحرارة، الضغط) من أجل استنتاج المقادير الصوتية من الدرجة الثانية (التدفق الطاقي العابر، العمل الممتص، والمردود).
 نشير إلى K عامل التوصيل الحراري للمائع، μ لزوجته الديناميكية، ν لزوجته الحركية، c_p السعة الحرارية تحت ضغط ثابت، β معامل التمدد الحراري، γ نسبة السعة الحرارية تحت ضغط ثابت على السعة الحرارية تحت حجم ثابت. ونشير بالنسبة إلى الجسم الصلب: c_s السعة الحرارية، K_s عامل التوصيل الحراري، ρ_s الكتلة الحجمية، c سرعة الصوت، ω نبض الموجة الصوتية.

2.1.1 المعادلات الخطية :

من أجل الحصول على المقادير الصوتية من الدرجة الأولى، سنقوم بحل النظام التالي المكون من معادلات الحالة، حفظ الكتلة، وكمية الحركة، والطاقة (معتبرين أن عامل التوصيل الحراري للمائع ثابت):

$$(2) \quad d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=cte} dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{T=cte} dp \bullet$$

$$(3) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \bullet$$

$$(4) \quad \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} \bullet$$

$$(5) \quad \rho c_p \frac{DT}{Dt} = \beta T \frac{Dp}{Dt} + \Phi + K \nabla^2 T \bullet$$

باستخدام الفرضيات و الملاحظات المقدمة سابقاً نحصل على:

معادلة الحالة:

بإجراء تقطيع للمعادلة (2) نحصل على:

$$\Delta X = X - X_m = X_1 e^{i\omega t} \quad \text{حيث} \quad \Delta \rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=cte} \Delta T + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_{T=cte} \Delta p$$

بمعرفة المتحولات التالية: $\beta = -\frac{1}{\rho_m} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=cte}$ و $\frac{1}{rT} = \frac{\gamma}{c^2}$ ، وتعويضها في (1):

$$(6) \quad \boxed{\rho_1 = -\rho_m \beta T_1 + \frac{\gamma}{c^2} p_1}$$

معادلة حفظ الكتلة:

بتعويض قيم المتحولات (1) ضمن المعادلة (3) نحصل على:

$$\frac{\partial (\rho_m + \rho_1 e^{i\omega t})}{\partial t} + \frac{\partial [(\rho_m + \rho_1 e^{i\omega t}) u_1 e^{i\omega t}]}{\partial x} + \frac{\partial [(\rho_m + \rho_1 e^{i\omega t}) v_1 e^{i\omega t}]}{\partial y} = 0$$

بإهمال الحدود من الدرجة الثانية كـ « $\rho_1 \cdot u_1$ » وبمعرفة أن ρ_m لا تتعلق بـ x :

$$(7) \quad \boxed{i\omega \rho_1 + \frac{\partial \rho_m u_1}{\partial x} + \rho_m \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0}$$

معادلة حفظ كمية الحركة:

بإهمال حدود النقل ضمن المعادلة (4)، وبمعرفة أن p لا يتعلق سوى بـ x ، وأن مشتقات عناصر اللزوجة بالنسبة إلى x مهملة أمام مشتقاتها بالنسبة إلى y :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{dp}{dx} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

بتعويض قيم المتحولات (1)، وبمعرفة أن p_m ثابت و بإهمال الحدود من الدرجة الثانية نحصل في النهاية

على:

$$(8) \quad i\omega \rho_m u_1 = -\frac{dp_1}{dx} + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}$$

معادلة حفظ الطاقة:

بإهمال حدود النقل، وتابع التبدد Φ ، والحدود من الدرجة الثانية من المعادلة (5) نحصل على:

$$(9) \quad \rho_m c_p \left(i\omega T_1 + u_1 \frac{dT_m}{dx} \right) - i\omega T_m \beta p_1 = K \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2}$$

معادلة الجسم الصلب:

نضيف إلى هذه المعادلات الأربع معادلة الجسم الصلب انطلاقاً من معادلة فورييه:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{K_s}{\rho_s c_s} \nabla^2 T$$

بتعويض المتحولات بقيمها المعطاة سابقاً، وبمعرفة أن التوصيل وفق x أصغر من التوصيل وفق y :

$$(10) \quad i\omega T_{s1} = \frac{K_s}{\rho_s c_s} \frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial y_s^2}$$

الشروط الحدية على السطح صلب/مائع:

- استمرارية درجة الحرارة: (CL 1) $T_1(y = y_0) = T_{s1}(y_s = l)$
- استمرارية التدفق الحراري: (CL 2) $K \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=y_0} = K_s \frac{\partial T_{s1}}{\partial y_s} \Big|_{y_s=l}$
- التحام الجدار أو التصاقه: (CL 3) $u_1(y_0) = 0$

لدينا الآن نظام مكوّن من المعادلات من (6) وحتى (10) الذي يجب حله بفضل الشروط الحدية CL 1,2

و 3. ننجز حلاً موضعياً للحدود p_1 و dp_1/dx . نستنتج الحد u_1 من المعادلة (8) وذلك بتطبيق الشروط الحدية CL 3 فنحصل في النهاية على:

$$(11) \quad u_1 = \frac{i}{\omega \rho_m} \frac{dp_1}{dx} \left(1 - \frac{\cosh[(1+i)y/\delta_v]}{\cosh[(1+i)y_0/\delta_v]} \right)$$

تُعرف سماكة الطبقة الحدية اللزجة التي تقدم مسافة انتشار كمية الحركة خلال الزمن $1/\omega$ بالعلاقة التالية:

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

تعطى تغيرات درجة الحرارة بالحل المزدوج للمعادلتين (9) و (10) وذلك بتطبيق الشروط الحدية CL 1,2 :

$$(12) \quad T_1 = \frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} p_1 - \frac{1}{\rho_m \omega^2} \left(1 - \frac{\text{Pr}}{\text{Pr} - 1} \frac{\cosh[(1+i)y/\delta_v]}{\cosh[(1+i)y_0/\delta_v]} \right) \frac{dp_1}{dx} \frac{dT_m}{dx} - \left[\frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} p_1 + \frac{(dp_1/dx)(dT_m/dx)}{(\text{Pr}-1)\rho_m \omega^2} \left(1 + \frac{\varepsilon_s f_v}{f_\kappa} \right) \right] \frac{1}{1 + \varepsilon_s} \frac{\cosh[(1+i)y/\delta_\kappa]}{\cosh[(1+i)y_0/\delta_\kappa]}$$

نقدم الآن مفهوم سماكة الطبقة الحدية الحرارية الموافقة لمسافة انتشار الحرارة خلال الزمن $1/\omega$:

$$\delta_\kappa = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}} \quad \text{حيث النفوذية الحرارية للمائع : } \kappa = K/\rho c_p$$

ترتبط المسافتان δ_κ و δ_v بعدد براندل الذي يعبر عن النسبة بين اللزوجة الحركية ν و النفوذية الحرارية K :

$$\text{Pr} = \left(\frac{\delta_v}{\delta_\kappa} \right)^2 = \frac{\mu c_p}{K} = \frac{\nu}{\kappa}$$

بشكل مشابه للمائع توجد سماكة اختراق حراري ضمن الصلب، موافقة للعمق الذي تزداد فيه تغيرات درجة

الحرارة وتعرف بما يلي:

$$\delta_{\kappa s} = \sqrt{\frac{2K_s}{\omega \rho_s c_s}}$$

نقدم الآن المقادير f_κ و f_v الموافقة لتوابع الشكل المميزة للشكل الهندسي المختار. أما المعاملات ε_0 و ε_s

فتقارن التآفات (effusivité = $\sqrt{\rho c K}$) لكل من المائع و الصلب.

$$f_v = \frac{\tanh[(1+i)y_0/\delta_v]}{(1+i)y_0/\delta_v}$$

$$f_\kappa = \frac{\tanh[(1+i)y_0/\delta_\kappa]}{(1+i)y_0/\delta_\kappa}$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\rho_m c_p \delta_\kappa}{\rho_s c_s \delta_{\kappa s}} = \sqrt{\frac{\rho_m c_p K}{\rho_s c_s K_s}} \quad \text{حيث } \varepsilon_s = \varepsilon_0 \frac{\tanh[(1+i)y_0/\delta_\kappa]}{\tanh[(1+i)l/\delta_{\kappa s}]}$$

ترتبط المقادير u_1 و T_1 بـ p_1 ، ويبقى لدينا حل معادلة الضغط. من أجل ذلك نستخدم المعادلات (6)، (7)

و (8). نعوض المقادير (11) و (12) لكل من u_1 و T_1 الموجودة سابقاً بعد المكاملة بالنسبة إلى y بين 0 و y_0 :

$$\frac{\rho_m c^2}{\omega^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1-f_v}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right) - \beta \frac{c^2}{\omega^2} \frac{f_\kappa - f_v}{(1-\text{Pr})(1+\varepsilon_s)} \frac{dT_m}{dx} \frac{dp_1}{dx} + \left(1 + \frac{(\gamma-1)f_\kappa}{1+\varepsilon_s} \right) p_1 = 0$$

وهكذا وجد [4] معادلة تربط بين تزايد الموجة الصوتية بوجود تدرج الحرارة الوسطي. أخذاً بالحسبان عند وجود

الجدار كلا من توابع الشكل المميزة للشكل الهندسي f_κ و f_v .

3.1.1 تدفق الحرارة، العمل و المردود الترموصوتي:

بعد تعريف المقادير الصوتية من الدرجة الأولى في الفقرة السابقة، نهتم الآن بتعريف التدفق الترموصوتي من الدرجة الثانية. من أجل التبسيط نقدم هنا فقط الأشكال التي تسمح بالدراسة التحليلية للظواهر الترموصوتية. من أجل ذلك، فرض [4] عدة فرضيات:

- إهمال الحدود من الدرجة الثالثة.
 - الحيز مستقر.
 - المجداد قصير : $L/\lambda \ll 1$
 - تقريب الطبقة الحدية بحيث يكون لدينا: $y_0 \gg \delta_\kappa$ و $l \gg \delta_{\kappa s}$.
- انطلاقاً من معادلة حفظ الطاقة الكلية:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) + \rho e \right) = -\nabla \cdot \left[\rho \bar{u} \left(\frac{1}{2} (u^2 + v^2) + h \right) - K \nabla T - \bar{v} \Sigma \right]$$

[4] حصل على H_2 الذي يعبر عن تدفق الطاقة الوسطي فوق الصفيحة (انتقال الحرارة)، وعلى W_2 الاستطاعة

الميكانيكية في مستوى الصفيحة (امتصاص العمل):

$$(13) \quad \dot{H}_2 = -\frac{1}{4} \Pi \delta_\kappa \frac{T_m \beta p_1^s \langle u_1 \rangle_y}{(1 + \varepsilon_s)(1 + \text{Pr})(1 - \delta_v/y_0 + \delta_v^2/2y_0^2)} \left[\frac{\Gamma}{1 + \sqrt{\text{Pr}}} - (1 + \sqrt{\text{Pr}} - \delta_v/y_0) \right] - \Pi (y_0 K + l K_s) \frac{dT_m}{dx}$$

$$(14) \quad \dot{W}_2 = \frac{1}{4} \Pi \delta_\kappa L \frac{(\gamma - 1) \omega (p_1^s)^2}{\rho_m c^2 (1 + \varepsilon_s)} \left[\frac{\Gamma}{(1 + \sqrt{\text{Pr}})(1 - \delta_v/y_0 + \delta_v^2/2y_0^2)} - 1 \right] - \frac{1}{4} \Pi \delta_v L \frac{\omega \rho_m \langle u_1^s \rangle_y^2}{(1 - \delta_v/y_0 + \delta_v^2/2y_0^2)}$$

حيث:

- $p_1^s = p_A \sin(kx)$
- $\langle u_1^s \rangle_y (x) = \left(1 + \frac{l}{y_0} \right) \frac{p_A}{\rho_m c} \cos(kx)$
- $\Gamma = \nabla T_m / \nabla T_{m,crit}$ معامل معرّف بـ:

$$\nabla T_{m,crit} = \frac{T_m \beta \omega p_1^s}{\rho_m c_p \langle u_1^s \rangle_y}$$

إذ إنّ تدرج الحرارة الوسطي الحدي يعطى بالعلاقة التالية:

يمكن أن تُبسّط هذه النتائج بفرض أن الآثار اللزجة مهمة أمام الآثار الحرارية (حالة مائع له قيمة ضعيفة

لعدد براندل). وبالتالي نحصل على الشكل النهائي التالي:

$$\dot{H}_2 = -\frac{1}{4} \Pi \delta_\kappa \frac{T_m \beta p_1^s < u_1 >_y}{(1 + \varepsilon_s)(1 - \sqrt{\text{Pr}})} (\Gamma - 1) - \Pi (y_0 K + I K_s) \frac{dT_m}{dx}$$

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{4} \Pi \delta_\kappa L \frac{(\gamma - 1) \omega (p_1^s)^2}{\rho_m c^2 (1 + \varepsilon_s)} (\Gamma - 1) - \frac{1}{4} \Pi \delta_\nu L \omega \rho_m < u_1^s >_y^2$$

هاتان العلاقتان أبسط من العلاقتين المقترحتين من قبل [4]. وهما صالحتان من أجل بعض الفرضيات المقدمة سابقاً.

نهتم الآن بالتقديم الفيزيائي لهذين المقدارين. تدفق الطاقة الوسطي مكوّن من حدين. الأول يوافق تدفق الطاقة الناتج عن الأثر الترموصوتي، ويعتمد على Γ . توجد حالتان:

- $\Gamma < 1$: وهي حالة المبرد. التدرج الحراري في قلب المجداد و في المائع أصغر من القيمة الحدية: وتدفع الطاقة مُوجّهة نحو جهة الضغط الأكبر، يعني من T_f باتجاه T_c . وبالتالي في هذه الحالة نحن ضمن الحالة التي يسمح فيها الأثر الترموصوتي بضخ الحرارة من المصدر البارد نحو المصدر الساخن.
- $\Gamma > 1$: ضمن هذه الحالة الأثر الترموصوتي مُوجّه نحو (نقطة الضغط) جهة الضغط المعلوم، وهذه الحالة توافق حالة عمل المحرك.

إن الحد الأول من H_2 منسوب إلى كثافة الاستطاعة الصوتية $p_1 \cdot u_1$ ، وبالتالي يجب أن يكون المركز الهندسي للمجداد مختاراً بشكل أفضل ما يمكن بحيث يقع بين المكانين الموافقين للقيمتين الأعظميتين لكل من الضغط و السرعة على طول المرنان. يوجد بارامتر آخر مهم من التدفق و هو $\Pi \delta_\kappa$ الموافق لسطح المائع الواقع ضمن الطبقة الحدية الحرارية وذلك ضمن المقطع العمودي للمجداد (Stack)، المشارك في الأثر الترموصوتي. نلاحظ إذن أهمية التصميم الأفضل لهذا البارامتر باستخدام مادة مسامية لها سطح تبادل كبير على سبيل المثال.

يوافق الحد الثاني من H_2 التدفق الحراري المنتقل بالتوصيل بين T_c و T_f في وسط المائع و المجداد. هذا التدفق هو نتيجة للأثر الترموصوتي (الذي يولد تدرجاً حرارياً بين طرفي المجداد)، ومن شأنه أن يقلل فعالية آلات التبريد. إذن من المهم تقليل هذ الضياعات و ذلك باختيار مادة ذات عامل توصيل حراري ضعيف. بالنسبة إلى المائع فالوضع أكثر تعقيداً: إذا أخذنا مائعاً ذا عامل توصيل حراري ضعيف من أجل الحد من الضياعات الحرارية بالتوصيل فإننا نقلل بالمقابل من التدفق الترموصوتي المنسوب لـ δ_κ .

تتكون الاستطاعة الميكانيكية W_2 من حدين. الأول متعلق بالظواهر الترموصوتية المعتمدة على البارامتر Γ ، والسطح المميز للتحويل الترموصوتي $\Pi \delta_\kappa$. يوجد أيضاً بارامتر آخر يؤثر في الاستطاعة الميكانيكية وهو طول المجداد الذي لا نجده ضمن H_2 . مما يفسر لنا أن تدفق الطاقة المنتقل من طرف إلى آخر ينتج عن مشاركة سلسلة من جزيئات المائع: إذن فطول المجداد لا يؤثر في كمية الحرارة المنتقلة و إنما يؤثر في عدد الجزيئات المشاركة. غير أن كل جزيئة تمتص أو تنتج عملاً تحت الأثر الترموصوتي وبالتالي فالأثر الترموصوتي منسوب لعدد الجزيئات المشاركة و بالتالي لطول المجداد.

أما الحد الثاني فيقدم الضياعات الناتجة عن التبدد اللزج، وأفضل طريقة لتقليلها هو استخدام مائع ذي عدد براندل ضعيف.

نعرف الآن معامل الجودة COP للآلات الترموصوتية والذي يساوي [5]:

النسبة بين الطاقة المفيدة و الطاقة المقدمة. $COP = \frac{\text{énergie utile}}{\text{énergie payante}}$

نحصل إذن على:

$$\text{حالة المبرد} \quad COP = \frac{\dot{H}_2}{\dot{W}_2}$$

$$\text{حالة المحرك} \quad COP = \frac{\dot{W}_2}{\dot{H}_2}$$

أما في حالة دورة كارنو فيعبر عنه بما يلي:

$$\text{حالة المبرد} \quad COP_c = \frac{T_F}{T_c - T_F} > 1$$

$$\text{حالة المحرك} \quad COP_c = \frac{T_c - T_F}{T_c} < 1$$

4.1.1 فرق درجة الحرارة بين طرفي المجداد:

ضمن حالة المبرد، يسبب الأثر الترموصوتي تدرجاً حرارياً في قلب المجداد وهذا ما يسبب بدوره تدفقاً حرارياً توصيلياً بالاتجاه المعاكس. بغياب المبادلات الحرارية و المجداد يتم بلوغ حالة التوازن عندما يتم صرف التدفق الترموصوتي بالضياعات الحرارية. بحث العديد من الباحثين حساب هذا الفرق في درجة الحرارة:

[1] Wheatly :

من أجل استنتاج تدفق الطاقة و فرق درجة الحرارة بين طرفي الصفيحة، [1] يشير إلى الدراسة النظرية المقدمة من قبل [6]. [1] يطابق المجداد بشكله الأبسط: صفيحة ذات أبعاد صغيرة. [1] يعتمد فرضية المجداد القصير (Stack court)، يُعدّ لزوجا الطبقة الحديدية معدومة. السعة الحرارية للصفيحة تُعدّ أكبر بكثير من مثيلتها للمائع. تبقى هذه الفرضية صحيحة من أجل تغيرات ضغط ضعيفة نسبياً. [1] لا يأخذ بالحسبان وجود التدفق التوصيلي في قلب المائع، ويعطي بالنهاية:

[2] Atchley :

[2] يجيب على أعمال [1] السابقة فهو يعالج الحالة نفسها ولكن يأخذ بالحسبان هذه المرة التوصيل ضمن المائع، فيحصل في النهاية على:

$$\Delta T = \left(\frac{p_A^2 \delta_\kappa (1 + \sqrt{\text{Pr}}) \sin(2kx)}{4\rho_m c ((K_s \cdot 2l) / L) (1 + \text{Pr})} \right) \times \left[1 + \frac{p_A^2 \delta_\kappa (1 - \text{Pr} \sqrt{\text{Pr}}) (1 - \cos(2kx))}{4((K_s \cdot 2l) / L) \rho_m L T_m \omega (\gamma - 1) (1 - \text{Pr}^2)} \right]^{-1}$$

[3] Worlikar :

[3] يستخدم فرضيات [4] نفسها المقدمة ضمن الفقرة السابقة، مستنتجاً هذا الفرق في درجة الحرارة ΔT انطلاقاً

من المعادلة (13) المحددة لتدفق الطاقة:

$$\Delta T = \frac{-Ly_0 p_A^2 \sin(2kx) \left(1 + \frac{l}{y_0}\right) A_1}{y_0 K + lK_s - \frac{y_0 c_p (1+l/y_0)^2}{4\omega\rho_m c^2 (1-Pr)} p_A^2 (1 - \cos(2kx)) A_2}$$

تتغير قيم المعاملات A_1 و A_2 تبعاً للفرضيات المعتمدة، فضمن حالة المجداد القصير (empilement court) نجد الشكل العقدي حيث يشير الأس (*) إلى التوافق مع القيمة العقدية:

$$A_1 = \text{Im} \left[\left(1 - f_v^* - \frac{f_\kappa - f_v^*}{(1 + \varepsilon_s)(1 + \text{Pr})} \right) \frac{1}{1 - f_v^*} \right]$$

$$A_2 = \text{Im} \left[\left(f_v^* + \frac{(f_\kappa - f_v^*)(1 + \varepsilon_s f_v/f_\kappa)}{(1 + \varepsilon_s)(1 + \text{Pr})} \right) \frac{1}{(1 - f_v)(1 - f_v^*)} \right]$$

ضمن حالة المجداد القصير مع فرضية الطبقة الحدية (empilement court + CL) نجد:

$$A_1 = \frac{\delta_\kappa}{2y_0} \frac{1 - \delta_v/y_0 + \sqrt{\text{Pr}}}{(1 + \varepsilon_0)(1 + \text{Pr})(1 - \delta_v/y_0 + \delta_v^2/2y_0^2)}$$

$$A_2 = \frac{\delta_\kappa}{2y_0} \frac{(1 - \text{Pr})(1 + \sqrt{\text{Pr}} + \text{Pr} + \text{Pr} \varepsilon_0)}{(1 + \sqrt{\text{Pr}})(1 + \varepsilon_0)(1 + \text{Pr})(1 - \delta_v/y_0 + \delta_v^2/2y_0^2)}$$

في النهاية تخدم الدراسة النظرية الخطية للأثر الترموصوتي في تصميم المونتاج التجريبي للمبرد الترموصوتي. من أجل ذلك سنقوم بالنمذجة العددية لهذه الدراسة، وعرض النتائج المنتظرة من أجل تصميم المبرد الترموصوتي، وهذا ما سنعرضه في الفقرات القادمة.

2. النتائج والمناقشة:

1.2 النموذج المدروس وشروط الحساب:

قبل البدء بعرض المنحنيات النظرية، سنقدم مختلف الخصائص المستخدمة للحساب العددي اللازمة للمونتاج التجريبي.

خصائص الغاز (Caractéristique du gaz): يفضل استخدام الهواء؛ لأنه يمثل الحالة الأبسط للمونتاج، ولكن يمكننا استخدام غازات أخرى كالهيليوم أو الأرجون. سنقوم بعرض كافة الاحتمالات. يبين الجدول (1) خصائص الغازات الثلاثة ضمن الشروط العادية لدرجة الحرارة و الضغط .

الجدول (1) الخصائص الترموفيزيائية للغازات الثلاثة

	هواء	هيليوم	أرغون
$K (W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	0.0257	0.156	0.0177
$\rho (kg \cdot m^{-3})$	1.2	0.18	1.8
$c_p (J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$	1000	5200	500
$M (kg \cdot mol^{-1})$	0.0288	0.004	0.03994
$\nu (m^2 \cdot s^{-1})$	$15.5 \cdot 10^{-6}$	$109.8 \cdot 10^{-6}$	$12.5 \cdot 10^{-6}$
Pr	0.72	0.65	0.65

خصائص المجداد (Caractéristique du régénérateur): في البدء نستخدم حجرة أحادية مصنوعة من سيليكات المنغنيزيوم والألمنيوم (سيراميك) ($Al_3Mg_2AlSi_5O_{18}$ - cordierite)؛ لأنه يسمح بالحصول على سطح تبادل كبير مقارنة مع ذلك المصنوع من الصفائح المتراصة (empilement). بالإضافة إلى ذلك يملك السيراميك عامل توصيل حراري ضعيف نسبياً مقارنةً بالمعادن. فيما يلي نقدم خصائص هذا السيراميك:

- الطول: $L = 0.16 \text{ m}$

- نصف القطر: $R_a = 0.0186 \text{ m}$

- أبعاد المسام: مربعة $0.9 \times 0.9 \text{ mm}$ مفصولة بـ 1 mm

- عامل التوصيل الحراري: $K_s = 2.5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

- الكتلة الحجمية: $\rho_s = 2300 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

- السعة الحرارية: $c_s = 900 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

سنحاول في البداية إجراء بعض المحاولات مع الطول 16 cm ، مع إمكانية التغيير فيما بعد.

من أجل الحصول على موجة مستقرة قررنا إنشاء مبرد ترموصوتي حلقي، بحيث يكون طول الأنبوب

(طول المرنان) $L_r = 1.5 \text{ m}$. انطلاقاً من هذه المعطيات يمكن تحديد ما يلي:

- طول الموجة: $\lambda = 2L_r = 3 \text{ m}$

- العدد الموجي: $k = 2\pi/\lambda = 2.09 \text{ m}^{-1}$

- سرعة الصوت: $c = \sqrt{\gamma RT/M} = 348 \text{ m/s}$

- التردد: $f = c/\lambda = 116 \text{ Hz}$

- النبض: $\omega = 2\pi f = 729 \text{ s}^{-1}$

- سماكة الطبقة الحدية الحرارية: $\delta_\kappa = \sqrt{2\kappa/\omega} = 2.42 \times 10^{-4} \text{ m}$

- سماكة الطبقة الحدية اللزجة: $\delta_\nu = \sqrt{2\nu/\omega} = 2.06 \times 10^{-4} \text{ m}$

- سماكة الاختراق الحراري ضمن الصلب: $\delta_{\kappa_s} = \sqrt{2\kappa_s/\omega} = 5.76 \times 10^{-5} \text{ m}$

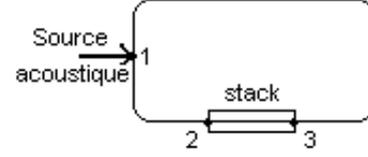
- النسبة $y_0/\delta_\kappa = 1.86$ و $l/\delta_{\kappa_s} = 0.87$

2.2 تردد المرنان للنظام المدروس:

سنقوم بتحديد تردد الرنين لعمل هذا النظام الذي يسمح بالحصول على مستوى ضغط أعظم ما يمكن وموجة مستقرة [7]. في البداية ننفذ الحسابات من أجل نظام فارغ (من دون مجداد) وفيما بعد نأخذ بالحسبان الوسط المسامي (المجداد)، لهذا نقوم باستخدام مصفوفة الانتقال (أو الممانعة [X]) التي تعطي قيم الضغط والسرعة عند المخرج

بوصفه تابعاً لقيم الدخل. في حالتنا المرنان له شكل حلقي، و مُقسّم إلى ثلاثة أجزاء (رؤية المخطط الكروكي): (1) ممر فارغ للموجة وطوله L_1 (2-1)، (2) الوسط المسامي L_2 (3-2)، (3) ممر فارغ للموجة وطوله L_3 (1-3). المصفوفة المكافئة لهذا النظام تعطى على الشكل التالي:

$$X = A(L_1).B(L_2).A(L_3) = \begin{bmatrix} X_{11} & X_{12} \\ X_{21} & X_{22} \end{bmatrix}$$



حيث:

$$\begin{bmatrix} p(L) \\ v(L) \end{bmatrix} = [X] \begin{bmatrix} p(0) \\ v(0) \end{bmatrix}$$

من أجل الممر الفارغ للموجة، لدينا:

$$A(L) = \begin{bmatrix} \cos(kL) & i\rho c \sin(kL) \\ i \frac{\sin(kL)}{\rho c} & \cos(kL) \end{bmatrix}$$

ومن أجل الوسط المسامي:

$$B(L) = \begin{bmatrix} 1 & \frac{S_{cap}}{\rho c} Z_{cap} \\ \frac{\rho c}{S_{cap}} Z_{cap} & 1 \end{bmatrix}$$

تتطلب هذه المصفوفات معرفة بعض البارامترات:

- المسافة الحرة الوسطية للزوجة: $l_v = 3.986 \times 10^{-8} (1 + 4.73 \times 10^{-3} (T - 273))$
- المسافة الحرة الوسطية الحرارية: $l_h = 5.61 \times 10^{-8} (1 + 5.13 \times 10^{-3} (T - 273))$

- تابع الضياع: $\varepsilon = \frac{1}{R_a} \sqrt{\frac{c}{4\pi f}} (\sqrt{l_v} + 0.402\sqrt{l_h})$

- العدد الموجي: $k = \frac{\omega}{c_0} (1 + \varepsilon - i\varepsilon)$

- سرعة الصوت: $c = \frac{c_0}{1 + \varepsilon}$

- الممانعة الشعرية (للوسط المسامي): $Z_{cap} = \frac{8\rho l_v L_{cap}}{\pi r^4} + i8f \frac{\rho L_{cap}}{3r^2}$

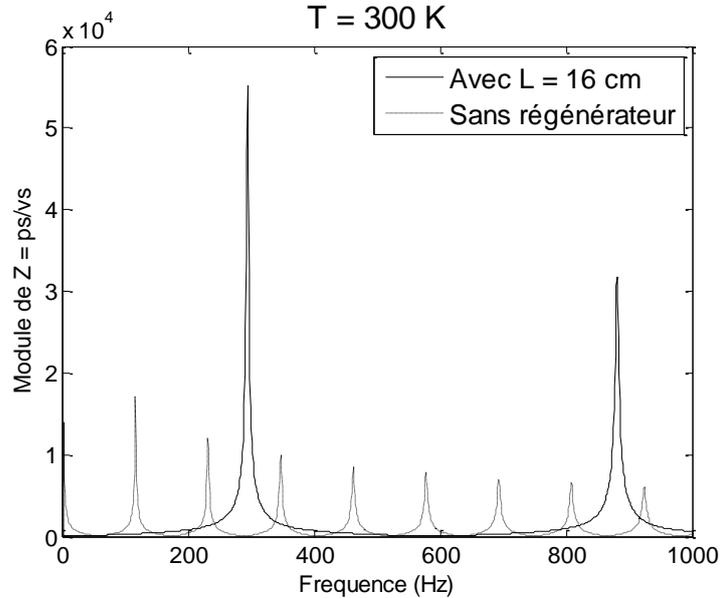
في النهاية، تسمح الحسابات المختلفة بالحصول على الضغط و السرعة الصوتية عند المخرج:

$$\begin{cases} p_s = X_{11}p_e + X_{12}v_e \\ v_s = X_{21}p_e + X_{22}v_e \end{cases}$$

بتطبيق الشروط الحدية، ومن أجل نظام مغلق $v_e = 0$ ، وبالتالي تكون الممانعة لهذه الدارة:

$$Z = \frac{p_s}{v_s} = \frac{X_{11}}{X_{21}}$$

برسم الممانعة Z كتابع للتردد f ، نحصل على تردد النظام الموافق للقمة أو الرأس. في البداية نقوم بدراسة تأثير وجود المجداد على تردد الرنين (الشكل 2).

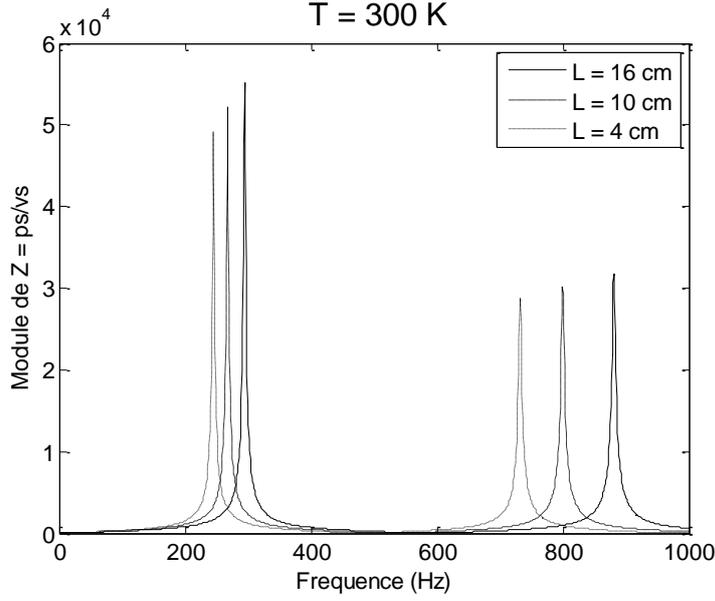


الشكل (2) تردد الرنين بوجود مجداد وعدم وجوده (وسط مسامي)

يلاحظ من الشكل السابق تغير كبير في التردد f_r بين الحالتين. في الواقع لدينا الرنين الأول في حالة غياب الوسط المسامي حوالي 115 Hz ، بينما في وجود الوسط المسامي ذي الطول 16 cm ، نجد التردد الأول للرنين عند القيمة 300 Hz ، يعني بمقدار ثلاثة أضعاف، أما التردد الثاني فحوالي 900 Hz .

نجد بوضوح أن لوجود الوسط المسامي تأثيراً كبيراً في عمل النظام . يمكننا الافتراض أن جزءاً من الموجة منعكس عند التماس مع المجداد، وهذا يوافق أثر ترموصوتي أقل. غير أن هذه الافتراضات لا تأخذ بالحسبان الشكل الهندسي المحتمل للنظام (ترتيب المصادر الصوتية، المسامات ذات المقطع المربع أو الدائري..). تمكننا هذه النتيجة فقط من رؤية ظواهر الانعكاس، والكمادة الصوتية للمجداد.

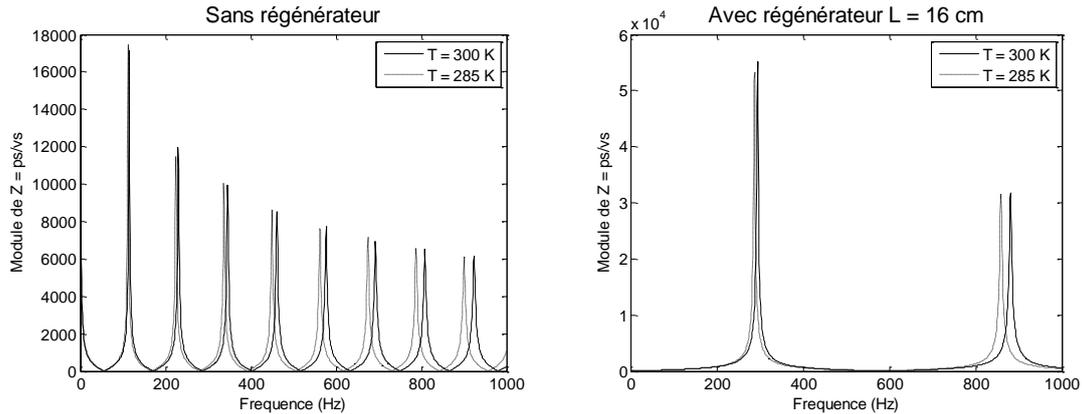
من أجل تخفيض تأثير المجداد على تردد النظام، يمكننا تغيير طول الوسط المسامي L . في الحقيقة الممانعة الشعرية تابعة لهذا البارامتر؛ لذلك قمنا بحساب عددي مع تغيير الطول L ، فحصلنا على الشكل (3). نلاحظ من هذا الشكل أنه كلما كان الوسط المسامي أطول كلما تغير التردد، كما نلاحظ أنه من أجل طول أصغر بأربع مرات ($L=4$ cm) للوسط المسامي، فإن التردد الأول يبلغ (250 Hz) وهي ضعف قيمته عند النظام الفارغ.



الشكل (3) تأثير طول المجداد في تردد الرنين

رأينا ضمن الفقرة 1.2 أن التردد يعتمد على سرعة الصوت c ، و بالتالي على درجة حرارة النظام. إن الحساب العددي القادم يسمح بدراسة تأثير هذه الدرجة في رنين الأنبوب، وذلك بوجود المجداد وعدم وجوده. بعد الحساب تم الحصول على الشكل (4).

بالنسبة إلى التوافقية الأولى نجد أن التأثير يبقى ضعيفاً (تغير أقل من 5%). غير أن رؤية رؤوس القمم (رنين من أجل تردد دقيق جداً)، تؤكد أنه من المهم التحديد الدقيق لهذا البارامتر، وخاصة عند العمل مع ترددات أعلى. يمكننا القول إن وجود الوسط المسامي في قلب المرنان يسبب اضطراباً للموجة الصوتية. من أجل الحد من هذا الاضطراب يمكننا المحاولة بتغيير طول هذه الوسط. كذلك فإن التحكم بدرجة حرارة المائع يمكن أن يكون مفيداً من أجل التحديد وبدقة عالية تردد المرنان.

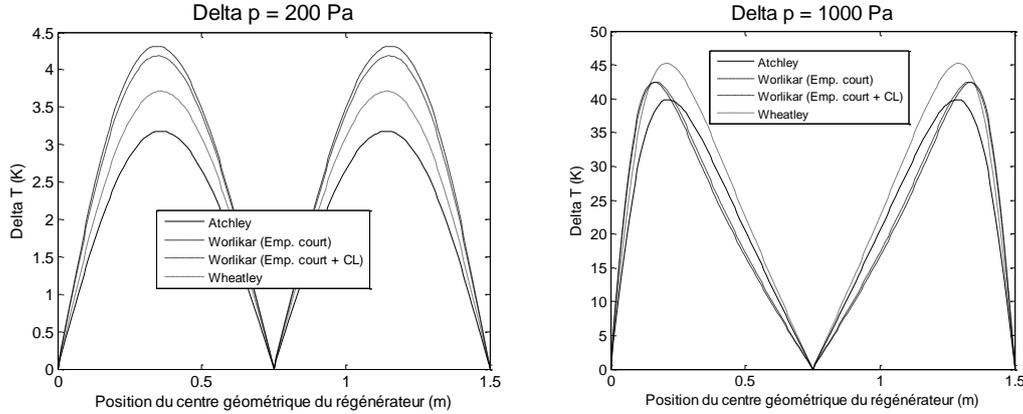


الشكل (4) تأثير درجة الحرارة على تردد المرنان

3.2 تحديد الفرق في درجة الحرارة بين طرفي المجداد:

قدمنا سابقاً التعابير المختلفة التي تمكننا من حساب فرق درجة الحرارة بين طرفي المجداد بغياب المبادلات الحرارية. في البداية نقوم بتثبيت طول المجداد 16 cm، ونراقب بروفيل الفرق في درجة الحرارة ΔT بوصفه تابعاً

للمركز الهندسي للمجداد x_c ، وذلك من أجل مستويين للضغط: 200 Pa و 1000 Pa (الشكل 5). من هذين الشكلين نجد أن الأثر الترموصوتي معدوم في نقاط الضغط (في المركز) وفي نقاط السرعة (على الطرفين).

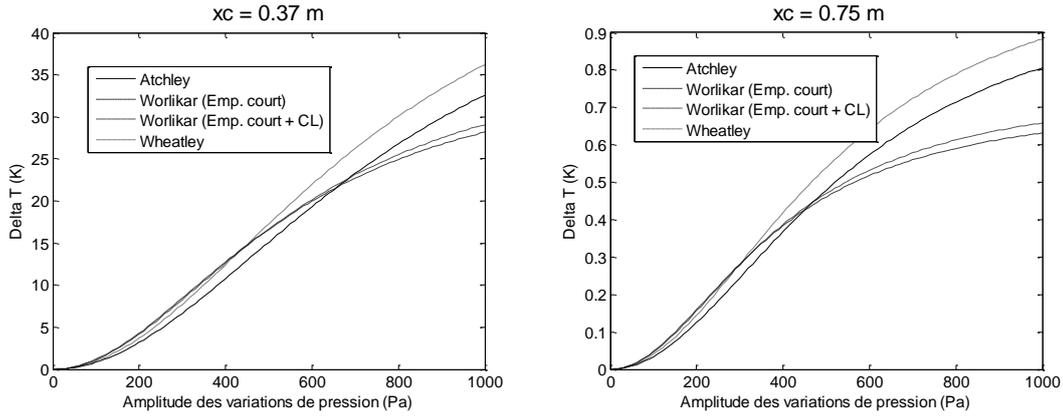


الشكل (5) الفرق في درجة الحرارة على طرفي المجداد بوصفه تابعاً للموقع

تبدو فرضية الطبقة الحدية المستخدمة من قبل Worlikar صالحة بفارق أصغر من 3% بين القيمتين (تراص قصير: empilement court و تراص قصير + الطبقة الحدية: empilement court + CL). الفرق في درجة الحرارة المعرّف من قبل Wheatley يكون أعظم بالمقارنة مع ذلك المعرّف من قبل Atchley، بسبب أن هذا الأخير يأخذ بالحسبان الضياعات بالتوصيل في قلب المائع. إن تعبير Worlikar هو الأكثر ملائمةً ليس فقط بسبب أنه يأخذ بالحسبان كافة ضياعات التوصيل بل أيضاً يأخذ بالحسبان أثر اللزوجة.

من أجل سعة صغيرة للضغط (200 Pa)، تبقى ΔT معتدلة: 3.2°C (Atchley) وحتى 4.3°C (Worlikar) ولكن عندما يرتفع مستوى الضغط (1000 Pa)، نحصل على قيم أعلى: 40°C (Atchley) و حتى 45°C (Wheatley). تكمن الأهمية القصوى في الحصول على استطاعة صوتية عالية وبالتالي على مستوى ضغط صوتي عالٍ أيضاً. إذا قارنا المنحنيات مع الشكل (5)، نلاحظ أن القيمة المتلى لـ ΔT ، هي قيمة Worlikar التي تُزاح نحو جهة الضغط الأعلى عندما تصبح أعظمية. بالتالي فإن المركز الهندسي للمجداد يمكن أن يكون أحد البارامترات التي يجب اختبارها من أجل اختيار المركز المثالي عند المونتاج العملي للمبرد الترموصوتي.

من أجل الطول نفسه للمجداد نثبت x_c في مكان محدد، ثم نقوم بتغيير مستوى الضغط، فنحصل على المنحنيات المقدمة في الشكل (6). تتعلق الملاحظة الأولى بأهمية موقع المجداد. في الواقع من أجل المستوى نفسه للضغط العالي (1000 Pa)، نحصل على فرق في درجة الحرارة بين $28-36^\circ\text{C}$ ؛ وذلك من أجل موقع قريب من المكان الأمثل للمجداد الموافق للمسافة $L/4$.



الشكل (6) الفرق في درجة الحرارة على طرفي المجداد بوصفه تابعاً لسعة تغيرات الضغط

نلاحظ أيضاً - عند ارتفاع المستوى الصوتي - وجود تباعد بين التعابير المعطاة من قبل Wheatley و Atchley من جهة و Worlikar من جهة أخرى. في الواقع وبحسب الفرضيات المعلنة سابقاً فإن التعبيرين الأوليين غير صالحين إلا من أجل تغيرات ضعيفة للضغط: إذن لهما مجال صلاحية ضيق (حتى 400 Pa). بحسب Worlikar عندما يرتفع مستوى الضغط فإن التزايد في فرق درجة الحرارة يقل. في النهاية يمكن القول إنه يوجد بارامتران مسيطران من أجل الحصول على فرق أعظمي لدرجة الحرارة وهما المركز الهندسي للمجداد، ومستوى تغيرات الضغط.

الاستنتاجات والتوصيات:

مكنت الدراسة الأولية من تحديد تردد المرنان لهذا النظام. في الواقع يعدّ هذا التردد من البارامترات الأساسية لعمل المبرد الترموصوتي؛ لأنه يسمح بالعمل مع مستويات عالية للاستطاعة الصوتية. بعد تحديد هذا التردد، يُمكن الأثر الترموصوتي من رؤية الفرق في درجة الحرارة بين طرفي المجداد. مكنت المحاولات التجريبية الأولية من الحصول على فرق في درجة الحرارة مقداره 10°C ، ولكن من دون تبريد وذلك لعدم استخدام مبادلات حرارية على طرفي المجداد بهدف تفرغ الحرارة من الجهة الساخنة للمجداد إلى خارج المرنان الحلقي و تخفيض درجة حرارة الجهة الباردة إلى ما دون درجة حرارة الوسط المحيط بالمرنان أو بعبارة أخرى الحصول على التبريد. إن طول المجداد المستخدم كبير مما يسبب اضطراباً قوياً للموجة الصوتية، ولهذا السبب يجب اختبار أطوال أخرى للمجداد 10 cm و 6 cm من جديد.

تتألف الدراسة اللاحقة على اختبار هذين المجدادين اللذين سيسمحان بتحديد الطول المفضل للمجداد عند المونتاج الجديد للمبرد. فيما بعد يجب تحديد المركز الهندسي للمجداد (البعد عن المصادر الصوتية)، الذي سيمكننا من رفع الاستطاعة الصوتية. في الواقع المحاولات المختبرة حتى الآن لا تمكننا من تطبيق استطاعات عالية؛ لأن المكرفونات المستخدمة غير صالحة لقياس التغيرات العالية للضغط. من المهم أيضاً اختبار مواد مسامية أخرى كرمال الصوان (سيليس - Aéroge de Silice) الذي يملك خواص حرارية و صوتية خاصة. من المهم أيضاً إضافة مبادلات حرارية من أجل تنفيذ دراسة تامة للمبرد الترموصوتي.

المراجع:

- [1] WHEATLEY, J.; HOFER T.; SWIFT, G. W.; MIGLION, A.; *An intrinsically irreversible thermoacoustic heat engine*, J. Acoust. Soc. Am., 74 (1), 1983.
- [2] ATCHLEY, A.; HOFER, T.; MICHAEL, L.; MUZZERALL, M.; KITE, M.; Ao C., *Acoustically generated temperature gradients in short plates*, J. Acoust. Soc. Am., 88 (1), 1990.
- [3] WORLIKAR, A.; KNIO, O.; KLEIN, R.; *Numerical simulation of a thermoacoustic refrigerator. Part II : Stratified flow around the stack*”, J. Comput. Phys., 144, 1997.
- [4] SWIFT, G. W.; *Thermoacoustic engines*, J. Acoust. Soc. Am., 84 (4), 1988.
- [5] FAN, L.; WANG, B.; JIN, T.; ZHANG, S.; *Performance optimization of thermoacoustic systems by measurement with two-microphone method*, Acta Acustica, 91, 2005.
- [6] ROTT, N.; *Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes*, Z. Angew. Math. Phys. 20, 230, 1969.
- [7] MARX, D.; *Simulation numérique d’un réfrigérateur thermoacoustique*, Mémoire de thèse de doctorat de l’Ecole Centrale de Lyon, 2003, 237.

الملحق

الأحرف الرومانية:

$m.s^{-1}$	سرعة الصوت	c
$J.kg^{-1}.K^{-1}$	السعة الحرارية الكتلية للمائع تحت ضغط ثابت	c
$J.kg^{-1}.K^{-1}$	السعة الحرارية الكتلية للمائع تحت حجم ثابت	p
$J.kg^{-1}.K^{-1}$	السعة الحرارية الكتلية للصلب	v
Hz	تردد الموجة	c
$J.kg^{-1}$	الأنتالبي الكتلي للمائع	s
W	تدفق الطاقة العابر بين طرفي المجداد	f
m^{-1}	العدد الموجي	h
$W.m^{-1}.K^{-1}$	عامل التوصيل الحراري للمائع	\dot{H}_2
$W.m^{-1}.K^{-1}$	عامل التوصيل الحراري للصلب	k
m	نصف السماكة لصفحة المجداد	K
m	طول صفحة المجداد	K
m	طول المرنان	s
m	المسافة الحرة الوسطية للزجة	l
m	المسافة الحرة الوسطية الحرارية	l
$kg.m$	الكتلة المولية للمائع	r
Pa	الضغط ضمن المائع	l
Pa	السعة الأعظمية لتغيرات الضغط	v
	عدد براندل للمائع	h
$J.mol^{-1}.K^{-1}$	ثابت الغازات المثالية	A
m	قطر الأنبوب (المرنان)	P
K	درجة حرارة المائع	r
K	درجة حرارة الصلب	R
$m.s^{-1}$	مركبة السرعة وفقاً لـ X	R
		a
		T
		T
		s
		u

$m.s^{-1}$	مركبة السرعة وفقاً لـ y	v
W	الاستطاعة (تدفق العمل)	\dot{W}_2
m	الاتجاه الطولي	x
m	المركز الهندسي للمجداد	x
m	الاتجاه العبوري ضمن المائع	c y
m	نصف المسافة بين صفيحتين من المجداد	y
m	الاتجاه العبوري ضمن الصلب	0 y
		s

الأحرف اليونانية:

K^{-1}	معامل التمدد الحراري	β
m	سماكة الطبقة الحدية اللزجة ضمن المائع	δ
m	سماكة الطبقة الحدية الحرارية ضمن المائع	v δ
m	سماكة الاختراق الحراري ضمن الصلب	κ δ
m	طول الموجة	κ_s λ
$kg.m^{-1}.s^{-1}$	اللزوجة الديناميكية للمائع	μ
$m^2.s^{-1}$	اللزوجة الحركية للمائع	ν
$m^2.s^{-1}$	معامل النفوذية الحرارية للمائع	κ
s^{-1}	نبض الموجة	ω
$kg.m^{-3}$	الكتلة الحجمية للمائع	ρ
m	محيط التبادل	Π
$W.m^{-3}$	تابع التبدد أو الإسراف	Φ
Pa	توتر الإجهاد اللزج	Σ

الدلائل:

المائع في وضع الراحة	0
التموجات الصوتية	1
المقادير من الدرجة الثانية	2
المقادير الوسطية الوقتية	m

الصلب	S
المصدر البارد	F
المصدر الساخن	C