اثر ارتعاش لولههای انعطاف پذیر بر میزان انتقال حرارت و افت فشار در مبدلهای حرارتی پوسته لولهای با لزجت تابع دما در جریان عمودی

حسین شکوهمند^{*(} ، فرهاد سنگتراش ^۲ و وحید اصفهانیان ^۳ ^۱استاد دانشکده مهندسی مکانیک – پردیس دانشکده های فنی – دانشگاه تهران ^۲دانش آموخته کارشناسی ارشد مهندسی مکانیک – پردیس دانشکده های فنی – دانشگاه تهران ^۳دانشیار دانشکده مهندسی مکانیک – پردیس دانشکده های فنی – دانشگاه تهران (تاریخ دریافت ۸۳/۱۲/۹، تاریخ دریافت روایت اصلاح شده ۸۴/۹/۱۳ ، تاریخ تصویب ۸۴/۱۰/۱۰

در این مقاله اثر ارتعاش لولههای انعطاف پذیر بر ضریب انتقال حرارت و افت فشار در دسته لولههای مبدلهای حرارتی پوسته لولهای مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات حاکم شامل معادله انرژی، معادلات مومنتم و معادله پیوستگی بوسیله روش عددی اختلاف محدود حل شدهاند. به علت لزجت تابع دما معادلات مومنتم و انرژی به صورت همزمان حل شده است. ارتعاش لولهها به صورت یک پدیده شبه استاتیک مدل شده است. در این مدلسازی لوله اول هر ردیف در سی حالت خروج از مرکز در یک پریود ارتعاش نسبت به سایر لولهها که بدون حرکت هستند فرض شده است. پس از حل در هر حالت نتایج نهایی در طول زمان متوسط گیری شدهاند. نتایج نشان میدهد که خروج از مرکز لوله اول باعث افزایش نرخ انتقال حرارت و میزان افت فشار دسته لولهها نسبت به لولههای صلب میشود. برای اعتبار روش ارائه شده حل انجام شده برای حالت لزجت ثابت با مقادیر تجربی موجود مقایسه شده است که با آنها مطابقت خوبی داری

واژههای کلیدی: مدبلهای حرارتی پوسته-لولهای، ضریب افت فشار، ضریب انتقال حرارت، دسته لولههای انعطاف پذیر، دسته لولههای صلب، روش شبه استاتیک، لزجت تابع دما، روش انتقال تاوایی

مقدمه

چکیدہ

به طور معمول در مبدلهای حرارتی پوسته لولهای از لولههای فلزی استفاده می شود که سخت هستند، این لولهها در مقابل ارتعاشات بوجود آمده از طرف سیال به شدت آسیبپذیر هستند و سختی آنها حتی به پوسته مبدل نیز صدمه میزند. بنابراین تا آنجا که ممکن است انها را کوچک ساخته تا دامنه ارتعاشات آنها محدود شود. اما از طرفی این ارتعاشات باعث آمیختگی بیشتر سیال و در نتیجه بالا رفتن ضریب انتقال حرارت می شود که از این جهت این ارتعاشات مطلوب است. در دو دهه اخیر استفاده از لولههای انعطافپذیر تفلونی به خصوص در محیطهای خورنده رایج شده است. تفلون از آن جهت که در برخورد با مواد خورندهای مثل اسیدهای قوی حتی در دما و فشار بالا بسیار مقاوم است مورد توجه قرار گرفته است. بنابراین مبدلهای حرارتی با لولههای تفلونی یا از انواعی از پلاستیک، در صنایع پتروشیمی و نیروگاههای سوخت فسیلی و هر جا که دما و فشار بالا و مواد خورنده وجود دارد، كاربرد يافتهاند.

چون تفلون از مواد انعطاف پذیری ساخته شده است،

لولههای ساخته شده از آن در جریان با دامنه نسبتا بزرگی شروع به ارتعاش میکنند. مطالعات تجربی[۱] نشان میدهد که بزرگی دامنه ارتعاشات از مرتبه قطر لوله است. از طرفی نتایج تجربی نشان میدهند که میزان نرخ انتقال حرارت و افت فشار در این نوع دسته لولهها، در اثر در هم آمیختگی بیشتر سیال به علت ارتعاشات افزایش مییابد. در زمینه دسته لولهها اکثر مطالعات بر روی دسته لولههای صلب [۵–۲] بوده است و در مورد دسته لولههای انعطاف پذیر نیز مطالعات بیشتر به صورت تجربی صورت گرفته است و یا حل عددی با در نظر گرفتن معادلات سادهتر با خواص ثابت [۶] انجام شده است.

برای دسته لولههای انعطاف پذیر با دامنه ارتعاش بزرگ و در حالت خواص متغیر سیال که مهمترین آنها لزجت است هیچ حل تحلیلی و یا حتی عددی وجود ندارد، چرا که مطالعه دقیق این پدیده بسیار پیچیده بوده و معادلات ناویر استوکس باید به صورت کامل و به صورت غیردائم حل شوند که در آنها اثرات متقابل سیال و لولهها که علت اصلی بوجود آمدن این نوع ارتعاشات است باید در نظر

گرفته شود. در این مقاله راه سادهتری برای حل این مساله ارائه شده است که همان استفاده از روش شبه استاتیک است که در آن با فرض مکان لوله اول در حالات مختلف در یک پریود ارتعاش نسبت به سایر لولهها و حل معادلات ناویراستوکس دائم مستقل از زمان برای هر حالت و استفاده از یک متوسط گیری زمانی نتایج مطلوب با صرف زمان بسیار کمتر و پیچیدگی کمتر حاصل می-شود.

روش عددی، روش تابع جریان و تاوایی میباشد که در آن از معادله انتقال تاوایی و معادله پواسون پیوستگی برای حل میدان استفاده میشود. این روش برای حالت لوله-های صلب و برای حالت لولههای انعطاف پذیر در حالت لزجت ثابت به خوبی جواب داده و با نتایج حاصل از آزمایش به خوبی مطابقت دارد که برای پنج لوله در یک ردیف ارائه شده است و به سادگی میتوان آن را برای تعداد بیشتر لولهها نیز تأمیم داد.

مدل کردن مساله

چون عدد ماخ در این نوع مبدلهای حرارتی حیلی کم است میتوان مساله را به صورت تراکم ناپذیر در نظر گرفت. چون نسبت طول لوله به قطر آن L/d بزرگتر از ۴۰ است میتوان بدون وارد شدن خطای بزرگی، مساله جریان روی لولهها را دو بعدی در نظر گرفت.

در مورد مبدلهای حرارتی با لولههای انعطاف پذیر ساخته شده از تفلون طی آزمایشهای انجام شده [۷-۱] عدد استروهال بسیار کوچک بوده و حدود ۰/۰۰۲ تا ۰/۰۰۸ می باشد و این بدان معناست که سرعت ارتعاش لولهها نسبت به سرعت جریان آزاد بسیار کم میباشد و بنابر این مىتوان جريان را با توجه به اين نكته به صورت شبه استاتیک حل نمود. همچنین چنانچه از آزمایشها مشخص است، لوله اول با دامنه بزرگتری نسبت به سایر لولهها ارتعاش می کند به همین دلیل در این مقاله که در هر ردیف پنج لوله در نظر گرفته شده است فرض بر آن است که تنها لوله اول تغییر مکان میدهد و سایر لولهها ثابت هستند. ناحیه جریان در شکل (۱) مشخص شده است که حل به علت وجود تقارن در ناحیه بین دو خط چین انجام گرفته است. مود ارتعاش لولههای ستون اول طوری در نظر گرفته شده است که شرایط تقارن برقرار باشد. همه این سادهسازیها در جهت حل مهندسی این مساله است

تا بتوان با یک متوسط گیری زمانی میزان نرخ انتقال حرارت و افت فشار را بدست آورد. برای حل دقیق باید معادلات ناویراستوکس سه بعدی و شامل زمان حل شود.



معادلات حاکم و شرایط مرزی

 $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$

مومنتم :

(1)

پيوستگى :

$$\begin{split}
\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \\
\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + 2 \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \mu}{\partial x} \end{split}$$

$$\begin{aligned}
\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \\
\mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial \mu}{\partial y} \end{aligned}$$

$$(\text{T}) \\
u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \nabla^2 T + \mu \Phi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\text{T}) \\
(\text{T}$$

زير:

 $u^* = \frac{u}{u_o}$ $v^* = \frac{v}{u_o}$ $x^* = \frac{x}{d}$

y انجاب المعادلة مومنتم در جهت X، نسبت به X و از Y نسبت به X و جمع آنها بدست می آید.

$$(v = y) = 2 \left[\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right]$$
(۱۰)
(۱۰)
(۱۰)
 $(x) = 0 = m(1) = m(1) = m(1) = m(1) = m(1) = m(1) = m(1)$
 $(x) = 1 = m(1) =$

صورت زیر بازنویسی می کنیم.
$$u = 1 , v = 0 , \psi = y , \omega = 0 , \theta = 0 , P = 0$$

(۱۱)
در مرز بالا شرط تقارن برقرار است و بنابر این بدون

توضيح اضافه شرايط مرزى به صورت زير مى باشد.

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0$$
 , $v = 0$, $\psi = 1$, $\omega = 0$, $\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$, $\frac{\partial P}{\partial y} = 0$
(۱۲)

در مرز پایین نیز شرایط به صورت بالا است با این تفاوت که مقدار Ψ برابر منفی یک است یعنی : $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$, v=0 , $\psi=-1$, $\omega=0$, $\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$, $\frac{\partial P}{\partial y} = 0$ (۱۳)

در شرایط خروجی ، از شرایط مرزی طبیعی استفاده شده است. یعنی :

$$y^* = \frac{y}{d}$$
$$p^* = \frac{p}{\rho u_o^2}$$
$$T^* = \frac{T - T_{in}}{T_w - T_{in}} = \theta$$
$$\mu^* = \frac{\mu}{\mu_{in}}$$

(۵)

که در آنها u_o سرعت جریانی ورودی و d قطر لولهها و اندیسهای in و W به ترتیب مربوط به شرایط در ورودی و روی دیواره میباشد. پس از حذف گرادیان فشار از معادلات مومنتم با گرفتن مشتق از معادله X مومنتم نسبت به Y و از Y مومنتم مشتق از معادله X مومنتم نسبت به y و از Y مومنتم نسبت به X و کم کردن این معادلات از هم در حالت بی-نسبت به X و کم کردن این معادلات از هم در حالت بی-بعد و با حذف علامت(*) داریم : $u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\mu}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) +$ 2 $\partial^2 \mu (\partial v \quad \partial u) = 2 \partial \mu \partial \omega$

$$\frac{2}{\text{Re}}\frac{\partial \mu}{\partial x\partial y}\left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{2}{\text{Re}}\frac{\partial \mu}{\partial x}\frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{2}{\text{Re}}\frac{\partial \mu}{\partial y}\frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2}\right)$$

این معادله، معادله انتقال تاوایی در حالت لزجت متغیر است.

معادله پیوستگی نیز که به صورت خودکار توسط تابع جریان ارضاء می شود و معادله پواسون به شکل زیر را می دهد:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\omega$$
(Y)
(Y)

$$\mathbf{u} = \frac{\partial \boldsymbol{\psi}}{\partial \mathbf{y}}$$

 $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$

برای بدست آوردن فشار نیز معادله پواسون زیر با گرفتن

 $\omega = -\nabla^2 \Psi$ که باتوجه به دو رابطه بالا روی هر لوله میتوان با روش سعی و خطا مقدار Ψ را روی دیواره بدست آورد. شرایط مرزی بهصورت خلاصه در شکل (۲) آورده شده است.

روند حل عددی و نوع گسستهسازی

برای حل معادلات حاکم پس از تولید شبکه توسط زبان برنامه نویسی Fortran 90 ، برنامه جداگانه-ای برای حل معادلات گسسته شده نوشته شده است. در این برنامه پس از مشخص کردن شرایط مرزی که در قسمت قبل توضيح داده شده ابتدا مقدار Ψ روى ديوارهها حدس زده می شود زیرا به علت عدم تقارن، خود Ψ روی دیواره در حالت کلی یک مجهول است. معادله باتوجه به شرایط اولیه داده شده برای $\Psi = -\omega$ ، حل میشود. سپس با استفاده از ψ های معلوم شده ω مقادیر سرعت $\mathbf{u} = \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{v}}$ و \mathbf{v} با استفاده از روابط $\mathbf{u} = \mathbf{u}$ و در این مرحله معین شده و سپس این مقادیر $v = - \frac{\partial \psi}{\partial x}$ heta معلوم u و v در رابطه انرژی به کار گرفته شده و مقدار hetaدر تمام میدان بدست آمده و از آن مقدار لزجت μ که تابعی از دماست در سراسر میدان یافت می شود. . پس از آن باتوجه به υ، v و μ معلوم در این مرحله معادله انتقال تاوایی حل می شود و مقادیر جدید تاوایی دوباره در معادله استفاده شده و شرایط مرزی دوباره احیا شده $abla^2 \psi = -\omega$ و این روند حل ادامه می یابد تا اینکه شرط همگرایی داده ، v ، u ، ψ خطای خطای v ، u ، ψ و heta برابر $^{-\epsilon}$ ۱۰ می باشد ارضا شود. روند حل در نمودار ∞ شکل (۳) مشخص گردیده است. لازم به ذکر است که Ψ وقت گیرترین زمان این پروسه در جایی است که مقادیر روی دیواره با استفاده از شرط گفته شده برای $\Delta ext{P}$ در قسمت قبل بايد مشخص شود.

$$\frac{\partial^{2}u}{\partial x^{2}} = 0 , \frac{\partial^{2}v}{\partial x^{2}} = 0 , \frac{\partial^{2}\psi}{\partial x^{2}} = 0 , \frac{\partial w}{\partial x} = 0 , \frac{\partial^{2}\theta}{\partial x}$$
(14)
and the product of the pr

بر روی دیواره شرایط برای سرعتها و دما بسیار واضح است و در حالتی که لولهها صلب باشند مقدار Ψ نیز روی لوله ها معلوم است و مقدار ω از رابطه $\omega = -\Psi = \nabla^2 \Psi$ و مقدار P از روابط مومنتم بدست میآید. بنابر این به طور خلاصه شرایط مرزی روی لولهها را در بنابر این به طور خلاصه شرایط مرزی روی لولهها را در این حالت میتوان به صورت زیر نوشت: u = 0 , v = 0 , $\Psi = 0$, $\theta = 1$ $\omega = -\nabla^2 \Psi$ $\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{1}{\text{Re } r} \frac{\partial \omega}{\partial \theta}$

اما در حالتی که لولههای انعطاف پذیر داریم مقدار Ψ با مقدار خروج از مرکز لوله اول در روی تمامی لولهها تغییر میکند و مقدار Ψ روی دیواره هر لوله باید با یک شرط اضافه بدست آید. این شرط را میتوان به این صورت در نظر گرفت که مقدار ΔP روی هر لوله اگر از مسیر زیر و یا از مسیر بالای لوله عبور کنیم باید یکسان باشد. بنابراین باتوجه به این شرط میتوان میزان Ψ را بر روی هر لوله را بدست آورد.

باتوجه به اینکه ΔP با \mathfrak{G} و \mathfrak{G} با Ψ رابطه دارد برای ΔP های برابر فقط یک Ψ یکسان بدست می آید. روی لوله داریم:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{1}{Re} \frac{\partial \omega}{\partial y}$$

باتوجه به شرایط مرزی $u = v = 0$ روی دیواره :
 $\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{1}{Re} \frac{\partial \omega}{\partial y}$

(17)



شكل٣: الگوريتم حل.

چون در هر مرحله مقادیر Ψ روی دیواره اندکی تغییر میکند همه متغیرهای دیگر نیز تغییرکرده و این خود، روند همگرایی نتایج را به تعویق میاندازد. در این برنامه از روش بالا دست مرتبه دوم برای معادله انتقال حرارت و انتقال تاوایی استفاده شده است، چرا که در اعداد پکلت و رینولدز بالا این معادلات، با روشهای گسستهسازی مرکزی همگرا نخواهند شد.

نتایج و مشاهدات

اعتبار و روش حل

برای آنکه معادلات عددی اعمال شده و روش درنظر گرفته شده اعتبار داشته باشند باید آنها را برای مسائلی که حل تحلیلی و یا عددی آنها از قبل مشخص است به کار برده و نتایج را با نتایج دقیق مقایسه کرد. برای این منظور فرمولاسیون آورده شده برای مساله جریان

ورودی و مساله حفره (Cavity) مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین برای اینکه صحت فرضهای انجامشده برای مساله اصلی مورد مطالعه قرار گیرد این مساله را ابتدا برای جریان در بین لولههای صلب و انعطاف پذیر که در آنها خواص سیال ثابت است حل کرده و نتایج را مقایسه می کنیم.

مساله جريان ورودى

برای مساله جریان ورودی، از یک جریان یکنواخت در ورود و طول لوله بی بعدی برابر ۲۰ که برای رسیدن به یک جریان کاملاً توسعهیافته کافی است استفاده کرده و با روش تابع جریان و تاوایی این مساله را برای اعداد رینولدز مختلف حل کردهایم. در اعداد رینولدز بالاتر از ۵۰۰ حتی با شبکههای با تعداد نقاط کمتر نیز این مساله به راحتی همگرا می شود. در شکل (۴) طول

لازم برای رسیدن به جریان کاملاً توسعه یافته (۹۹٪) برای اعداد رینولدز مختلف برای حل عددی و حل تحلیلی مورد مقایسه قرار گرفته است که همانطور که مشاهده می کنیم نتایج کاملاً قابل قبولی از این روش عددی بدست آمده است. حل تحلیلی، مربوط به روش حل بسط سریهای شلیختینگ می باشد.



شکل ۵: خطوط هم فشار در رینولدز ۴۰۰ .

مساله حفره

مساله Cavity یا حفره، مساله کلاسیک و معروفی در کارهای عددی است که آن را به روشهای گوناگونی در کتابهای CFD حل کردهاند و خطوط همفشار و خطوط جریان آن برای اعداد رینولدز مختلف در دسترس میباشد. برای اطمینان از درستی فرمولاسیون و روش حل و دقت و پایداری آن این مساله را در اعداد رینولدز صفر، صد و چهارصد برای سه نوع شبکه متفاوت حل کردهایم. این سه شبکه شامل شبکههای یکنواخت، غیریکنواخت با خطوط عمود بر هم و غیریکنواخت با خطوط غیر عمود بر هم میباشند.

جوابهای بدست آمده از این روش برای هر سه شبکه کاملاً یکسان بوده و در شکل (۵) برای جلوگیری از تکرار، تنها خطوط هم فشار برای رینولدزهای ۴۰۰ آورده شده است.

حل برای حالت لولههای صلب در چیدمان خطی

در دو قسمت قبل اعتبار روش برای حالت حل تحلیلی و یک مساله عددی کلاسیک مشخص گردید. اینبار میخواهیم اعتبار حل را برای حالتی نزدیکتر به هندسه اصلى مساله اصلى بسنجيم. از آنجا كه معمولترين چیدمان برای لولههای انعطاف پذیر حالت ۲X۲ است، حل عددی برای حالت لولههای صلب را نیز با همین چیدمان در نظر گرفتهایم . از طرفی نتایج تجربی برای این حالت چیدمان موجود است و میتوانیم نتایج بدست آمده از روش عددی را با آنها بسنجیم. در شکل (۶) مقایسهای بین توزیع فشار و در اصل افت فشار نهایی در خط تقارن بالایی در اعداد رینولدز مختلف صورت گرفته است که همانطور که مشاهده میکنید با افزایش رینولدز افت فشار نهایی کاهش می یابد که این نتیجه ای قابل پیش بینی بوده چرا که میزان افت فشار در اعداد رینولدز کمتر، بیشتر از نیروهای لزجت تاثیر می پذیرد و با افزایش عدد رینولدز در حقیقت جریان به سوی جریان غیرلزج میل میکند که طبيعتاً افت فشار در آن كمتر است. با تعريف f و jb به صورت زير بحث را ادامه مي دهيم: $f' = \frac{\Delta P}{N(G^2/2\rho g_c)} = \frac{Eu}{N}$ (Λ) $jb = j' \cdot Re = \frac{h \cdot d}{k} \left(\frac{C_{P} \mu}{k} \right)$ $\frac{\mu_{\omega}}{2}$ (19)

در شکل (۷) تغییرات ^۲ با عدد Re در حل عددی و نتایج بدست آمده از آزمایشهای تجربی آورده شده است. مقادیر ^۲ با نتایج آزمایشهای یون چانگ [۷] مقایسه شده است و همانطور که مشاهده میشود این نتایج با اختلاف ناچیزی با نتایج تجربی مطابقت دارد. همچنین در شکل (۸) مقادیر مربوط به jb نیز با نتایج تجربی زوکاسکاس [۸] و نتایج ISDI [۹] مقایسه شده است که مطابقت قابل قبولی به خصوص با نتایج ESDI مشاهده میشود. اختلاف محدودی که با حل زوکاسکاس در ناحیه گذرا مشاهده

می شود، می تواند به علت اختلاف خصوصیات سیال عامل استفاده شده و یا مساله Curve Fitting باشند. در کل نتایج بدست آمده در این بخش هم قابل قبول و دقیق است و با سایر منابع و مراجع و نتایج تجربی به خوبی مطابقت دارد.



حل برای لولههای انعطاف پذیر در حال ارتعاش با لزجت ثابت

در شکل (۹) به ترتیب از بالا به پایین خطوط جریان برای خروج از مرکزهای ۱/ و ۱۵/ قطر لولهها، خطوط همتاوایی برای خروج از مرکزهای ۱۵/ و ۲/ قطر لولهها و خطوط همدما برای خروج از مرکزهای ۲/ و ۲۵/ قطر لولهها و رینولدز ۶۶۲ رسم شده شده است.

نتایج مربوط به افت فشار در این حالت با افت فشار بدست آمده از آزمایش برای لوله های انعطاف پذیر و لوله-های ثابت در شکل (۱۰) مورد مقایسه قرار گرفته است. همانطور که مشاهده میکنیم میزان افت فشار بدست آمده تجربی [۷] در حالت لولههای انعطاف پذیر کمی بیشتر از لولههای صلب است. نتایج حاصله از روش عددی اعمال شده در حالت کلی کمی نسبت به نتایج تجربی بیشتر است، که اگر تعداد لولههای فرض شده در دسته لوله بیشتر باشد ، این خطا بسیار کمتر می شود، چرا تفاق می افتد و از طرفی دسته لولههای پنج تایی انعطاف پذیر در عمل ضریب افت فشاری نزدیکتر به حالت صلب دارند و جریان از میان آنها راحت تر عبور می کند.

در شکل (۱۱) میزان نرخ انتقال حرارت با نتایج تجربی (۱۲) برای لولههای صلب و انعطاف پذیر آورده شده است که این بار این میزان به خوبی با دادههای تجربی مطابقت دارد. نکته شایان توجه افزایش نرخ انتقال حرارت حدود ۱۵٪ تا ۳۰٪ در لولههای انعطاف پذیر است که به خوبی با حل عددی انجام شده نیز تایید می شود.

به علت آنکه در آزمایشهای انجامشده با سیال هوا شروع ارتعاش لولهها از عدد رینولدز حدود ۶۰۰ است اطلاعات تجربی در زیر این ناحیه موجود نمی باشد اما از جایی که این اطلاعات را داریم مطابقت عالی با روش عددی اعمال شده مشاهده می شود.

٨۴۵



نتايج نهايي

در این قسمت این معادلات را برای نوعی روغن که در مبدلهای حرارتی مورد استفاده قرار می گیرد و مشخصات آن در کتاب اینکروپرا [۱۰] آورده شده است محاسبه کردهایم و از اطلاعات جدول برای مدلسازی متغير بودن لزجت استفاده شده است. دماى ورودى روغن ۳۰۰ درجه کلوین و دمای بخار آب درون لولهها ۳۷۳ درجه كلوين فرض شده است. اثرات تلفات لزجت نيز در نظر گرفته شده است. مقدار عدد پرانتل در دمای ورودی ۶۴۰۰ است که این عدد پرانتل بالا باعث دیرتر همگرا شدن معادله انرژی می شود. چیدمان لولهها ۲X۲ بوده و شرایط ورودی و مرزی و هندسی کاملاً مانند قسمت قبل می باشد. این بار نیز ابتدا برای لولههای صلب و بدون خروج از مرکز مسئله را حل کردهایم. در شکل (۱۲) نمودار افت فشار در طول عبور از لولهها نمایش داده شده است. در اینجا نیز با افزایش عدد رینولدز افت فشار کمتر می شود. نکته جالب توجه این است که افت فشار بی بعد -در این حالت کمتر از حالت لزجت ثابت بدست می ΔP آید. علت آن هم تغییر لزجت و نیروهای برشی در کنار

دیوارههاست که به این ترتیب نقش نیروهای لزج در افت فشار کمتر می شود.

در شکل(۱۳) به ترتیب از بالا به پایین خطوط جریان برای خروج از مرکزهای ۱/. و ۱۵/. قطر لولهها، خطوط همتاوایی برای خروج از مرکزهای ۱۵/. و ۲۲/. قطر لولهها و خطوط همدما برای خروج از مرکزهای ۲۲/. و ۲۵/. قطر لولهها برای رینولدز برابر ۴۸۰ رسم شده است.



شکل ۱۲: افت فشار در طول دسته لوله برای لزجت متغیر.

O(

خطوط جريان



خطوط هم تاوايي



خطوط هم تاوایی شکل ۱۳ : خطوط جریان، هم تاوایی و هم دما برای رینولدز ۴۸۰ و خروج از مرکز های متفاوت برای لزجت متغیر.



خطوط هم دما ادامه شکل ۱۳ : خطوط جریان، هم تاوایی و هم دما برای رینولدز ۴۸۰ و خروج از مرکز های متفاوت برای لزجت متغیر.

> تفاوت عمدهای در شکل خطوط دما ثابت در این نمودارها با نمودارهای قسمت قبل که برای پرانتلهای کوچکتر که آزمایشهای تجربی آنها برای هوا بود دیده میشود. خطوط همدما در این حالت به علت عدد پرانتل بزرگ خاصیت پخش به حداقل رسیده و خواص جابجایی به شدت غالب است چرا که عدد پکلت بسیار بزرگ و از مرتبه ^۶۰۴ است و معادله انرژی در این حالت با ناچیز بودن $0^2 \frac{1}{pe}$ به شکل معادله موج میل میکند، یعنی اگر اتلافات لزجت نیز کم باشد، معادله انرژی به معادله زیر میل میکند.

$$u\frac{\partial\theta}{\partial x} + v\frac{\partial\theta}{\partial y} \approx 0$$

(٢٠)

که یک معادله موج است. همانطور که از نمودارها نیز پیداست خطوط همدما خیلی دیر به خطوط تقارن بالا و پایین میرسند. و به شدت خاصیت نفوذ به جریان پایین دست دارند و این نشانه پایین بودن خاصیت هدایت در اعداد پرانتل بزرگ است.

با افزایش عدد رینولدز و با قویتر شدن ترمهای جابجایی این پدیده بیشتر نمایان میشود.

در شکل (۱۴) نمودار تغییرات افت فشار برای یک خروج از مرکز ثابت با تغییرات رینولدز کشیده شده که با افزایش رینولدز مانند قبل افت فشار کاهش مییابد که به علت میل جریان به سمت جریان غیرلزج است، چرا که در جریان غیرلزج رینولدز بی نهایت است و افت فشار نیروهای لزجت، صفر میباشد. در نمودار (۱۵) نیز تاثیر مقدار خروج از مرکز بر افت فشار در عدد رینولدز ثابت و

برابر با ۶۶۲ مورد مطالعه قرار گرفته است که در این حالت افت فشار با افزایش خروج از مرکز افزایش مییابد. این افزایش افت فشار بی بعد نسبت به افزایش افت فشار در حالت لزجت ثابت کمتر است.



شکل ۱۴: افت فشار در طول دسته لوله برای لزجت متغیر در خروج از مرکز ۱۵/۰ قطر.

در نمودار (۱۶) میزان تغییرات U، ضریب انتقال حرارت کلی نسبی، برای رینولدزهای مختلف در حالت خروج از مرکز ثابت رسم شده است. تغییرات U در این حالت با رینولدز خطی میباشد، اما شیب این خط از حالتی که برای هوا در قسمت پیش انجام دادیم بیشتر است و این یعنی در اعداد پرانتل بالا که خاصیت هدایت ناچیز است و جابجایی مهمتر است، افزایش عدد رینولدز با شیب بیشتری نرخ انتقال حرارت را افزایش میدهد.



شکل۱۵ : افت فشار در طول دسته لوله برای لزجت متغیر در خروج از مرکز های متفاوت برایRe=۶۶۲ .



شکل۱۶ : ضریب انتقال حرارت کلی نسبی برای رینولدزهای مختلف در خروج از مرکز ۱۵/۰ قطر .

در نمودار (۱۷) میزان تغییرات U با افزایش میزان خروج از مرکز رسم شده است. برخلاف حالتی که برای پرانتلهای کم وجود داشت این بار این تغییرات خطی نبوده و شیب آن با افزایش خروج از مرکز از ۰/۲ رو به کاهش می گذارد و این یعنی نسبت افزایش انتقال حرارت برای لولههای انعطاف پذیر به لولههای صلب در حالت لزجت متغیر برای پرانتلهای کمتر، بیشتر است.

در شکل (۱۸) میزان افت فشار بی بعد ΔP کلی برای اعداد رینولدز متفاوت در حالت لزجت متغیر برای دسته لولههای صلب و انعطاف پذیر با هم مقایسه شدهاند. همانطور که از این شکل مشخص است میزان افت فشار به خصوص در رینولدزهای پایین که تاثیرات نیروی لزجت بیشتر است برای دسته لولههای انعطاف پذیر بیشتر است و

در رینولدزهای بالاتر این اختلاف کمتر میشود و میتوان گفت که افت فشار در حالت لولههای انعطاف پذیر حدود ۱۰ درصد بیشتر از لولههای صلب است.



شکل۱۷ : ضریب انتقال حرارت کلی نسبی برای رینولدز ۴۸۰ در خروج از مرکز های متفاوت .



شکل ۱۸ : ضریب افت فشار بی بعد در دسته لوله های صلب و انعطاف پذیر برای لزجت متغیر.



شکل۱۹ : ضریب انتقال حرارت کلی نسبی در دسته لوله های صلب و انعطاف پذیر برای لزجت متغیر.

: ضريب انتقال حرارت خارجي لولهها

: ضریب افت فشار (اصطکاک)

: ضريب كالبرن اصلاح شده

: ضریب هدایت حرارتی

: تعداد لولهها در هر رديف

: عدد اولر

: ضريب كالبرن

: فشار استاتیکی

: افت فشار بیبعد

[:] نرخ انتقال حرارت

[:] عدد پرانتل

[:] عدد رينولدز

دما

[:] عدد استروهال

دمای دیواره لوله دما

سرعت سيال آزاد

جرم حجمى

ضريب لزجت

تابع جريان

تابع تلفات لزحت

جزء سرعت در جهت X

ضريب انتقال حرارت كلى

جزء سرعت در جهت y

: ضريب لزجت روى ديواره لولهها

Eu

f

ho

i'

jb

Κ

Ν

Р

ΔP Pr

Q

Re

S

Т

Tw

u

U

Uo

v

Ψ

ω

θ

α

φ

در شکل (۱۹) ضریب انتقال حرارت کلی نسبی برای اعداد رینولدز متفاوت در حالت لزجت متغیر برای دسته لوله-های صلب و انعطاف پذیر با هم مقایسه شدهاند. همانطور که مشاهده می کنید میزان این ضریب برای دسته لوله-های انعطاف پذیر بیشتر است و میتوان گفت که ضریب انتقال حرارت در حالت لولههای انعطاف پذیر بین ۲۰ تا انتقال حرارت در حالت لولههای انعطاف پذیر بین ۲۰ تا افزایش بسیار قابل توجه می باشد.

نتيجهگيري

مبدلهای حرارتی با لولههای تفلونی انعطاف پذیر نه تنها در برابر خوردگی بسیار مقاوم بوده و در دماها و فشارهای بالا قابل استفاده می باشند، بلکه ارتعاش لوله-های آنها باعث افزایش نرخ انتقال حرارت می شود که این بسیار مطلوب است. از طرفی به علت سبک بودن تفلون نسبت به فلزات، وزن مبدل کمتر شده و همچنین در این نوع مبدلها ارتعاشات باعث خرابی لولهها نمی شود و صدای ناهنجار نیز که در حالت تشدید برای لولههای فلزی شنیده می شود، در آن وجود ندارد. این نوع مبدلها می-توانند جایگزین بسیار مناسب برای مبدلهای حرارتی با لولههای صلب باشند.

فهرست علائم

C_p : گرمای ویژه در فشار ثابت C_v : گرمای ویژه در حجم ثابت d : لولهها Ec : عدداکرت

مراجع

- 1 Michaelids, E. E., Chang, Y. and Bosworth, R.T. (1986). "Heat transfer coefficients and friction factors for banks of flexible tube in cross flow." *Proc*, 8th int, Heat Transfer Conf., Vol. 6, PP. 2757-2762.
- 2 Muller, A. C. (1983). *Experimental data and correlations for tube banks, for Low Reynolds Number Heat Exchanger Design*. Hemisphere, Washington , DC.
- 3 Kakak, S., Bergles, A. E. and Mayinger, F. (1981). Heat Exchangers, Hemisphere, Washington, DC.
- 4 Antonopoulos, K.A. (1985). "Heat transfer in tube banks under condition of turbulant inclined flow." *Int., J., Hear Mass Transfer 28,* PP. 1645-1656.
- 5 Dhaubhadel, M. N., Reddy, J. N. and Telionis, D. P. (1986). "Heat transfer for in-line bundle of cylinders in cross-flow." *Int., J. Non-linear* Mech.21, PP. 361-374.

واژه های انگلیسی به ترتیب استفاده در متن

- 6 Telionis, D. P. and Romaniuk, M. S. (1977). "Velocity and temprature streaming in oscillating boundary layers." *AIAA J.6*, PP. 488-494.
- 7 Chang, Y. (1988). *Heat and momentum transfer of flexible tube banks in cross flow*. PhD Dissertation, University of Delaware.
- 8 Zukauskas, A. A. (1972). "Heat transfer from tube in cross flow." Advanced Heat Transfer, Vol. 8, PP. 93-160. Academic Press. NewYork.
- 9 Pressure Loss during Cross Flow of Fluid with Heat Transfer over Plain Tube Banks Without Baffles Engineering Service Data item No.74040. 1974.

10 - Incropera, F. P. and De Witt, D. P. Introduction to Heat Transfer.

1 - Vorticity Transport