دراسة تحليلية وعددية لانتقال الكتلة والحرارة للغازات والسوائل في سريان تايلور كوات بوازوي

Analytical and numerical study of heat and mass transfers of gases and liquids in the Taylor-Couette-Poiseuille flow.

مدرس مراد [1]، احدان مليكة [2]، غزال عبد الرحمان [3]

[1] Laboratory of Industrial Fluids, Measurements and Applications (FIMA) UDBKM, 44225, Ain Defla,., Algeria, mourad.moderres@univ-dbkm.dz
[2]University yahia fares medea ,Algérie, m.ihdene@uyfm.dz
[3]Theoretical and Applied Fluid Mechanics Laboratory, El aliya 32, University of technology and scences of Houari Boumediene, Algiers , a.ghezal@usthb.dz

تاريخ الإرسال: 2024/06/11 **تاريخ النشر: جوان2024**

ملخص:

نقدم في هذا العمل دراسة تحليلية وعدديّة لتأثير الأسطوانة الدوّارة على انتقال الحرارة والكتلة في الفضاء الحلقي بين اسطوانتين متحاورتين مع سير محوري مفروض. تتميز الأسطوانة الداخلية الدوّارة بدرجة حرارة ثابتة، أعلى من درجة حرارة السائل. يتم استخدام نظام الفروق المحدودة للحلّ تمّ أخذ قيمتين من عدد شميدت بعين الاعتبار؛ عدد صغير للغازات وعدد كبير للسوائل. ويتراوح عدد تايلور من صفر إلى 140. أظهرت النتائج أنه في حالة الغاز وفي غياب الدوران تكون الخطوط الحرارية المتساوية القيمة متوازية وتنخفض درجة الحرارة بشكل قطري. تم تحديد تغير التركيز بالقرب من جدار الأسطوانة غير المنشطة. نلاحظ أنه عندما يزداد الدوران فإن قيمة التركيز تنخفض داخل الدوامة. بالنسبة للقيم الكبيرة لعدد تايلور نلاحظ وجود خطوط حرارية مغلقة ناتجة عن وجود الدوامة. تتطور خطوط مجالات التركيز في تطابق مع الطبقة الحدودية. نلاحظ أن وجود الدوامة هو المسؤول عن عدم انتظام خطوط مجالات الحرارة والتركيز.

الكلمات المفتاحية: سريان تايلور كوويت بوازوي، انتقال حراري ومادي. الفروق المحدودة

Abstract:

We present an analytical and numerical study of the effect of a rotating cylinder on the transfer of heat and mass in the annular space between two coaxial cylinders with imposed axial flow. The inner rotating cylinder maintains a constant temperature, higher than the temperature of the fluid. The finite difference method is employed for the solution, considering two limiting values of the Schmidt number; a small number for gases and a large number for liquids. The Taylor number ranges from zero to 140. The results indicate that in the case of gas and in the absence of rotation, the isothermal lines are parallel and the temperature decreases radially. Changes in concentration are identified near the inactive cylinder wall. It is noted that as rotation increases, the concentration decreases inside the vortex. For large values of the Taylor number, closed thermal lines resulting from the presence of the vortex are observed. Concentration field lines evolve in accordance with the boundary layer. The presence of the vortex is responsible for the irregularity of the thermal and concentration field lines.

Keywords: Taylor Couette-poiseuille flow. Thermal and mass transfer. Finite differences

المؤلف المرسل: مدرس مراد ، ***الإيميل المهني:*** mourad.moderres@univ-dbkm.dz

مقدمة:

يعد تدفق تايلور كويت المضاف إليه التدفق المحوري نموذجًا ديناميكيًا مهمًا جدًا في التطبيقات الهندسية المختلفة. هذا التدفق ناتج عن التدفق الدوراني القسري 'التدفق البوازي' و'التدفق الدائري' للأسطوانة الدوارة. في هذه الدراسة تم إنشاء التدفق بواسطة كثافة متدرجة ناتجة عن تدرج في درجة الحرارة فقط أو تدرج في درجة الحرارة والتركيز. في حالة تواجد قوى حرارية و اذابية في نفس الاتجاه يكون الحمل الحراري متعاونا وفي الحالة المعاكسة يكون الحمل الحراري متعارضا. ويستخدم الحمل الحراري التركيزي في تبريد دوارات المحركات الكهربائية، فصل الغاز عن الغاز، الغاز عن السائل، السائل عن السائل، استخلاص جميع الزيوت في المحاليل المائية في صناعة البترول، تخزين النفايات النووية، تشتيت الملوثات الكيميائية في طبقات المياه الجوفية. حدد اوستراش (Ostrach, 1983) النماذج المختلفة للحمل الحراري و التي يمكن التعرف عليها من خلال منحى تدرج الحرارة والتركيز.

إن معظم الدراسات المرجعية التي تعرضت للحمل المزدوج المتواجد بكثرة في الهياكل المستطيلة، من بينها ليي وآخرون (J Lee *et al.*, 1988) وكذلك سانغ و آخرون (Sung *et al.*, 1993). وأشار إلى بعض الدراسات الرئيسية في هذا الصدد ليي وآخرون(Jinho Lee *et al.*, 2000) و (Jinho Lee *et al.*, 1999) . وانغ وآخرون (Wang *et al.*, 1990) ، تم دراسة الحمل الحراري الناتج عن قوى الطفو بشكل تجريبي في حاويات مائلة ذات نسبة عرض إلى ارتفاع منخفضة. تم فحص تكوينات التدفق الثابت ثنائي الأبعاد المصحوب بالحرارة والنقل الجماعي في تجويف ضحل يحركه غطاء مع غطاء متحرك مسخن وغطاء متحرك مبرد، تم فحصها رقميًا في سياق هندسة العمليات للتجفيف من طرف أليبورن و آخرون *(*Alleborn *et al., 1999)* -

يعتبر الحمل الحراري المزدوج في الدراسات الفضائية الحلقية قليلا نسبيًا. تم إجراء دراسة عددية من طرف شيب وآخرون (Shipp *et al.*, 1993)، تتعلق بالانتشار الصفائحي المزدوج الطبيعي في الفضاء الرأسي الحلقي المحصور بقيم درجة حرارة وتركيز ثابتة. تشير النتائج إلى أن نسبة القوى الحجمية هي الخاصية الرئيسية التي تحدد بنية التدفق. في وقت لاحق، قام نفس المؤلفين بدراسة تأثير عدد رايلي الحراري وعدد لويس على الحمل الطبيعي المزدوج المنتشر في مساحة حلقية محصورة. تشير النتائج إلى أن رقم رايلي الحراري وعدد لويس أثرا على نسبة الطفو التي حدث فيها تحول وانعكاس التدفق.

تم إجراء حسابات محددة للخصائص الفيزيائية المناسبة لتصلب القصدير المحتوي على الرصاص . تشير النتائج إلى أن معيار الاستقرار وعدم الاستقرار يختلف بشكل كبير عن معيار التدرج الصافي للكثافة المحايدة .بالنسبة لتدرج درجة الحرارة في السائل بمقدار 200 كلفن/سم وللسرعات في النطاق من 1 إلى 40 ميكرومتر/ثانية، كوريال و آخرون (Coriell *et al.*, 1980)-

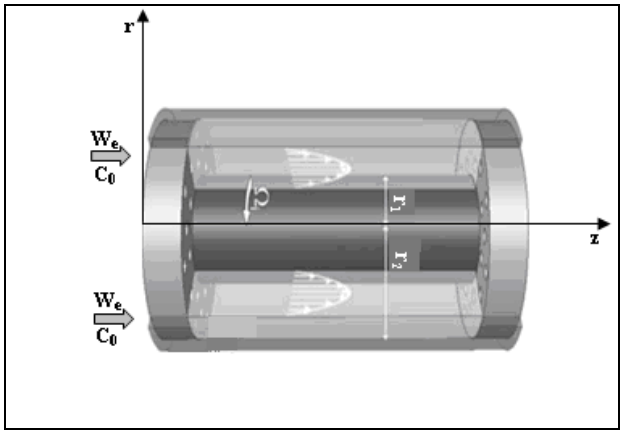
تناول بحث أولعيد و آخرون (Oulaid *et al.*, 2010)، دراسة عددية لتأثيرات قوى الطفو على التدفق الصفائحي للهواء الرطب في حالة تصاعدية وثابتة في قناة عمودية متوازية .يتم ترطيب الصفائح بطبقة رقيقة من الماء السائل ويتم الحفاظ عليها عند درجة حرارة ثابتة أقل من درجة حرارة الهواء الداخل إلى القناة .تم استخدام نموذج بيضاوي كامل ثنائي الأبعاد، مرتبط بافتراض بوسينسق Boussinesq، لمراعاة الانتشار المحوري .يعتمد حل هذا النموذج الرياضي على طريقة الحجم المحدود ويتم التعامل مع اقتران السرعة والضغط بواسطة خوارزمية سامبلرSIMPLER - أظهرت النتائج الرقمية أن قوى الطفو لها تأثير معنوي على المجالات الهيدروديناميكية والحرارية والكتلية.

في الدراسة التي قام بها عبد الحكيم و آخرون (Hakeem *et al.*, 2019)، تم تحليل تأثير مصدر الحرارة/المصرف الموحد على تدفق الموائع النانوية من الدرجة الثانية على لوح ممتد مدمج في وسط دراسي مسامي مع تشوه مرن .تم أخذ ظروف حدود الانزلاق الجزئي والتدفق الحراري والتدفق الكتلي بعين الاعتبار .يتم تطبيق المجال المغناطيسي في اتجاهات مختلفة صالحي و آخرون (Salehi *et al.*, 2020)، في هذه الدراسة تم دراسة الجريان وانتقال الحرارة لتدفق الموائع النانوية المضغوطة الهيدروديناميكية المغناطيسية بين لوحين متوازيين لا نهاية لهما .السائل عبارة عن خليط متساوٍ من

الإيثيلين جلايكول والماء .ناقش هذا البحث الجسيمات النانوية الهجينة بينما الجسيمات هي Fe_3O_4و MoS_2وقد تمت مقارنة النتائج بالطريقة الرقمية وتم ذكرها بالأرقام .تم حساب تأثير عدد هارمان، المائع الأساسي، رقم الانضغاط، ومصدر الحرارة على الجريان وانتقال الحرارة. قام ماجودورا و آخرون (Magodora et al., 2022) بحل المعادلات الرقمية لتدفق الموائع النانوية الهيدرومغناطيسية عبر الصفائح المتوازية شبه اللانهائية حيث يفترض أن الإشعاع الحراري والتفاعل الكيميائي موجودان وهامان .الهدف هو إعطاء نظرة ثاقبة حول الآليات المهمة التي تؤثر على تدفق السائل النانوي الموصل كهربائيًا بين الصفائح المتوازية، الخاضعة لتفاعل كيميائي متجانس وإشعاع حراري.

كومار و آخرون (Kumar et al., 2023)، تم دراسة تدفق الحمل الحراري ثنائي الأبعاد ثنائي الانتشار لمائع نانوي هجين في وسط مسامي مقلوب على شكل حرف T تشتمل المعادلات الحاكمة على نموذج دارسي فورشهايمر- برينكمان Forchheimer-Brinkman المعمم بالإضافة إلى معادلات الحرارة والنقل الجماعي .علاوة على ذلك، تم استخدام نهج العناصر المحدودة للمحاكاة الرقمية للنموذج الرياضي المتطور على نطاق واسع من المعلمات المؤثرة ذات الصلة، بما في ذلك نسبة الطفو(N) ، ورقم لويس(Le) ، ورقم دارسي(Da) ، وقيمة المسامية (ε) كدالة لعدد رايلي (Ra) -

يتعلق هذا العمل بدراسة عددية لانتقال الحرارة والكتلة لتدفق في سريان صفائحي من نوع تايلور بوازوي كوويت في فضاء حلقي. شكل [1].



الشكل 1: رسم تخطيطي سريان تايلور كوات بوازوى

2 ـ المعادلات الرياضيه

تم الحصول على المعادلات باستخدام المتغيرات المعرفة كما يلي:

$$u^*=\frac{u}{w_e};\quad v^*=\frac{v}{w_e};\quad w^*=\frac{w}{w_e};\quad C^*=\frac{C-C_0}{C_2-C_0};\quad \Theta^*=\frac{T-T_0}{T_0};$$

$$r^*=\frac{r}{R_2};\quad z^*=\frac{z}{R_2};\quad t^*=\frac{tw_e}{R_2};\quad \Pi^*=\frac{\Pi}{\rho w_e^2}$$

معادلات الحركة والحرارة والتركيز تكتب كما يلي:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial r}-\frac{v^2}{r}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{\partial \Pi}{\partial r}+\frac{1-\eta}{Re_a}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}-\frac{u}{r^2}\right)+\frac{1}{(1-\eta)R^2 e_a}\left(Gr_T\Theta+Gr_C C\right) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{vu}{r}+w\frac{\partial v}{\partial z}=\frac{1-\eta}{Re_a}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}-\frac{v}{r^2}\right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial r}+w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial \Pi}{\partial z}+\frac{1-\eta}{Re_a}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial r}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t}+u\frac{\partial C}{\partial r}+w\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{1-\eta}{Sc\,Re_a}\left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial C}{\partial r}+\frac{\partial^2 C}{\partial z^2}\right) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t}+u\frac{\partial \Theta}{\partial r}+w\frac{\partial \Theta}{\partial z}=\frac{1-\eta}{Pr\,Re_a}\left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial \Theta}{\partial r}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}\right) \quad (2.5)$$

$d = R_2 - R_1$

$\eta=\frac{R_1}{R_2}$

الوحدات المرجعية هي شعاع الأسطوانة الخارجية للطول، وسرعة مدخل حقن السائل للسرعة، التركيز، درجة الحرارة الأولية للسائل.

تعتمد مشكلة الحمل الثنائي في الفضاء الحلقي على خمس معاملات باستخدام تقريب بوسينسك

$Gr_T=\frac{g\beta_T d^3(T_1-T_0)}{\nu^2}$

$Gr_C=\frac{g\beta_C d^3(C_2-C_0)}{\nu^2}$

$Re_a=\frac{w_e d}{\nu}$ $Sc=\frac{\nu}{D}$ $Pr=\frac{\nu}{\alpha}$

3- الشروط الابتدائية والحدية

الشروط الابتدائية:

$$\begin{aligned} u(r,z,0)&=0\\ v(r,z,0)&=0\\ w(r,z,0)&=0\\ p(r,z,0)&=0\\ C(r,z,0)&=0\\ \Theta(r,z,0)&=0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

الشروط الحدية

الديناميكية:

$r=\eta \quad z\geq 0 \quad u(\eta,z,t)=0$

$w(\eta,z,t)=0$

$v(\eta,z,t)=v_p$ (3.2)

$r=1 \quad z\geq 0 \quad u(1,z,t)=0$

$w(1,z,t)=0$

$\eta<r<1 \quad z=0 \quad u(r,0,t)=0, w(r,0,t)=1$

الحرارية:

$r=\eta \quad z>0 \quad \Theta=1/3$

$r=1 \quad z>0 \quad \frac{\partial \Theta}{\partial r}=0$ (3.3)

$\eta<r<1 \quad z=0 \quad \Theta=0$

التركيزية:

$r=\eta$	$z\rangle 0$	$C=0$
$r=1$	$z\rangle 0$	$C=1$
$\eta\langle r\langle 1$	$z=0$	$C=1$

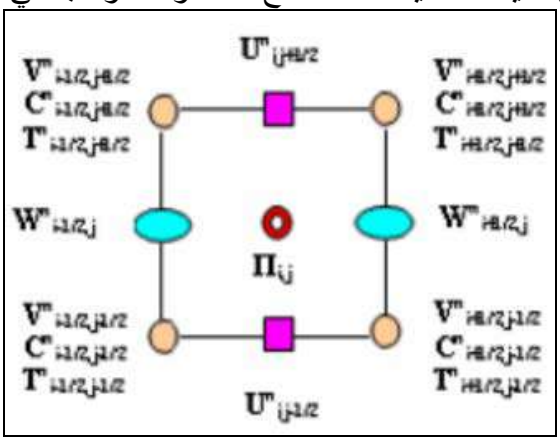
(3.4)

عند المخرج:

$$z=L \qquad \frac{\partial v}{\partial z}=\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{\partial c}{\partial z}=\frac{\partial \Theta}{\partial z}=0 \qquad (3.5)$$

4- الطريقة الرقمية

تم استخدام طريقة الفوارق المحدودة التي استعملت من طرفر. بيري (Peyret, 1976) و غزال و الآخرون (Ghezal et al., 1992) وكذلك من طرف نيلد وآخرون (Nield *et al*.) في عام 1999.
تم تقسيم مجال الحسابات إلى خلية مستطيلة ذات أضلع كما هو معمول به في خلية ماك شكل 2.



الشكل 2: خلية ماك

5.الطريقة التحليلية

5-1- مبدأ الطريقة

في هذه الدراسة استعملنا في حل المعادلات على نظام مفهوم التدفق الموازي، يعتمد مفهوم التدفق الموازي على افتراض أنه في الفضاء الحلقي ذي الامتداد الكبير، يكون التدفق موازيًا بالنسبة للجدران الطويلة للفضاء الحلقي. وهذا يجعل من الممكن إهمال المركبة العمودية للسرعة أمام المركبة الأفقية وعليه.

$$W(r,z)=W(r) \qquad (5.1.a)$$

$$U(r,z)=0 \qquad (5.1.b)$$

تم تعريف عبارة الحرارة والتركيز بحدين الأول يعبر عن التغير الخطي بالنسبة للمحور والثاني يعبر عن التغير بالنسبة للشعاع كما يلي:

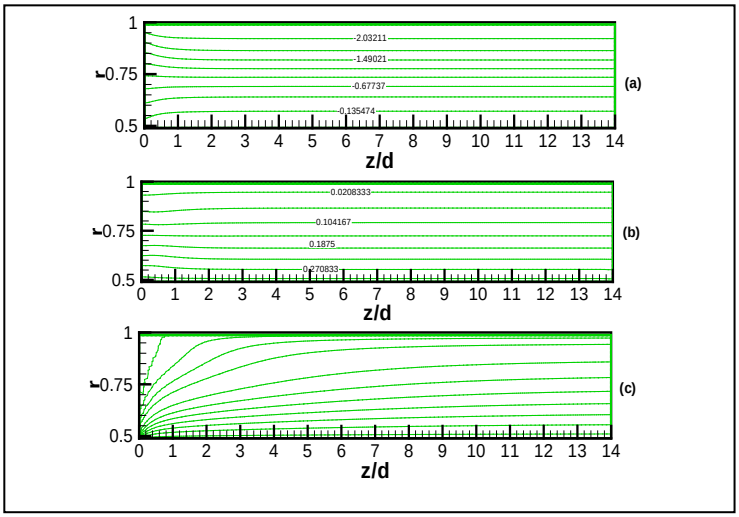
$$\theta(r,z)=C_T.z+\theta_r(r)$$

$$C(r,z)=C_S.z+C_r(r)$$

حيث: c_T و C_S

ثوابت تعبر على التوالي عن التدرج الحراري والتركيزي. باعتماد هذا التقريب، يمكننا الحصول على نتائج عددية، تم الحصول عليها عن طريق حل نظام المعادلات (1.2) و(2.2) و(3.2) من اجل: $\eta=0.5,\ \Gamma=14..Ta=0,\ Sc=0.7,\ Re=50$

من خلال فحص هذه النتائج العددية، يمكننا ملاحظة أنه بالنسبة لنسبة العرض إلى الارتفاع الكبيرة نسبيًا، فإن بنية الصورة توضح ملامح التدفق والتركيز ودرجة الحرارة بوضوح التوازي بين الخطوط الحالية في الجزء المركزي من الفضاء الحلقي والتقسيم الطبقي الخطي لدرجة الحرارة والتركيز. هذه التنبؤات الرقمية هي أساس مفهوم التدفق الموازي المستخدم في هذا القسم.



الشكل 3: (ا) خطوط متساوية الانسياب (ب) خطوط متساوية الحرارة (ج) خطوط متساوية التركيز
(C_i=1)For Ta=0, Sc=0.7, Re=50, $\Gamma = 14$ et η=0.5

2.5 المعادلات المؤسسة.

باستخدام التقريب للسرعة (1-5) والحرارة والتركيز في المعادلات القاعدية نحصل على نظام المعادلات التفاضلية الآتي:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\left[\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial W}{\partial r}\right] \qquad (5.2.a)$$

$$wC_T = \frac{1}{\mathrm{Pr}.\mathrm{Re}}\left[\frac{\partial^2 \theta_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \theta_r}{\partial r}\right] \qquad (5.2.b)$$

$$wC_S = \frac{1}{Sc.\mathrm{Re}}\left[\frac{\partial^2 C_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial C_r}{\partial r}\right] \qquad (5.3.c)$$

$$W(r) = -\frac{A_0\,\mathrm{Re}}{4}r^2 + K_1 \ln r + K_2 \qquad (5.4.a)$$

$$C_r(r) = -K_S\left[\frac{r^2}{4} - \frac{r^4}{16} - \frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\left(\frac{r^2}{4}\ln r - \frac{3}{4}r\right)\right] + K_1'\ln r + K_1'' \qquad (5.4.b)$$

$$\theta_r(r) = -K_\theta\left[\frac{r^2}{4} - \frac{r^4}{16} - \frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\left(\frac{r^2}{4}\ln r - \frac{3}{4}r\right)\right] + K_2'\ln r + K_2'' \qquad (5.4.c)$$

باستخدام الشروط الحدية (2.3) نحصل على:

$$W(r)=\left(1-r^2-\frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\ln r\right) \qquad (5.5.a)$$

$$C(z,r)=1+C_S.z+Sc.Re.C_S.\left[\frac{r^2-\eta^2}{4}-\frac{r^4-\eta^4}{16}-\frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\left(\frac{r^2}{4}\ln r-\frac{\eta^2}{4}\ln\eta-\frac{3}{4}(r-\eta)\right)\right]-\frac{\ln\left(\frac{r}{\eta}\right)}{\ln\left(\frac{1}{\eta}\right)}\left\{1+Sc.Re.C_S.\left[\frac{1-\eta^2}{4}-\frac{1-\eta^4}{16}+\frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\left(\frac{\eta^2}{4}\ln\eta+\frac{3}{4}(1-\eta)\right)\right]\right\} \qquad (5.5.b)$$

$$\Theta(z,r)=\frac{1}{3}+C_T.z+C_T.\Pr.\mathrm{Re}.\left[\frac{r^2-\eta^2}{4}-\frac{r^4-\eta^4}{16}-\frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\left(\frac{r^2}{4}\ln r-\frac{\eta^2}{4}\ln\eta-\frac{3}{4}(r-\eta)\right)\right]-\frac{1}{2}C_T\,\Pr.\mathrm{Re}.\ln\left(\frac{r}{\eta}\right).\left(\frac{1}{2}+\frac{1-\eta^2}{\ln\eta}\right) \qquad (5.5.c)$$

6.النتائج والمناقشة

في حالة القوى الحرارية والتركيزية التي تعمل في الاتجاهين المتعاكسين حيث تهيمن قوى التركيز في السيلان. نأخذ القيم: $\eta=0.5$،$Pr=0.7$،$Re=50$،$Ta=200$،$C_I=1$،$N=-5$

أن غالبية الأعمال التجريبية تستخدم في المقام الأول الغازات أو المحاليل المائية لوجود فرق مهم بين الانتشارية الحرارية والتركيزية.

1.6. تأثير عدد رينولدز (Reynolds)

1.1.6.مقارنة النتائج التحليلية والرقمية

تم إيجاد الحل التحليلي لحالة الأسطوانة الداخلية المنشطة، والتي تتوافق مع نظرية التدفق الموازي في الحالة بدون دوران، ويشار إليها في الأشكال بخطوط مميزة، في حين يتم تمثيل النتائج الرقمية بالرموز. هذا بالنسبة لقيم شميدت Schmidt المنخفضة المناسبة لحالات الغازات والقيم الكبيرة نسبياً المناسبة لحالات السوائل.

بالنسبة للأعداد المنخفضة لقيم شميدت Schmidt نلاحظ أن التركيز يتناقص بشكل خطي تقريبًا وفقًا لتغير الشعاع مما يدل على وجود طبقية في صفائح السائل.

أما بالنسبة للأعداد الكبيرة لقيم شميدت Schmidt المطابقة للسوائل. تمثل المنحنيات قيم مقاربة لتلك التي تؤول إليها قيمة تركيز الجدار المنشط. كما يلاحظ أن قيم التركيز تزداد بشكل متزايد مع زيادة عدد شميدتSchmidt . نشير هنا إلى وجود تطابق كبير بين النتائج الرقمية والتحليلية.

2.1.6 .التأثير على نقل الحرارة والمادة

يوضح (الشكل 5)، تأثير الجريان المحوري على آلية انتقال الحرارة والكتلة في حالة الغازات.
نلاحظ أن التركيز يكون كبيرا عند مدخل الأنبوب ويتناقص باتجاه المخرج بطريقة تقاربية.
يلاحظ أيضًا أن هذه القيم التقاربية تزداد بزيادة العدد رينولدز Reynolds.

3.1.6.التأثير على بنية التدفق

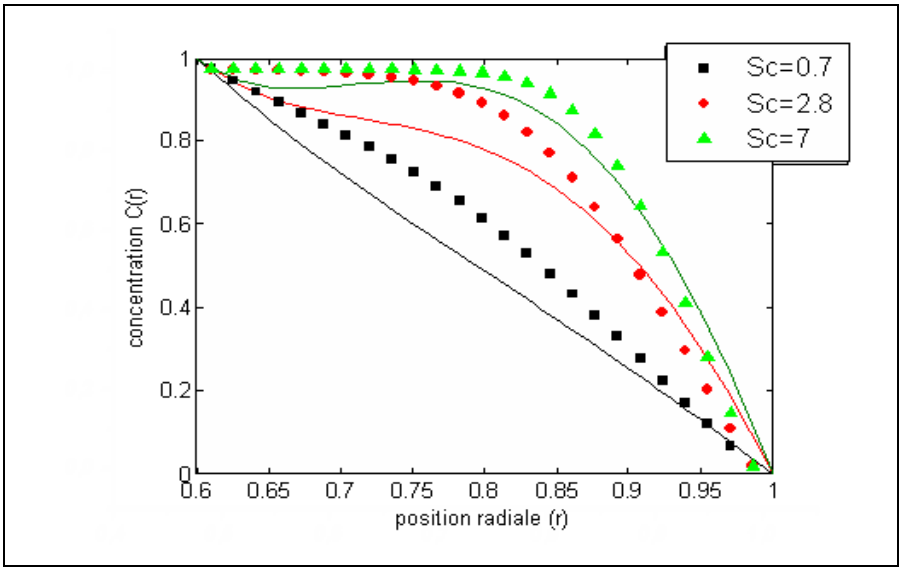
يوضح (الشكل 6)، النتائج الرقمية التي تم الحصول عليها للحالة. حيث يكون: Ta=200, Pr=0.7, Sc=0.7 η=0.5.

يتميز بوجود دوامات قادرة على الدوران في اتجاه عقارب الساعة أو عكس اتجاه عقارب الساعة. يكون الحمل الحراري مكثفًا نسبيًا، مما يفسح المجال لتشوه مهم في خطوط متساوية الحرارة وخطوط متساوية التركيز. وبزيادة عدد رينولدز Reynolds، يلاحظ أن الدوامات تبدأ في التحرك نحو اتجاه مجرى الخروج حتى الاختفاء النهائي عند بلوغ العدد رينولدز Reynolds لقيمة 600.

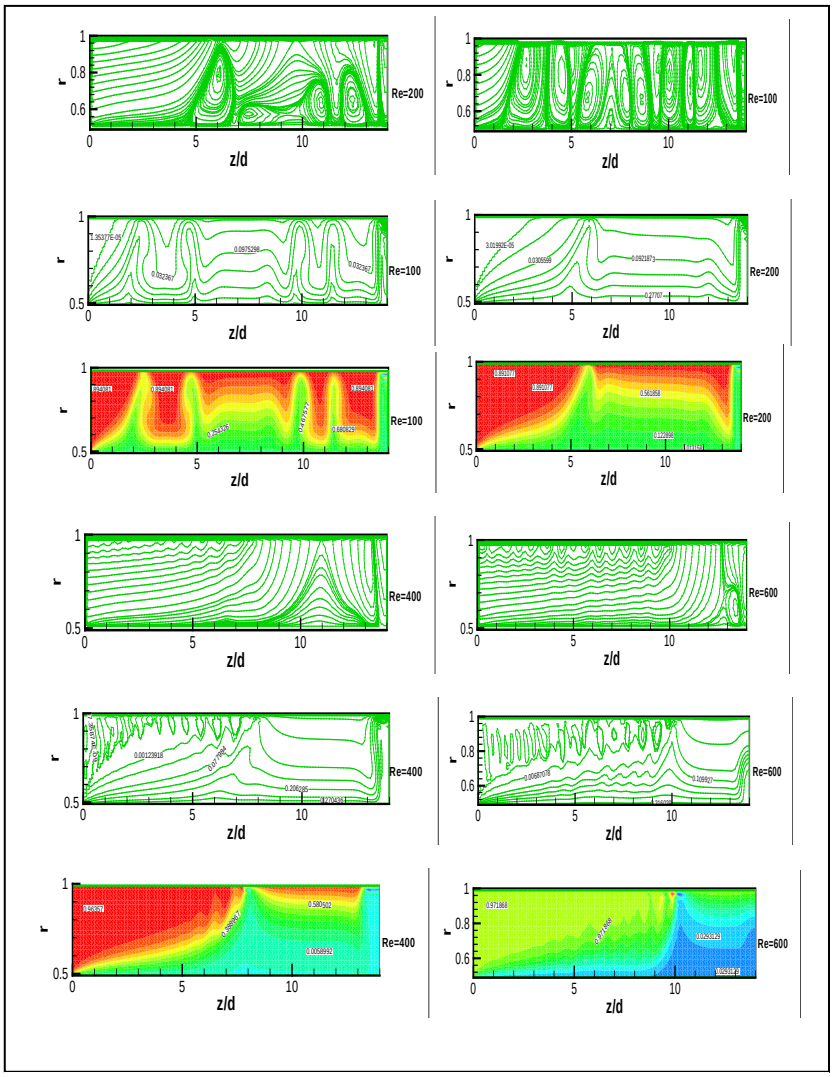
كما يلاحظ أيضًا أنه عندما يصبح الحمل الحراري شديدًا، يصبح نقل الحرارة والكتلة أكثر أهمية. تتوافق هذه النتائج مع النتائج التي توصل إليها العديد من المؤلفين فيما يتعلق بالحمل الحراري المزدوج المنتشر في القنوات.

مثلما تظهر حالات عدم الاستقرار الهيدروديناميكي داخل التدفق عند بلوغ العدد رينولدز Reynolds لقيمة 400، وخاصة في الأماكن القريبة جدا من الجدار الخامل للفضاء الحلقي، مما يعني أن التدفق يمر من التدفق الانسيابي بدوامات نحو التدفق المضطرب.

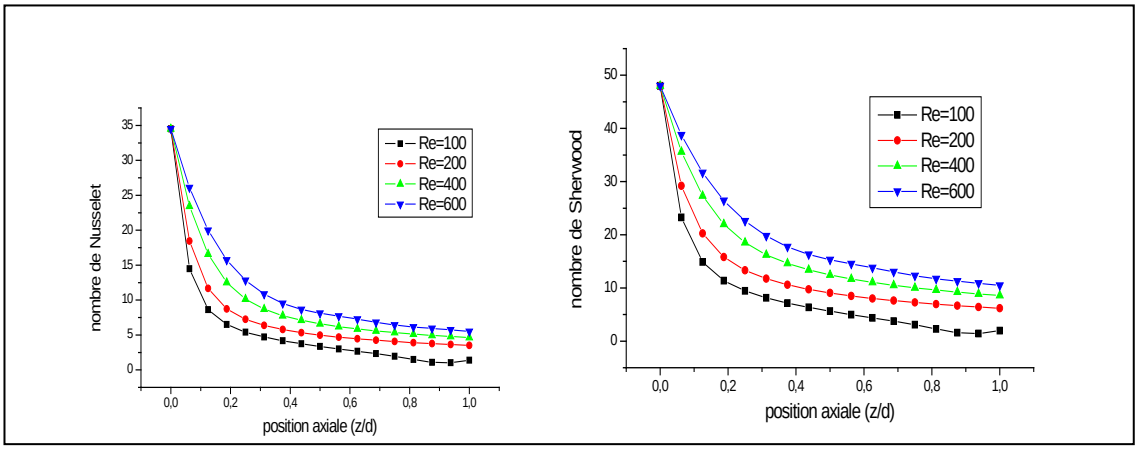
أما بالنسبة للخطوط المتساوية الحرارة فيلاحظ تشوه هذه الخطوط والذي يكون نتيجة لتأثير الدوامات. هذا التشوه يدل على عدم الاستقرار الحراري، الذي يؤول للاختفاء عند بلوغ عدد رينولدز لقيمة 400. هذا الاستقرار الحراري يتزايد عندما تكبر قيم رينولدزReynolds .



الشكل 4: تاثير عدد شميدت على التركيزمن اجل:
Ta=0, Re=100, Pr=0.7, N=-5 et η=0.5



الشكل 5: خطوط متساوية السريان خطوط متساوية الحرارة
خطوط متساوية التركيز من أجل:
Ta=200, Sc=0.7, Pr=0.7, N=-5 et η=0.5 (a) Re=100, (b)Re=200, (c)Re=400, (d)Re=400.



الشكل 6: تأثير عد رينولدز على (ا) معامل الانتقال الحراري (ب) معامل انتقال المادة من أجل:
Ta=200, Sc=0.7, Pr=0.7 , N=-5, η=0.5

الخلاصة

قمنا بدراسة الانتقال الثنائى المختلط للحرارة والكتلة في السوائل النيوتونية في فضاء حلقي بين أسطوانتين أفقيتين لهما محور مشترك واحد، حيث تكون قوى الحجم الحرارية والتركيزية في اتجاهين متعاكسين.

استخدمت في هذه الدراسة الفروق المحددة لحل المعادلات الكاملة لنافيير ستوكسNavier Stokes.

لقد أظهرت النتائج تأثير عدد رينولدز Reynolds على نقل الحرارة والكتلة بين الجدار والسائل. قد أدى ذلك إلى أن الحالة التي تكون فيها زيادة في التدفق المحوري المقابلة لزيادة عدد رينولدز Reynolds يساهم بشكل كبير في زيادة في الحرارة والتركيز المصاحبة للمعطيات التالية. Sc= [0.7- N=-5،7]

تمت مقارنة النتائج النظرية والرقمية في حالة عدم وجود الدوران حيث كانت متقاربة إلى حد مقبول.

Références :

1- Alleborn, N., Raszillier, H., & Durst, F. (1999). Lid-driven cavity with heat and mass transport. *International Journal of Heat and Mass Transfer, 42*(5), 833-853.
2- Coriell, S., Cordes, M., Boettinger, W., & Sekerka, R. (1980). Convective and interfacial instabilities during unidirectional solidification of a binary alloy. *Journal of Crystal Growth, 49*(1), 13-28.
3- Ghezal, A., Porterie, B., & Loraud, J. (1992). Modélisation du transfert de chaleur, avec couplage conduction convection, entre un obstacle en mouvement hélicoïdal est un fluide visqueux en écoulement confiné. *Int. J. Heat. Mass. Trans*, 329-341.
4- Hakeem, A. A., Kalaivanan, R., Ganga, B., & Ganesh, N. V. (2019). Nanofluid slip flow through porous medium with elastic deformation and uniform heat source/sink effects. *Computational Thermal Sciences: An International Journal, 11*(3).
5- Kumar, S., Kumar, B. R., Krishna Murthy, S., & Parmar, D. (2023). Double-diffusive convective flow of hybrid nanofluid in an inverted t-shaped porous enclosure: a numerical study. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 1-25.
6- Lee, J., Hyun, M., & Kim, K. (1988). Natural convection in confined fluids with combined horizontal temperature and concentration gradients. *International journal of heat and mass transfer, 31*(10), 1969-1977.
7- Lee, J., Kang, S. H., & Son, Y. S. (1999). Experimental study of double-diffusive convection in a rotating annulus with lateral heating. *International journal of heat and mass transfer, 42*(5), 821-832.
8- Magodora, M., Mondal, H., & Sibanda, P. (2022). Effect of Cattaneo-Christov Heat Flux on Radiative Hydromagnetic Nanofluid Flow between Parallel Plates using Spectral Quasilinearization Method. *Journal of Applied and Computational Mechanics, 8*(3), 865-875.
9- Nield, D., & Bejan, A. Convection in porous media. 1999: Springer.
10- Ostrach, S. (1983). Fluid mechanics in crystal growth-the 1982 freeman scholar lecture. *ASME Journal of Fluids Engineering, 105*, 5-20.
11- Oulaid, O., Benhamou, B., & Galanis, N. (2010). Flow reversal in combined laminar mixed convection heat and mass transfer with phase change in a vertical channel. *International journal of heat and fluid flow, 31*(4), 711-721.
12- Peyret, R. (1976). Unsteady evolution of a horizontal jet in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics, 78*(1), 49-63.
13- Salehi, S., Nori, A., Hosseinzadeh, K., & Ganji, D. (2020). Hydrothermal analysis of MHD squeezing mixture fluid suspended by hybrid nanoparticles between two parallel plates. *Case Studies in Thermal Engineering, 21*, 100650.
14- hipp, P., Shoukri, M., & Carver, M. (1993). Double-diffusive natural convection in a closed annulus. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 24*(3), 339-356.
15- SSung, H. J., Cho, W. K., & Hyun, J. M. (1993). Double-diffusive convection in a rotating annulus with horizontal temperature and vertical solutal gradients. *International journal of heat and mass transfer, 36*(15), 3773-3782.
16- Wang, L., Chai, A., & Rashidnia, N. (1990). *Ground-based experiments on thermal and thermosolutal convection in inclined low-aspect-ratio enclosures.* Paper presented at the 28th Aerospace Sciences Meeting.