

بررسی آنالیز عددی جابه‌جایی مغشوش آب و گل حفاری درون محفظه مربعی با استفاده از روش‌های مختلف اغتشاش

پژوهش‌نفت

سال بیست و دوم

شماره ۷۰

صفحه ۱۰۰-۸۵، ۱۳۹۱

تاریخ دریافت مقاله: ۸۹/۷/۲۵

تاریخ پذیرش مقاله: ۹۰/۱۰/۳

محمد رضا صفائی^{۱*}، مرجان گودرزی^۲ و حمید رضا گشایشی^۳

۱- باشگاه پژوهشگران جوان و دانشگاه آزاد اسلامی، واحد مشهد، گروه مهندسی مکانیک

۲- دانشگاه آزاد اسلامی، واحد مشهد، گروه مهندسی کامپیوتر

۳- دانشگاه آزاد اسلامی، واحد مشهد، گروه مهندسی مکانیک

CFD_Safaiy@yahoo.com

واژه‌های کلیدی: سیال غیر نیوتنی، انتقال حرارت جابه‌جایی
توام، جریان مغشوش، محفظه مربعی، روش حجم محدود

چکیده

در پژوهش حاضر، پس از صحنه‌گذاری روند حل، انتقال حرارت جابه‌جایی توأم درهم گل حفاری (به عنوان سیال غیر نیوتنی) و آب (به عنوان سیال نیوتنی) درون محفظه‌ای مربعی به صورت عددی و با استفاده از روش حجم محدود بررسی شده است. مدل‌های اغتشاش به کار رفته در این پژوهش، مدل‌های معتبری چون $k-\varepsilon$ Standard و RSM بوده است. از نتایج این پژوهش مشخص گردید که در حالت حاکمیت جابه‌جایی طبیعی، لایه مرزی سرعتی روی دیواره سرد تا حدودی نامتقارن بوده و سیال موجود در مرکز محفظه، لایه لایه و ساکن باقی می‌ماند. از نمودارهای موجود نیز مشخص شد شدت درهمی برای حالت حاکمیت جابه‌جایی اجباری بیشتر از حالت حاکمیت جابه‌جایی طبیعی است. همچنین بیشینه شدت اغتشاش برای گل حفاری بیشتر از آب است. به عنوان یکی از اصلی‌ترین نتایج این مطالعه، می‌توان گفت که در شرایط مشابه، عدد ناسلت برای سیال آب بسیار بیشتر از عدد ناسلت برای گل حفاری است که این خود نشان دهنده بیشتر بودن انتقال حرارت جابه‌جایی برای سیال آب در مقایسه با گل حفاری است.

مقدمه

فرآیند انتقال حرارت که در آن جابه‌جایی آزاد و جابه‌جایی اجباری به طور هم‌زمان وجود داشته باشد، انتقال حرارت جابه‌جایی توأم نامیده می‌شود. انتقال حرارت جابه‌جایی توأم هنگامی رخ می‌دهد که اثر شناوری در یک جریان اجباری و یا اثر جریان اجباری در یک جریان شناوری مهم باشد [۱].

در سال‌های اخیر، کاربردهای عملی انتقال حرارت جابه‌جایی توأم در زمینه‌های مختلفی نظیر طراحی جمع‌کننده‌های خورشیدی، شیشه‌های دو جداره، عایق‌سازی ساختمان، خنک‌کاری قطعات الکترونیکی و خشک و استریزه کردن مواد غذایی سبب شده تا دانشمندان بسیاری به مطالعه این پدیده بپردازند.

در طراحی محفظه‌های با ابعاد بزرگ، عدد رایلی عموماً دارای مقدراری بزرگ بوده و طبیعت جریان به صورت

زاویه موری بررسی شده است. از این مطالعه مشخص گردید که موج بودن دیواره، سبب افزایش عدد ناسلت محلی می‌شود. همچنین مشخص شد زاویه بهینه موری که در آن کمینه عدد ناسلت رخ می‌دهد، حدود 144° است که این نتیجه اهمیت بسیاری در طراحی‌هایی چون بهینه‌سازی سرمایش قطعات الکترونیکی دارد.

از طرف دیگر، از دیر باز بررسی رفتار خصوصیات سیالات همواره مورد توجه بوده است. رفتار جریان بسیاری از سیالات تک فازی که صرفاً شامل ترکیباتی با وزن مولکولی پایین هستند، با در نظر گرفتن رابطه خطی بین تغییرات تنش برشی و آهنگ کرنش برشی شبیه‌سازی می‌شود. این سیالات به سیالات نیوتنی موسوم هستند. پیشرفت صنعت شیمی در اوایل قرن بیستم منجر به ظهور طیف گسترده‌ای از مواد مصنوعی مانند پلیمرها گردید. علاوه بر این با استفاده روز افزون از موادی مانند سوسپانسیون‌ها، امولسیون‌ها، چسب‌ها و کلوئیدها و نیز آغاز استخراج نفت، نیاز به بررسی گونه‌ای از مواد پدید آمد که رفتار عجیبی از خود نشان می‌دادند. زیرا روابط مربوط به سیالات نیوتنی قادر به پیش بینی رفتار برشی آنها نبود. رفتار جریانی این گونه سیالات را که به سیالات غیرنیوتنی معروف هستند، نمی‌توان با مدل نیوتنی توصیف کرد. از این رو مدل‌های رفتار جریانی دیگری برای این دسته از سیالات ارائه شده است که کاربرد فراوانی در شبیه‌سازی‌های کامپیوتری دارند [۱۱ و ۱۲].

با بررسی مطالعات انجام شده توسط دیگر دانشمندان، مشخص می‌شود که متأسفانه مقاله خاصی در رابطه با انتقال حرارت جابه‌جایی توأم، اعم از آرام یا مغشوش و یا جابه‌جایی آزاد مغشوش درون محفظه‌ها با استفاده از سیالات غیر نیوتنی وجود ندارد و عموم پژوهش‌های انجام شده درباره انتقال حرارت جا به جایی طبیعی و آرام درون محفظه‌هاست.

دمیسر و آکیئولدز [۱۳] جریان جا به جایی طبیعی آرام سیال غیر نیوتنی ویسکوالاستیک را با استفاده از روش تفاضل محدود درون یک محفظه مربعی حل نمودند. ایشان تأثیر عدد وایزنبرگ^۱ (که معیار میزان الاستیسیته سیال

آشفته می‌باشد. در فرآیند سرد کردن قطعات الکترونیکی نیز جریان عموماً به صورت گذرا می‌باشد. پیوند قوی بین دما و جریان سیال و نیز برهم کنش شدید بین لایه مرزی و جریان اصلی، محاسبات جریانات درهم را بسیار زمان بر و همگرایی را سخت نموده است [۲]. از لحاظ آزمایشگاهی نیز، وجود سرعت‌های کم در فرآیند جا به جایی توأم به سختی قابل اندازه‌گیری است. همچنین دستیابی به شرایط دیواره بی‌دررو ایده‌آل تقریباً غیر ممکن است [۳].

با توجه به موارد ذکر شده، مطالعات انجام شده بر روی جریان جا به جایی مغشوش درون محفظه‌ها، عموماً مربوط به فرآیند جا به جایی آزاد می‌باشد. در این راستا می‌توان به مطالعه انجام شده توسط بالاجی و همکاران [۲] اشاره نمود. همچنین، مطالعات آزمایشگاهی انجام شده توسط بتس و بخاری [۴] و تیان و کاریانیس [۵] با همان مشخصات آزمایشگاهی به صورت عددی و با استفاده از روش حجم محدود حل شده است. ایشان دریافتند که شرایط لایه گرمایی روی دیواره‌های افقی، تأثیر مهمی بر توزیع عدد ناسلت پیش بینی شده دارد و هنگامی که میزان اغتشاش در مرکز محفظه کم شود، اکثر مدل‌های Low-Re، شدت اغتشاش در نزدیکی دیواره‌ها و ضخامت لایه مرزی را بیش از مقادیر واقعی پیش‌بینی می‌کند. در سال ۲۰۰۳، آمپوفو و کاریانیس [۶] مطالعه آزمایشگاهی را در دانشگاه بانک جنوبی لندن انجام دادند که نتایج این مطالعه به عنوان داده‌های آزمایشگاهی پایه برای جریان جا به جایی طبیعی مغشوش درون محفظه مربعی، مبنای بسیاری از مطالعات دیگر شد. به گونه‌ای که پنگ و داویدسون [۷] جریان مذکور را با استفاده از روش LES و امری و گالانیس [۸] با استفاده از مدل SST k- ω بررسی نمودند.

در یک کار تحقیقاتی دیگر، آئونالله و همکاران [۹] جریان جا به جایی طبیعی مغشوش درون یک محفظه مربعی مورب با دیواره سمت چپ سرد و دیواره گرم موج سمت راست را بررسی کردند. ایشان برای این کار از روش‌های اغتشاش SST k- ω ، k- ϵ و DNS استفاده نمودند. در این مطالعه، در ابتدا با حل مجدد پژوهش انجام شده توسط سلالات و همکاران [۱۰]، بر روش حل صحنه‌گذاری شده و پس از آن تأثیر پارامترهای مختلف مانند عدد رایلی و

1. Weissenberg Number (We)

واقع شده و پس از نشان دادن صحت حل، به منظور بررسی اثر خواص رئولوژیکی سیالات بر انتقال حرارت جا به جایی توأم درون محفظه‌ها، جریان جابه‌جایی توأم مغشوش برای سیال آب (سیال نیوتنی) و گل حفاری (سیال غیر نیوتنی) درون محفظه‌ای مربعی بررسی گردید تا برای اولین بار در دنیا، بتوان به اثر این خواص بر انتقال حرارت جا به جایی توأم درهم پی برد.

معادلات حاکم بر سیال غیر نیوتنی قاعده توانی^۲ در حالت درهم و دو بعدی

برای مدل کردن جریان مورد مطالعه، معادلات پیوستگی، انرژی، مومنتوم و اغتشاش مورد بررسی واقع شده‌اند. لزجت با استفاده از قانون قاعده توانی تعیین شده است. چگالی با استفاده از تقریب بوزینسک برای $\Delta T < 30^\circ C$ و پارامتر متغیر چگالی برای $\Delta T > 30^\circ C$ محاسبه شده است. خواص دیگر ثابت در نظر گرفته شده‌اند. معادلات حاکم به صورت زیر می‌باشند:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

معادله مومنتوم در جهت X و Y:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\delta + \delta_1) (2 \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\delta + \delta_1) (\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g\beta(T - T_n) + \frac{\partial}{\partial y} (v + v_1) (2 \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial x} (v + v_1) (\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}) \quad (3)$$

معادله انرژی:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (\frac{v}{Pr} + \frac{v_1}{\sigma_T}) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\frac{v}{Pr} + \frac{v_1}{\sigma_T}) \frac{\partial T}{\partial y} \quad (4)$$

معادله انتقال انرژی جنبشی جریان درهم برای مدل $k-\varepsilon$:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (\frac{v}{\sigma_k} + \frac{v_1}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\frac{v}{\sigma_k} + \frac{v_1}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial y} + P_k + G_k - \varepsilon \quad (5)$$

معادله اتلاف انتقال انرژی جنبشی جریان درهم برای مدل $k-\varepsilon$:

است) و عدد رایلی را بر روی پروفیل‌های دما و خطوط جریان بررسی نمودند. آنان دریافتند که برای هندسه مذکور، عدد وایزنبرگ بحرانی برابر 0.1 می‌باشد و در اعداد وایزنبرگ بزرگ‌تر از این مقدار، سیستم ناپایدار شده و تعادل سیستم از بین می‌رود. البته مطالعه ایشان با توجه به خاص بودن سیال، به صورت آزمایشگاهی و عددی همچنان ادامه دارد. ایشان سعی دارند تا در آینده‌ای نزدیک، بتوانند پدیده انشعاب^۱ را برای این گونه سیالات توضیح دهند.

کیم و همکاران [۱۴] جریان جا به جایی آزاد و آرام یک سیال غیر نیوتنی قاعده توانی را درون یک محفظه مربعی با دیواره‌های عایق بالا و پایین، دیواره سرد سمت چپ و دیواره گرم سمت راست مطالعه نمودند. آنان برای سیالاتی چون کربوکسی متیل سلولز (CMC) و کربوکسی پلی متیلن (Carbopal) در محدوده $10^5 \leq Ra \leq 10^7$ ، تحلیلی عددی و مقیاسی را انجام دادند. از نتایج این پژوهش مشخص گردید برای اعداد رایلی بالا و پرانتل متوسط، هنگامی که ضریب توانی (n) کاهش می‌یابد، انتقال حرارت کل زیاد می‌شود. همچنین با افزایش عدد رایلی و پرانتل، خواص رئولوژیکی سیال تأثیر بسیار مهمی بر هر دو نوع جریان پایا و گذرا می‌گذارد.

در یکی از آخرین کارهای انجام شده، لامسادی و همکاران [۱۵] جریان جا به جایی طبیعی و آرام سیال غیر نیوتنی قاعده توانی را درون محفظه‌ای مستطیلی با دیواره‌های افقی طویل بی‌دررو و دیواره‌های عمودی دارای شار حرارتی متغیر به صورت تحلیلی تقریبی و همچنین عددی بررسی نمودند. آنان در این پژوهش از سیالی غیر نیوتنی متشکل از ۴٪ خمیر کاغذ در محلول آب استفاده کردند. در این پژوهش $0.6 \leq n \leq 1.4$ و $AR=8, 0 \leq Ra \leq 10^6$ در نظر گرفته شده است. مقایسه نتایج عددی و حل تحلیلی مشخص نمود در اعداد پرانتل بزرگ، جابه‌جایی طبیعی درون محفظه تنها به وسیله عدد رایلی و ضریب n کنترل می‌شود.

در پژوهش حاضر، ابتدا جریان انتقال حرارت جابه‌جایی طبیعی سیال هوا در مقیاسه با پژوهش انجام شده توسط آمپوفو و کاریانینس [۶] و دیگر دانشمندان مورد بررسی

$$\phi_j = \frac{P'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) = \frac{2P'}{\rho} S_j$$

$$\varepsilon_j = 2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \quad \text{اضمحلال آشفتگی}$$

$$d_{ijk} = \nu \frac{\partial(u'_i u'_j)}{\partial x_k} - \frac{P'}{\rho} (u'_i \delta_{jk} + u'_j \delta_{ik}) - \overline{u'_i u'_j u'_k} \quad \text{پخش آشفتگی}$$

معادله انتقال انرژی جنبشی آشفتگی

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial d_i^{(k)}}{\partial x_i} + P^{(k)} + G^{(k)} - \varepsilon \quad (14)$$

مدل سازی تانسور تنش رینولدز:

به غیر از دو جمله هدایت و تولید در معادله انتقال تنش رینولدز، سایر جملات باعث معرفی یک سری رابطه جدید می شود که لازم است بر حسب کمیت های معلوم و مجهول تعیین شوند تا دستگاه معادلات حل گردد.

جمله پخش:

$$-\overline{u'_i u'_j u'_k} = C_s \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \quad (15)$$

جمله توزیع مجدد:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^{(1)} + \phi_{ij}^{(2)} + \phi_{ij}^{(w)} \quad (16)$$

که در آن:

$$\phi_j^{(1)} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_j \right)$$

$$\phi_j^{(2)} = -C_2 \left(P_j - \frac{1}{3} P_k \delta_j \right)$$

$$\phi_j^{(w)} = \left(\tilde{\phi}_k n_k n_i \delta_j - \frac{3}{2} \tilde{\phi}_k n_j n_k - \frac{3}{2} \tilde{\phi}_k n_i n_k \right) \psi \quad (17)$$

$$\tilde{\phi}_j = -C_1^{(w)} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u'_i u'_j} + C_2^{(w)} \phi_j$$

$$\psi = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_3 \nu_n}$$

γ_n فاصله از دیواره است. نقش جمله های $\Phi_{ij}^{(1)}$ ، $\Phi_{ij}^{(2)}$ باز گرداندن ایزوتروپی (و یا حذف غیر ایزوتروپی جریان با توزیع انرژی جنبشی تنش های بزرگ رینولدز در میان تنش های با اندازه کوچک تر) می باشد.

به جمله $\Phi_{ij}^{(1)}$ اصطلاحاً «بازگشت به ایزوتروپی» و به جمله $\Phi_{ij}^{(2)}$ نیز اصطلاحاً «ایزوتروپ سازی تولید» گفته می شود. عبارت $\Phi_{ij}^{(w)}$ نیز «انعکاس دیواره» نامیده می شود. جمله اضمحلال:

1. Redistribution
2. Return to Isotropy
3. Isotropization of Production
4. Wall Reflection Term

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k + \quad (6)$$

$$C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + C_3 \frac{\varepsilon}{k} G_k - R_\varepsilon$$

لزجت گردابه ای از رابطه پرانتل - کلموگروف به دست می آید:

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

جمله تولید تنش، P_k ، به صورت زیر بیان می شود:

$$P_k = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (8)$$

و جمله شناوری G_k به صورت زیر تعریف می شود:

$$G_k = -g\beta \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (9)$$

همچنین برای جمله R_ε در معادله ε داریم:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \quad (10)$$

که:

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon} \quad (11)$$

تفاوت اصلی روش $k-\varepsilon$ Standard و $k-\varepsilon$ RNG در همان جمله R_ε معادله اتلاف انتقال انرژی جنبشی جریان درهم می باشد. به گونه ای که می توان گفت مدل $k-\varepsilon$ RNG همان مدل $k-\varepsilon$ Standard است که فرمول های تحلیلی آن برای اعداد پرانتل درهم بهبود یافته است. در حالی که این مقادیر در مدل $k-\varepsilon$ Standard به صورت تجربی به دست می آیند [۱۶].

معادلات انتقال تنش رینولدز RSM:

$$\frac{D}{D} (\overline{u'_i u'_j}) = \frac{\partial (d_{ijk})}{\partial x_k} + P_j + G_j + \phi_j - \varepsilon_j \quad (12)$$

که در آن:

$$\frac{D}{D} (\overline{u'_i u'_j}) = \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + u_k \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k}$$

جا به جایی آشفتگی به واسطه جریان متوسط

تولید آشفتگی به واسطه کرنش متوسط

$$P_j = - \left[\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right]$$

تولید آشفتگی به واسطه نیروی جسمی

$$G_j = \overline{u'_i f'_j + u'_j f'_i}$$

(۱۳) همبستگی بین فشار و کرنش آشفتگی

جدول ۳- ضرایب مدل درهمی RSM

$c_2^{(w)}$	$c_1^{(w)}$	C_s	C_1	C_2	C_3
۰/۳	۰/۵	۰/۲۲	۱/۸	۰/۶	۲/۵

برای حل معادلات دیفرانسیل حاکم بر این جریان، از روش حجم محدود استفاده شده است. در این روش، میدان محاسباتی به تعدادی حجم کنترل تقسیم می‌شود، به گونه‌ای که هر گره را یک حجم کنترل احاطه کرده و حجم‌های کنترلی دارای حجم‌های مشترک با یکدیگر نباشند. معادله دیفرانسیل روی هر یک از حجم‌های کنترلی انتگرال گرفته می‌شود. پروفیل‌های قطعه به قطعه که تغییر ϕ (یک کمیت دلخواه مانند دما، سرعت و...) را بین گره‌ها بیان می‌کنند، برای محاسبه انتگرال‌ها استفاده می‌شوند. نتیجه، معادله انفصال است که شامل مقادیر ϕ برای گروهی از گره‌ها است [۱۸].

شبکه‌بندی مورد استفاده برای پوشش دادن حجم کنترل‌ها، از نوع مربعی است که در تمام شبیه‌سازی‌های عددی به کار گرفته شده است. به منظور مقایسه نتایج این پژوهش با نتایج مطالعه انجام شده توسط آمپوفو و کاریانیس [۶]، عدد رایلی ثابت و برابر $1/58 \times 10^9$ فرض شده و عدد رینولدز با توجه به آن محاسبه شده است. مورد مطالعه دارای دو دیواره افقی بی‌دررو می‌باشد. دیواره سمت راست دارای دمای ثابت T_h و دیواره سمت چپ، دارای دمای T_c و متحرک است.

نتایج و بحث

صحه‌گذاری روش حل

شکل ۱، ساختار لایه مرزی (پروفیل سرعت عمودی) را در طول دیواره گرم درون محفظه در $y/H=0.5$ و در مقایسه با نتایج به دست آمده توسط آمپوفو و کاریانیس [۶] (شکل ۲) نشان می‌دهد. کل عرض لایه مرزی ۸۰ mm است که لایه درونی دارای ۵ mm پهنا و لایه بیرونی دارای ۷۵ mm عرض می‌باشد. یعنی لایه درونی کمتر از ۷٪ لایه بیرونی است. شایان ذکر است که لایه مرزی در دیواره سرد تا حدودی غیرمتقارن می‌باشد.

$$\varepsilon_j = \frac{2}{3} \delta_j \varepsilon \quad (18)$$

لزجت ظاهری نیز برای سیال غیر نیوتنی قاعده توانی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = m \left| \dot{\gamma}_{xy} \right|^{n-1} \quad (19)$$

در رابطه فوق، ضریب توانی n به صورت ذیل در نظر گرفته می‌شود:

$n < 1$: برای موادی که رفتار برش-نازک شونده از خود نشان می‌دهند.

$n = 1$: برای موادی که رفتار سیال نیوتنی دارند.

در معادله اخیر، m و n که ضرایب ساختاری نامیده می‌شوند، دو پارامتر تجربی هستند که از انطباق منحنی جریان بر اطلاعات تجربی برای هر سیال محاسبه می‌شوند [۱۷]. برای یک سیال برش-نازک شونده، مقدار n بین ۰ و ۱ تغییر می‌کند. هر چه مقدار n کمتر باشد، به این معنا است که خاصیت برش-نازک شوندگی سیال بیشتر است. همچنین اگر $n=1$ باشد، معادله فوق توصیف کننده رفتار یک سیال نیوتنی است. لازم به ذکر است که هر چند مدل قاعده توانی عموماً به منظور شبیه‌سازی رفتار جریان سیالات برش-نازک شونده به کار می‌رود، اما اگر ضریب توانی n را بزرگ‌تر از ۱ انتخاب کنیم، رابطه ۱۹ می‌تواند رفتار یک سیال برش-ضخیم شونده را نیز توصیف نماید. بر این اساس، عدد پرانتل سیالات غیر نیوتنی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Pr = \frac{\left(\frac{m}{\rho_0} \right)^{1/(2-n)} H^{2(1-n)/(2-n)}}{k} \quad (20)$$

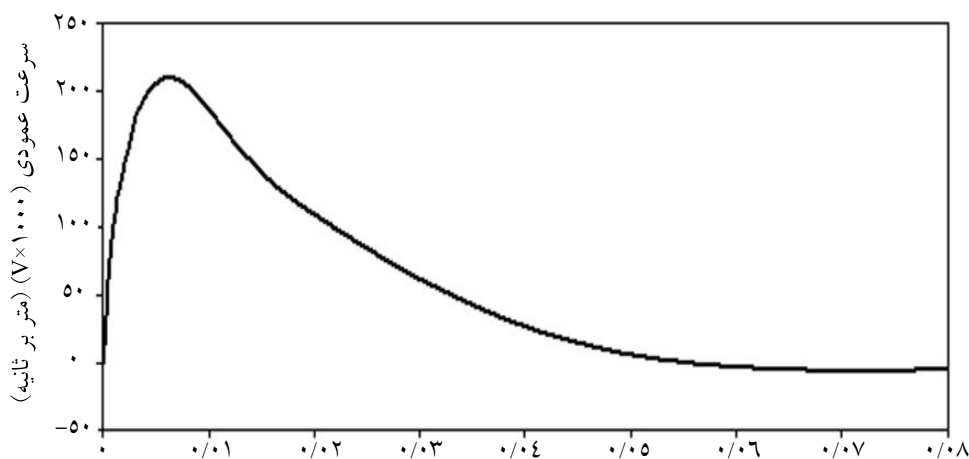
ضرایب معادلات اغتشاش که در پژوهش حاضر استفاده شده‌اند، به شرح زیر می‌باشد:

جدول ۱- ضرایب مدل درهمی RNG k-ε

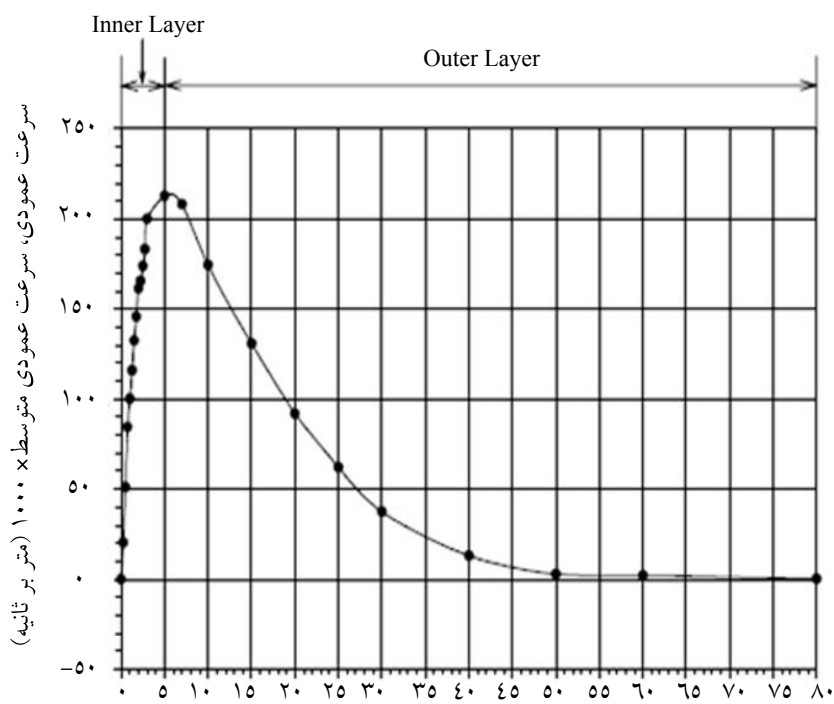
C_μ	σ_k	σ_ε	C_1	C_2	η_0	β	K
۰/۰۸۴۵	۱	۱/۳	۱/۴۲	۱/۶۸	۴/۳۸	۰/۰۱۲	۰/۴۱

جدول ۲- ضرایب مدل درهمی Standard k-ε

C_μ	σ_k	σ_ε	C_1	C_2
۰/۰۸۴۵	۱	۳/۱	۴۲/۱	۶۸/۱



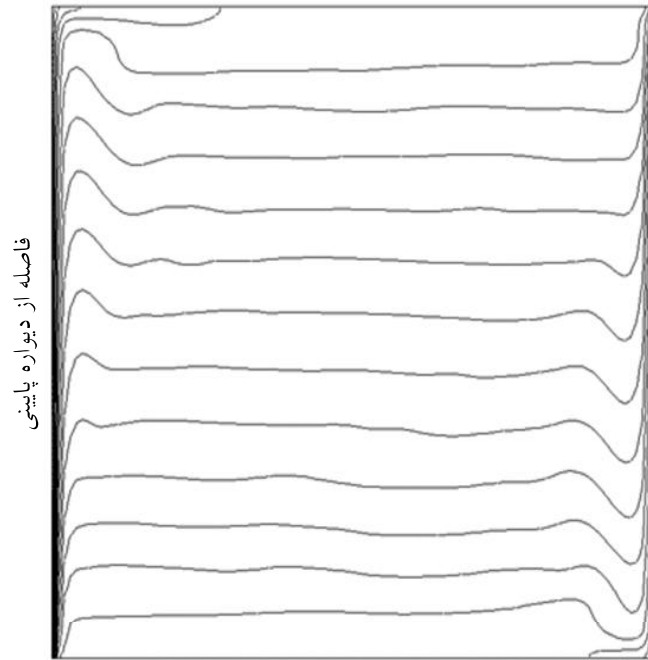
شکل ۱- نمودار لایه مرزی سرعتی در میانه ارتفاع حاصل از پژوهش حاضر
فاصله از دیوار سمت چپ (متر)



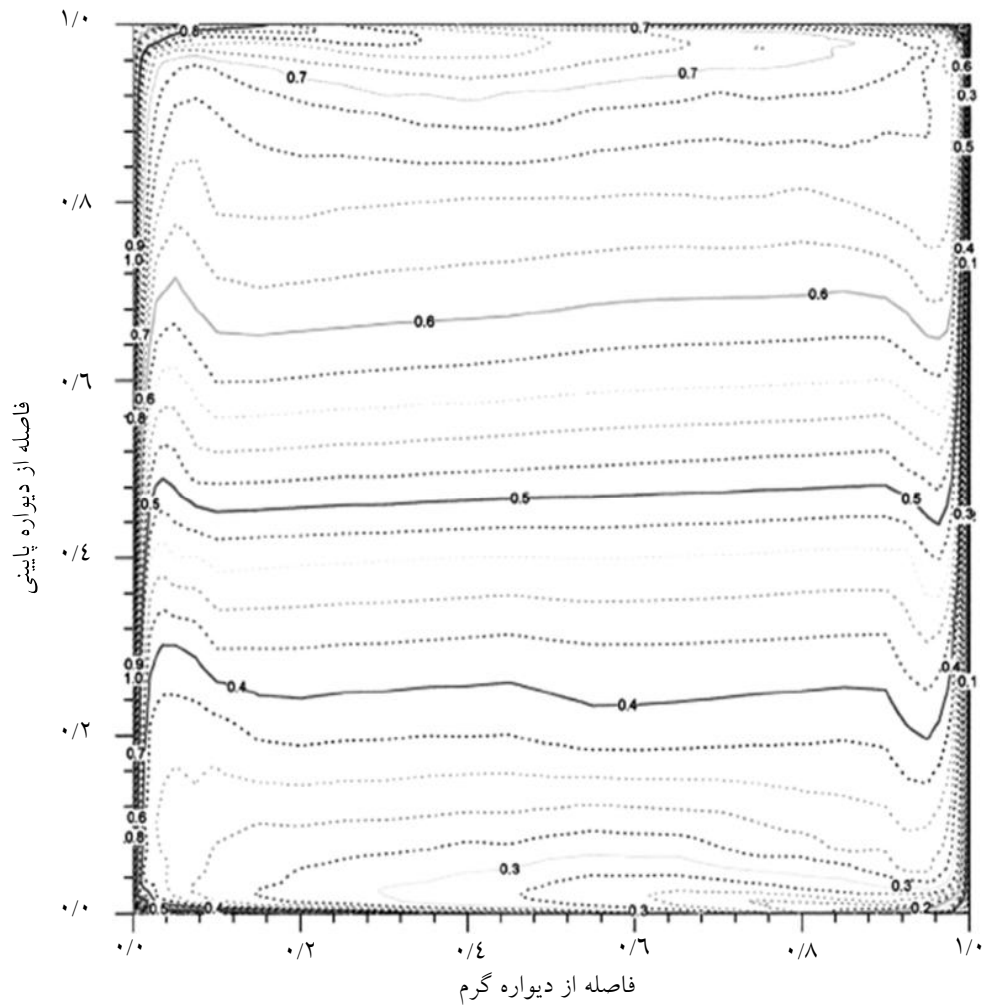
شکل ۲- مطالعه انجام شده توسط آمپوفو و کاریانیس [۶]
فاصله از دیوار گرم (میلی متر)

می‌شود؛ یکی در نزدیکی دیواره گرم و دیگری در نزدیکی دیواره سرد. فاصله دیوار تا نقطه اوج با حرکت در امتداد جریان، افزایش می‌یابد. لذا می‌توان گفت، ضخامت لایه درونی لایه مرزی با حرکت در امتداد جریان، افزایش می‌یابد. شایان ذکر است که سیال واقع در مرکز محفظه، لایه لایه و ساکن باقی می‌ماند. پس از نشان دادن صحت حل، دستاوردهای مطالعه حاضر بررسی شده است.

آمپوفو و کاریانیس [۶] نشان دادند که در محفظه‌هایی با دیواره‌های بی دررو، چین خوردگی هسته به میزان بیشتری تا دیواره‌ها ادامه می‌یابد. وسعت ناحیه چین خورده در مطالعه آنان، منعکس کننده این واقعیت است که دیواره‌های محفظه مورد آزمایش ایشان، کاملاً رسانا بوده و در نتیجه ناحیه مذکور بزرگتر از ناحیه مشابه در محفظه‌های دارای دیواره بی دررو (پژوهش حاضر) است. در شکل‌های ۳ و ۴، دو نقطه اوج در نزدیکی دیواره‌های دما ثابت دیده



فاصله از دیواره گرم
 شکل ۳- کانتور دمای بی بعد حاصل از مطالعه حاضر

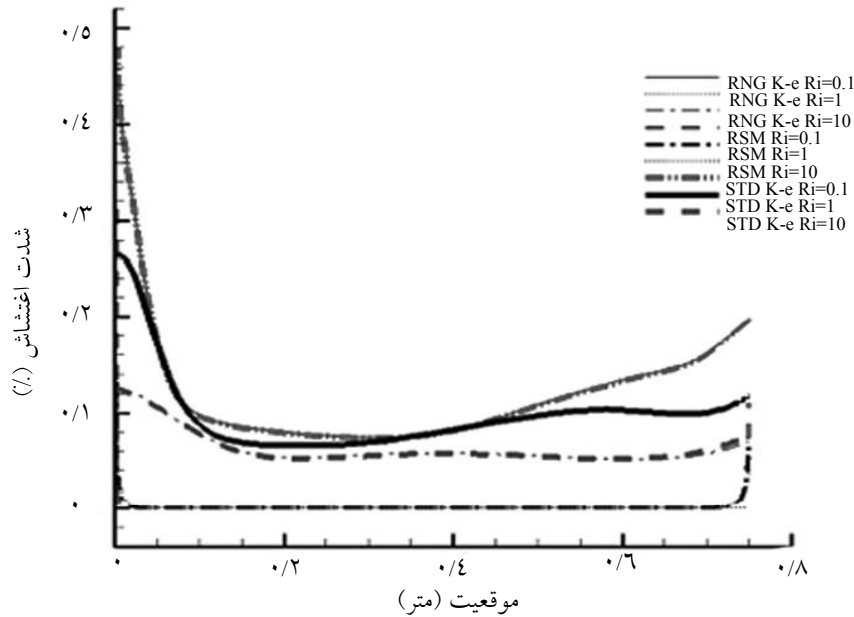


فاصله از دیواره گرم
 شکل ۴- شکل ۶ مطالعه انجام شده توسط [۶]

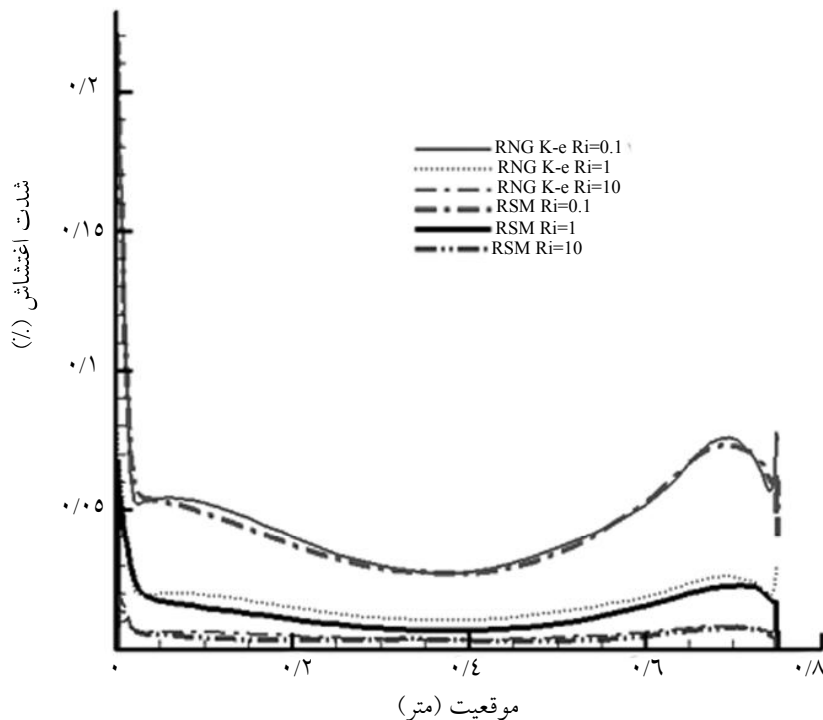
نمودارهای دو نوع سیال با یکدیگر متفاوت است. برای گل حفاری، شدت اغتشاش بر روی دیواره گرم بیشینه بوده و با افزایش x ، از مقدار شدت درهمی کاسته می شود تا در $x \sim 0.3$ m کمینه می شود. از این نقطه تا دیواره سمت راست نیز نمودار به آرامی افزایش می یابد.

نتایج حاصل از پژوهش حاضر برای سیال غیر نیوتنی گل حفاری و سیال نیوتنی آب

شکل های ۵ و ۶، نمودار شدت درهمی در میانه ارتفاع برای سیالات آب و گل حفاری را نشان می دهد. از مقایسه این دو نمودار می توان دریافت بیشینه شدت اغتشاش برای گل حفاری بیشتر از آب است. همچنین شیوه رفتار



شکل ۵- نمودار شدت اغتشاش بر حسب مکان برای گل حفاری در $y/H=0.5$



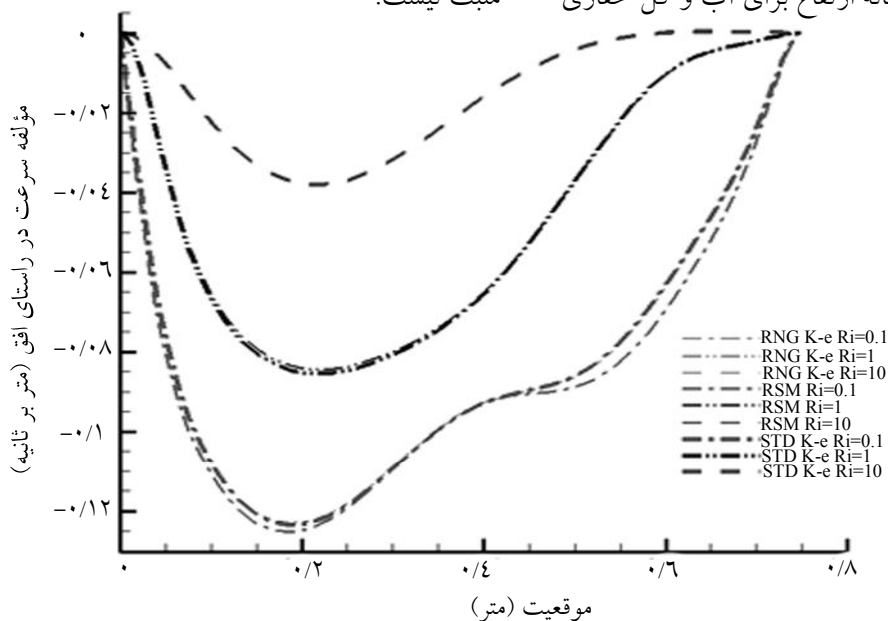
شکل ۶- نمودار شدت اغتشاش بر حسب مکان برای سیال آب در $y/H=0.5$

نشان می‌دهد.

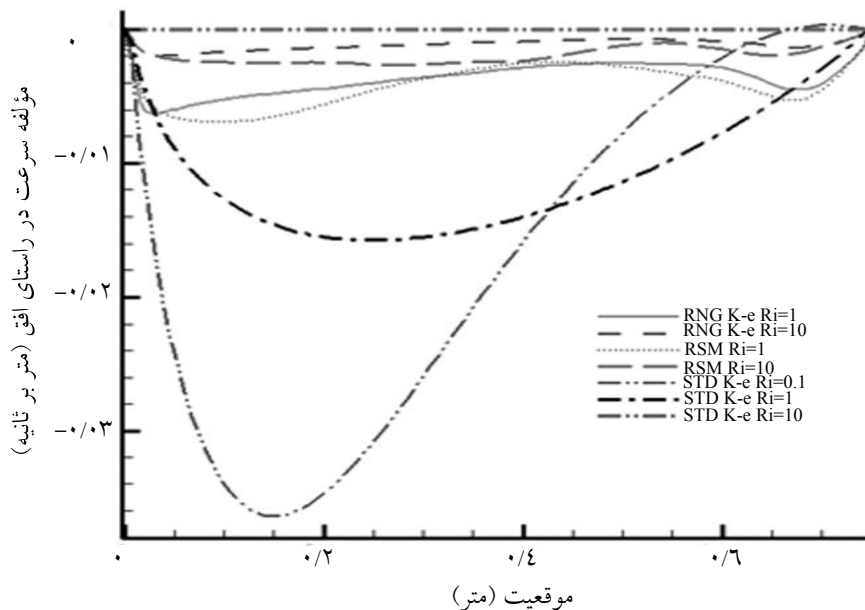
برای گل حفاری، نمودار سرعت برای هر سه مقدار ریچاردسون، شکلی مشابه دارد. به گونه‌ای که سرعت در روی دیواره گرم از صفر شروع به کاهش می‌کند تا به کمینه مقدار خود برسد. سپس با شیبی نسبتاً تند اوج می‌گیرد تا در روی دیواره سمت راست مجدداً به مقدار صفر می‌رسد. برای سیال آب، نمودارهای سرعت در $Ri=10$ و 0.1 مشابه نمودارهای مذکور برای سیال هوا است ولی در $Ri=1$ ، بر خلاف سیال هوا- سرعت افقی دارای مقادیر مثبت نیست.

برای آب، نمودار شدت درهمی در روی دیواره گرم بیشینه بوده و در داخل لایه مرزی به شدت کاهش می‌یابد. نمودار در طول محفظه و تا $x \sim 0.4$ m کاهش و بعد از آن افزایش می‌یابد تا به $x \sim 0.7$ m برسد. در این نقطه نمودار به سرعت دچار کاهش می‌شود تا بالاخره در روی دیواره سرد سمت راست به مقدار ثابتی برسد. البته از نمودارهای هر دو سیال مشخص است که شدت درهمی برای $Ri=0.1$ بیشینه و برای $Ri=10$ کمینه است.

شکل‌های ۷ و ۸، نمودارهای سرعت در راستای افق را بر حسب مکان در میانه ارتفاع برای آب و گل حفاری



شکل ۷- نمودار سرعت افقی بر حسب مکان برای گل حفاری در راستای $y/H=0.5$



شکل ۸- نمودار سرعت افقی بر حسب مکان برای آب در راستای $y/H=0.5$

تقعر خود برسد. در آن نقطه، نمودار مذکور تغییر مسیر داده و در دیواره سمت راست به مقدار صفر افزایش می‌یابد. نقطه تقعر برای $Ri=0.1$ ، $x \sim 0.62$ m و برای $Ri=1$ ، $x \sim 0.55$ m می‌باشد. مشابه با سیال آب، برای ریچاردسون‌های زیاد ($Ri=10$)، نمودار سرعت در ابتدا کاهش یافته و هنگامی که به مقدار صفر برسد، به صورت خطی مستقیم تا انتهای محفظه ادامه می‌یابد.

شکل‌های ۱۱ و ۱۲، نمودار عدد ناسلت بر روی دیواره گرم و شکل‌های ۱۳ و ۱۴، نمودار مذکور را بر روی دیواره سرد برای سیالات گل حفاری و آب نشان می‌دهد.

همان‌گونه که مشخص است نمودار عدد ناسلت بر روی دیواره گرم برای هر دو سیال مذکور از لحاظ شکل مشابه ولی از لحاظ مقدار بسیار متفاوت است. بدان‌گونه که عدد ناسلت برای سیال آب بسیار بیشتر از عدد ناسلت برای گل حفاری است که تفسیر این پدیده به صورت زیر است.

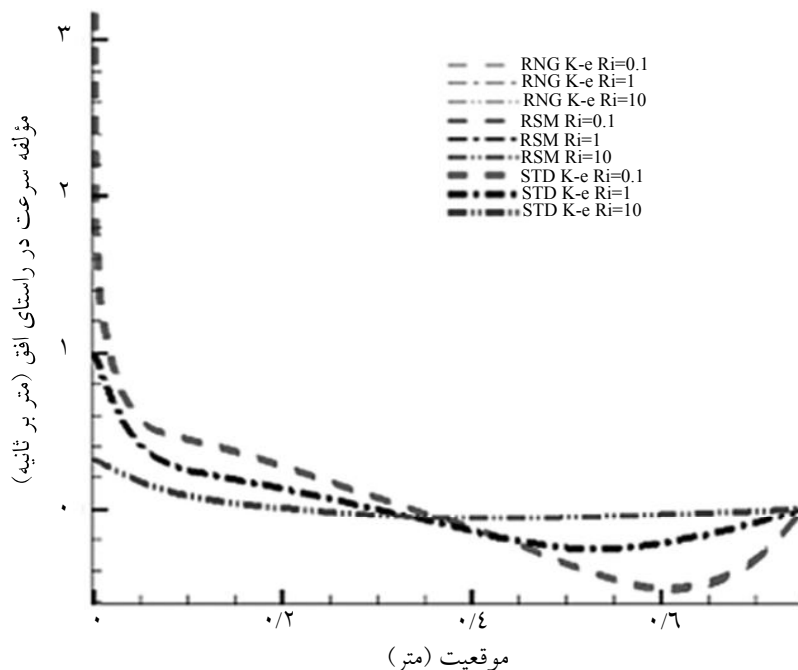
$$\tau_{ij} = 2\mu_a D_{ij} = 2m(2D_{kl} D_{kv})^{(n-1)/2} D_{ij} \quad (21)$$

که m ضریب ساختاری، n ضریب قاعده توانی و D_{ij} تانسور نرخ تغییر شکل است. برای سیال نیوتنی، $n=1$ و $m=\mu$ است. اما هنگامی که $n < 1$ باشد، سیال غیر نیوتنی تنش نازک شونده نامیده می‌شود.

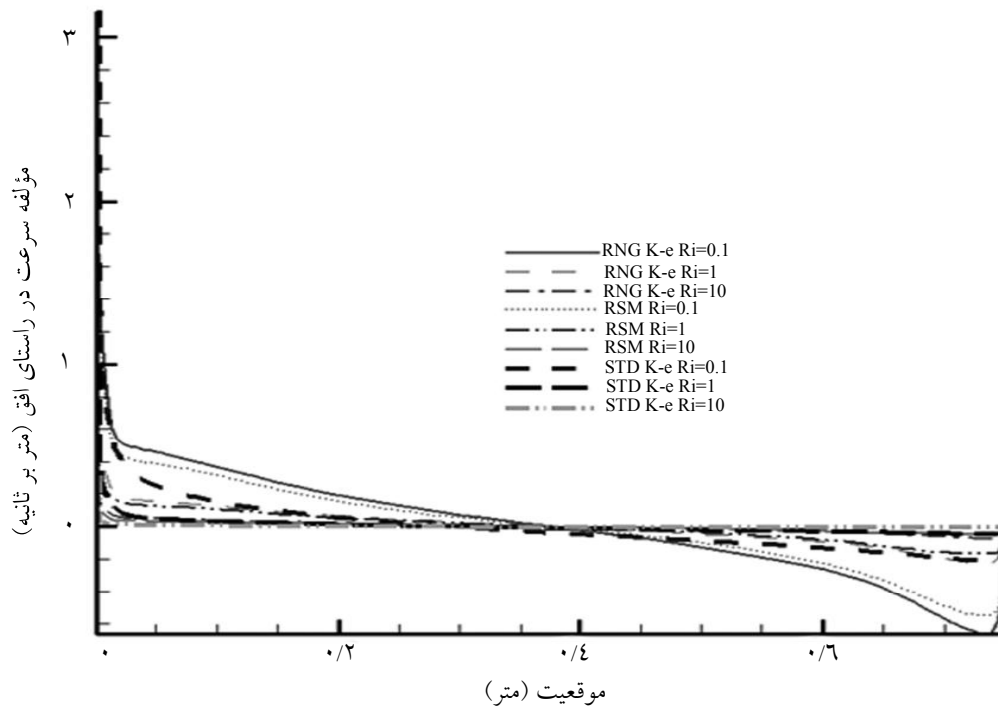
از مقایسه نمودارهای سرعت افقی برای سیالات آب و گل حفاری می‌توان نتیجه گرفت که در هر دو سیال، بیشینه سرعت افقی به ترتیب در $Ri=0.1$ مشاهده می‌شود. هر چند قدر مطلق مقادیر کمیت فوق‌الذکر برای سیال گل حفاری بیش از مقادیر مشابه برای سیال آب است.

در شکل‌های ۹ و ۱۰، نمودار سرعت عمودی بر حسب مکان در راستای میانه ارتفاع برای سیالات آب و گل حفاری رسم شده که تفاوت دو نمودار کاملاً مشخص است. برای آب مشابه هوا در ریچاردسون‌های ۱ و ۱۰، سرعت عمودی از مقدار بیشینه در روی دیواره سمت چپ به شدت کاهش می‌یابد تا در داخل خود لایه مرزی به مقدار صفر برسد. این مقدار برای سرعت عمودی تا انتها ثابت می‌ماند. برای $Ri=0.1$ ، سرعت از مقدار بیشینه خود در روی دیواره گرم به مقدار صفر در $x \sim 0.4$ m و از آنجا تا مقادیر منفی در لایه مرزی دیواره سمت راست، با شتاب زیادی کاهش می‌یابد. سپس، مقدار سرعت عمودی بر روی دیواره سرد سمت راست به مقدار صفر افزایش می‌یابد.

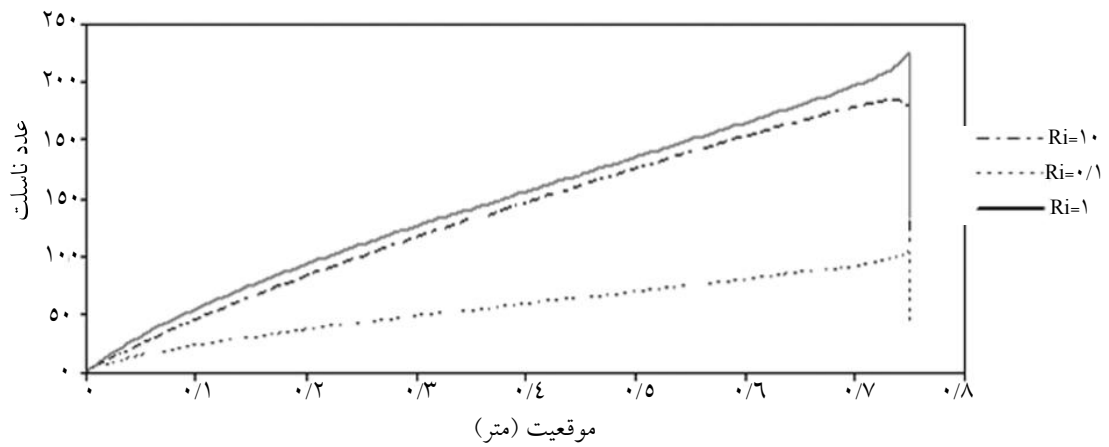
برای گل حفاری و در ریچاردسون‌های کم ($0.1-1$)، نمودار سرعت عمودی دچار کاهش می‌گردد تا به نقطه



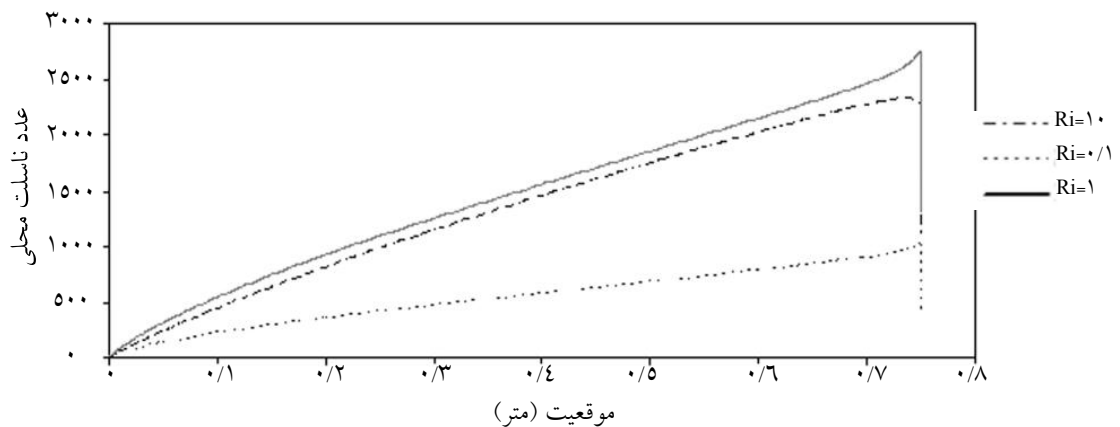
شکل ۹- نمودار سرعت عمودی بر حسب مکان برای گل حفاری در راستای $y/H=0.5$



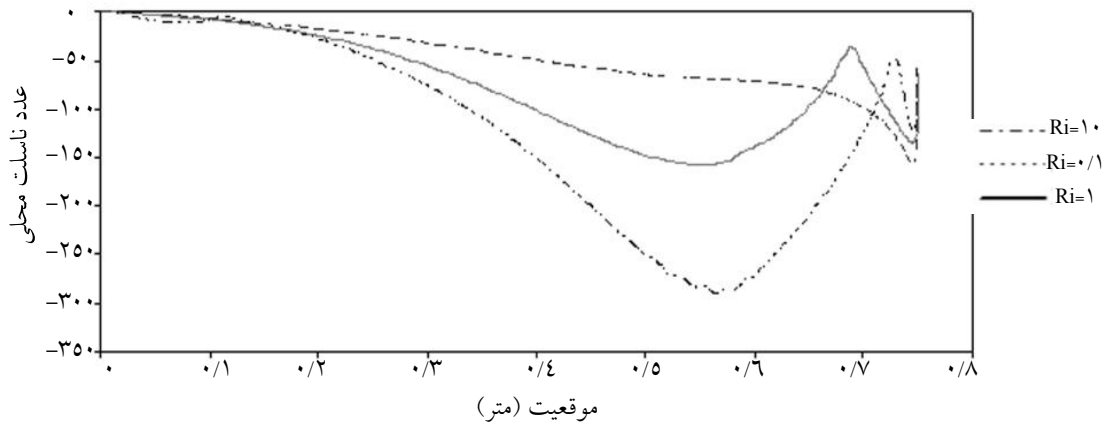
شکل ۱۰- نمودار سرعت عمودی بر حسب مکان برای سیال آب در راستای $y/H=0.5$



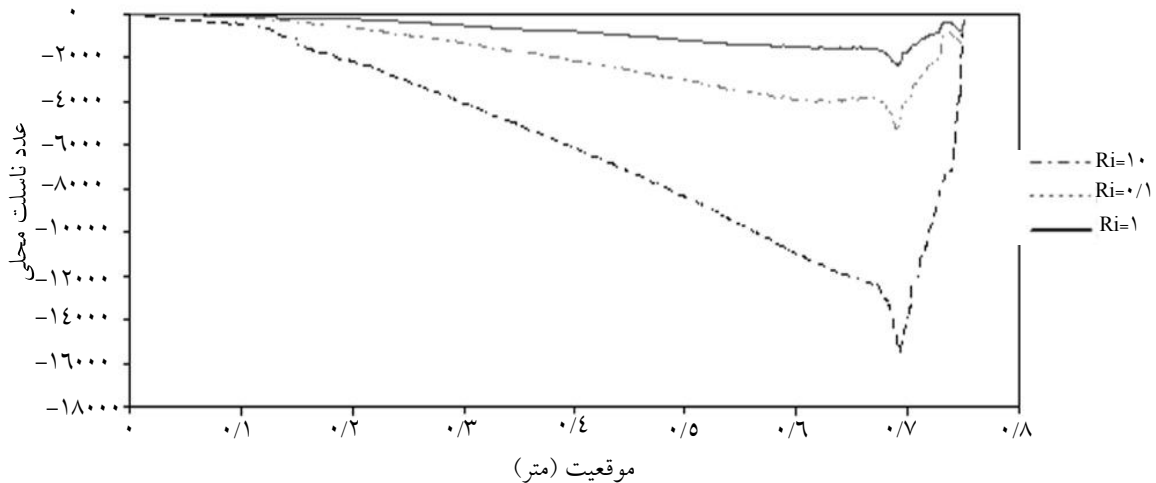
شکل ۱۱- نمودار عدد ناسلت بر روی دیواره گرم برای سیال گل حفاری



شکل ۱۲- نمودار عدد ناسلت بر روی دیواره گرم برای سیال آب



شکل ۱۳- نمودار عدد ناسلت بر روی دیواره سرد برای سیال گل حفاری



شکل ۱۴- نمودار عدد ناسلت بر روی صفحه سرد برای سیال آب

بر این اساس، عدد پرانتل و رایلی سیالات غیر نیوتنی به گونه زیر بیان می شوند:

$$Pr = \frac{\left(\frac{m}{\rho_0}\right)^{1/(2-n)} H^{2(1-n)/(2-n)}}{k} \quad (25)$$

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TH^3}{k \left(\frac{m}{\rho_0}\right)^{1/(2-n)} H^{2(1-n)/(2-n)}} \quad (26)$$

حال، برای سیال آب: $m = 0.000769 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ و $n=1$

و برای گل حفاری: $m = 0.91 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ و $n=0.103$

لذا با توجه به روابط قبل می توان گفت:

سیال آب ($n=1$) انتقال حرارت بیشتری را نسبت به سیال

برای جریان دو بعدی در مختصات کارتزین، D_{ij} از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (22)$$

برای روابط ۲۱ و ۲۲، لزجت ظاهری به صورت زیر است:

$$\mu_a = m \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right\}^{(n-1)/2} \quad (23)$$

حال رابطه ای که دارای واحد m^2/s بوده و از لحاظ ابعادی مشابه لزجت سینماتیک سیالات نیوتنی است، به گونه زیر تعریف می شود:

$$\nu' = \left(\frac{m}{\rho_0} \right)^{1/(2-n)} H^{2(1-n)(2-n)} \quad (24)$$

نیوتنی مشخص است، تفاوت شکل نمودار در $Ri=1$ و $Ri=0/1$ با مقادیر مشابه ریچاردسون برای سیالات هوا و آب است. همچنین از دیگر تفاوت‌ها می‌توان به مقادیر بیشینه تنش برشی برای سیال گل حفاری در مقایسه با دو سیال دیگر اشاره نمود که مقدار آن برای سیال غیر نیوتنی مذکور حدود $1/25$ برابر سیال آب است. با توجه به روابط:

$$\tau_{yx} = \dot{\gamma}_{yx}^n \quad (27)$$

و

$$\mu = m |\dot{\gamma}_{xy}|^{n-1} \quad (28)$$

و خواص سیال غیر نیوتنی استفاده شده یعنی:

Shear Rate Range = 1-50, $n=0/103$, $m=19/5 \text{ Pa.s}^n$

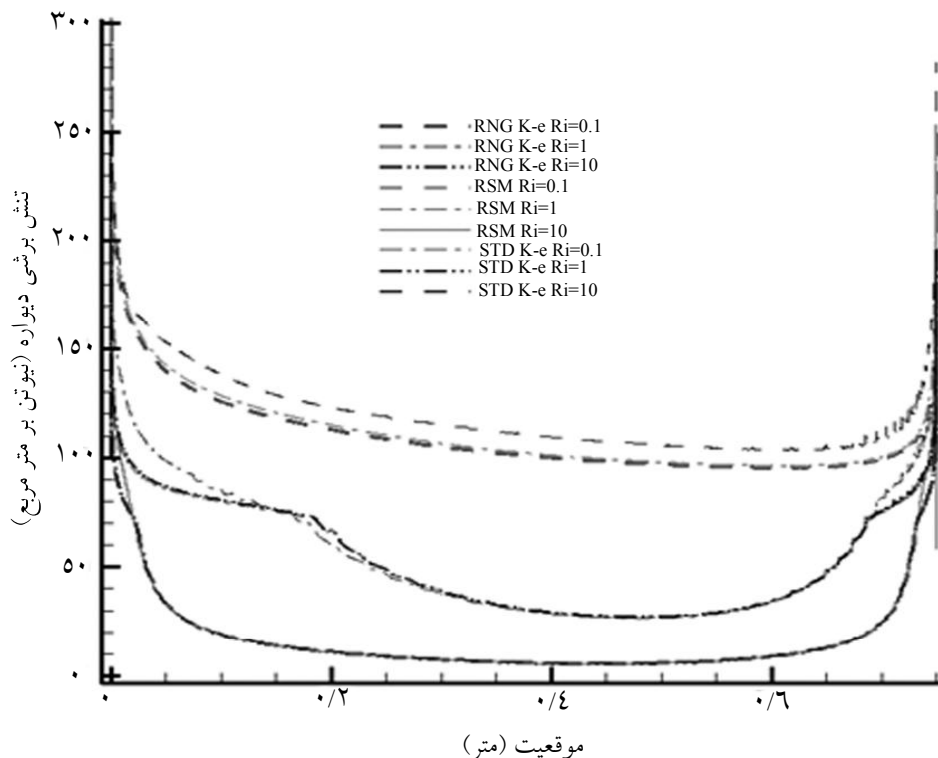
در مقایسه با خواص آب که $n=1$, $m=\mu=0/000769$

، می‌توان رفتار فوق را

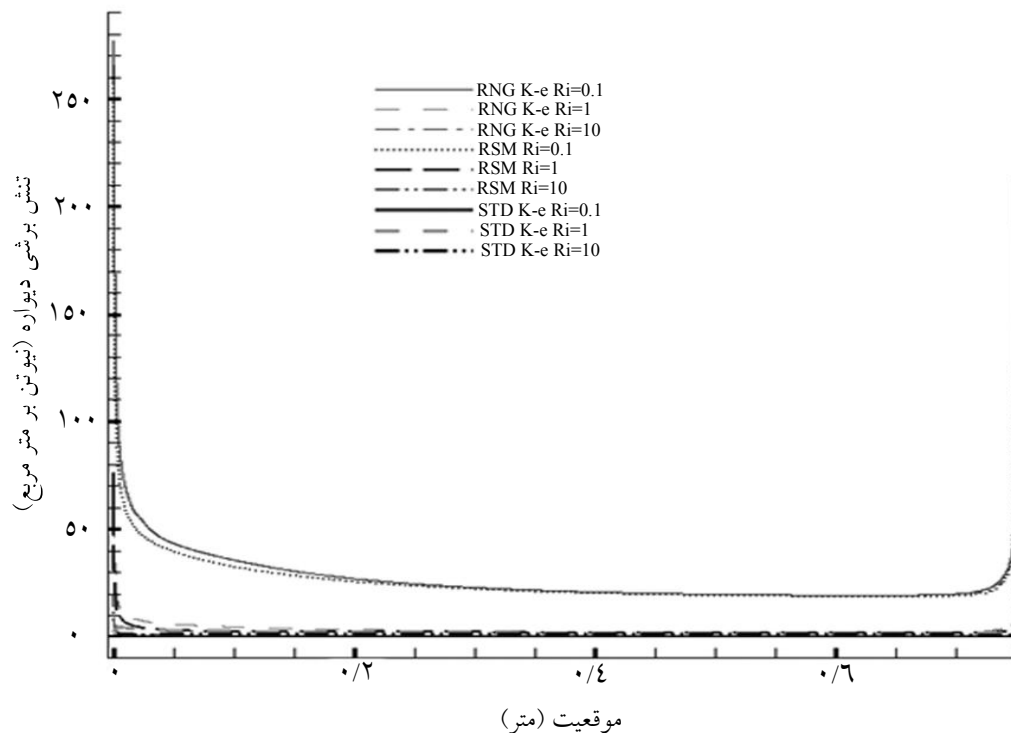
توجیه نمود. چرا که $\mu_{\text{Drilling Mud}} > \mu_{\text{water}}$

غیر نیوتنی تنش نازک شونده ($n > 0$) انتقال می‌دهد که مشابه این نتیجه برای حالت جا به جایی طبیعی درون محفظه مستطیلی در سال 2006 توسط لامسادی و همکاران [15] گزارش شده است. لازم به ذکر است به علت μ بسیار کوچک هوا و m بسیار بزرگ گل حفاری، میزان انتقال حرارت انتقالی توسط این سیال غیر نیوتنی بسیار بیشتر از هوا است.

در شکل‌های 15 و 16، نمودار تنش برشی بر روی دیواره گرم بالایی در ریچاردسون‌های مختلف برای سیال گل حفاری و آب رسم شده است. برای سیال آب، نمودار مذکور از لحاظ ظاهری مشابه با نمودار تنش برشی برای سیال هوا است. اما تفاوت مهم این دو نمودار در مقادیر بیشینه تنش برشی است. این موضوع با توجه به رابطه $\tau_s = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$ قابل تفسیر است. چرا که لزجت آب بسیار بزرگ‌تر از لزجت هوا می‌باشد. اما برای سیال گل حفاری، نمودار به گونه دیگری است. اولین چیزی که از نمودار تنش برشی این سیال غیر



شکل 15- نمودار تنش برشی بر روی دیواره گرم بالایی برای سیال گل حفاری



شکل ۱۶- نمودار تنش برشی بر روی دیواره گرم بالایی برای سیال آب

است.

- در شرایط مشابه، قدر مطلق عدد ناسلت و در نتیجه میزان انتقال حرارت برای سیال آب بسیار بیشتر از عدد ناسلت برای گل حفاری است.

- تنش برشی گل حفاری (سیال غیر نیوتنی) بیشتر از تنش برشی آب و هوا (سیالات نیوتنی) است.

علائم و نشانه‌ها

اجزاء سرعت سیال u, v (m/s)

اجزای بی بعد سرعت سیال U, V

مختصات کارتیزین x, y (m)

ارتفاع محفظه H (m)

فشار P (N/m²)

دما T (K)

زمان t (Sec)

شتاب ثقل g (m²/s)

انرژی جنبشی درهمی K (m²/s²)

ضریب انتقال حرارت هدایتی هوا k (W/m.k)

عدد بی بعد رینولدز Re

نتیجه‌گیری

در پژوهش حاضر، ابتدا انتقال حرارت جا به جایی طبیعی درهم برای سیال هوا درون محفظه مربعی به صورت عددی و با استفاده از روش حجم محدود بررسی شد و پس از مقایسه نتایج حاصل با نتایج به دست آمده توسط دیگر دانشمندان و نشان دادن صحت حل، محفظه مذکور با همان روش عددی برای سیالات گل حفاری (سیال غیر نیوتنی) و آب (سیال نیوتنی) مورد مطالعه قرار گرفت. نمودارهای شدت اغتشاش، سرعت‌های افقی و عمودی، عدد ناسلت و تنش برشی بر روی دیواره‌های گرم و سرد محفظه مذکور رسم و مورد بررسی قرار گرفت. بر طبق این پژوهش، نتایج زیر به دست آمد:

- در حالت حاکمیت جا به جایی طبیعی، لایه مرزی سرعتی روی دیواره سرد تا حدودی نامتقارن است.

- در حالت حاکمیت جا به جایی طبیعی، سیال واقع در مرکز محفظه، چین خورده، لایه لایه و ساکن باقی می‌ماند.

- شدت درهمی برای حالت حاکمیت جا به جایی اجباری بیشتر از حالت حاکمیت جا به جایی طبیعی است.

- بیشینه شدت اغتشاش برای گل حفاری بیشتر از آب

چگالی هوا ρ (kg/m^3)
 لزجت دینامیکی μ ($kg/m.s$)
 عدد پرانتل آشفته σ_k
 عدد اشمیت آشفته σ_ϵ
 تنش برشی τ
 آهنگ کرنش برشی γ

زیرنویس‌ها

دیواره گرم h
 دیواره سرد c
 میانگین m
 دریچه lid

عدد بی بعد ریچاردسون Ri
 عدد بی بعد گرافش Gr
 عدد بی بعد ناسلت Nu
 عدد بی بعد پرانتل Pr
 عدد بی بعد رایلی Ra

نمادهای یونانی

اتلاف انرژی جنبشی درهمی ϵ (m^2/s^3)
 لزجت درهمی ν_t (m^2/s)
 ضریب پخش گرمایی معشوش σ_T (m^2/s)
 ضریب انبساط گرمائی β ($1/K$)
 لزجت سینماتیک ν (m^2/s)

مراجع

- [1] Safaiy M. R. and Goshayeshi H. R., *Numerical Simulation of Laminar and Turbulence Flow of Air: Natural & Mechanical Ventilation inside a Room*, 10th REHVA world congress Clima 2010 : Sustainable Energy Use in Buildings, Antalya, Turkey, 2010.
- [2] Balaji C., Hölling M. and Herwig H., *A Temperature Wall Function for Turbulent Mixed Convection from Vertical, Parallel Plate Channels*, International Journal of Thermal Sciences, 2007.
- [3] Hsieh K. J. and Lien F. S., "Numerical Modeling of Buoyancy-Driven Turbulent Flows Enclosures", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 659-670, 2004.
- [4] Betts P. L. and Bokhari I. H., "Experiments on Turbulent Natural Convection in an Enclosed Tall Cavity", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 21, pp. 675-683, 2000.
- [5] Tian Y. S. and Karayiannis T.G., "Low Turbulence Natural Convection in an Air Filled Square Cavity", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 43, pp. 849-866, 2000.
- [6] Ampofo F. and Karayiannis T. G., "Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp 3551–3572, 2003.
- [7] Peng S. H. and Davinson L., "Large Eddy Simulation for Turbulent Buoyant Flow in a confined cavity", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 22, pp 323-331, 2001.
- [8] Omri M. and Galanis Ni., "Numerical analysis of turbulent buoyant flows in enclosures: Influence of grid and boundary conditions", International Journal of Thermal Sciences, Vol. 46, pp 727–738, 2007.
- [9] Aounallah M., Addad Y., Benhamadouche S., Imine O., Adjout L. and Laurence D., "Numerical Investigation of Turbulent Natural Convection in an Inclined Square Cavity with a Hot Wavy Wall", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 50, pp. 1683–1693, 2007.
- [10] Salat J., Xin S., Joubert P., Sergent A., Penot F. and Le Quere P., "Experimental and Numerical Investigation of Turbulent Natural Convection In A Large Air-Filled Cavity", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 824–832, 2004.

- [۱۱] علوی س. م. ا.، مغمومی ی. و صفائی م. ر.، «جریان سیال ویسکوپلاستیک بر روی صفحه تخت»، دوازدهمین کنگره ملی مهندسی شیمی ایران، دانشگاه صنعتی سهند، ۱۳۸۷.
- [۱۲] علوی س. م. ا.، مغمومی ی. و صفائی م. ر.، «تحلیل عددی جریان پایدار سیال غیرنیوتنی بر روی صفحه تخت در اعداد رینولدز متوسط به روش حجم محدود»، فصلنامه علمی - پژوهشی مکانیک مجلسی، سال اول، شماره چهارم، ۲۱-۳۳، ۱۳۸۷.
- [13] Demir H. and Akyoldoz F. T., "Unsteady Thermal Convection of a Non-Newtonian Fluid", International Journal of Engineering Science, Vol. 38, pp. 1923-1938, 2000.
- [14] Kim G. B., Hyun J. M. and Kwak H. S., "Transient Buoyant Convection of a Power-Law Non-Newtonian Fluid in an Enclosure", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp. 3605-3617, 2003.
- [15] Lamsaadi M., Naimi M. and Hasnaoui M., "Natural Convection Heat Transfer in Shallow Horizontal Rectangular Enclosures Uniformly Heated From the Side and Filled with Non-Newtonian Power Law Fluids", Energy Conversion and Management, Vol. 47, pp. 2535-2551, 2006.
- [۱۶] گشایشی ح. ر.، صفایی م. ر. و مغمومی ی.، مدل‌سازی عددی انتقال حرارت جا به جایی توأم آرام و درهم ناپایا درون محفظه مستطیلی با دیواره متحرک گرم بالائی به روش حجم محدود، مجله علمی O پژوهشی مکانیک مجلسی، شماره دوم، سال سوم، ۱۳۸۸.
- [۱۷] صفائی م. ر.، بررسی اثر آشفتگی بر انتقال حرارت جا به جایی توأم سیالات نیوتنی و غیر نیوتنی درون محفظه‌های مستطیلی در اعداد ریچاردسون مختلف، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه آزاد اسلامی O واحد مشهد، ایران، ۱۳۸۸.
- [۱۸] س. و. پاتانکار، ترجمه محمد مقیمان، «محاسبات عددی - کامپیوتری انتقال حرارت و حرکت سیالات»، انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد، چاپ سوم، ۱۳۸۲.