

استفاده از محیط متخلخل برای بهبود انتقال گرمای جابه‌جایی اجباری در کانال و تحلیل عددی آن به روش بولتزمن شبکه‌ای

محمد تقیلو^۱، جلال قاسمی^{۲*} و محمد نوروزی^۳

| اطلاعات مقاله | چکیده |
|---|--|
| دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۷/۱۷ | در این مقاله، تحلیل عددی جریان و انتقال حرارت در کانال دو بعدی با حضور محیط متخلخل و بر اساس روش بولتزمن شبکه‌ای، صورت گرفته است. دلیل اصلی قرار دادن محیط متخلخل داخل کانال، کاهش سطح مقطع موثر کانال و افزایش موضعی سرعت متوسط جریان به منظور افزایش آهنگ انتقال گرما و کنترل دمای بیشینه صفحه گرم بوده است. از سوی دیگر، به دلیل عبور بخشی از جریان از داخل محیط متخلخل از افت فشار ناگهانی در اثر کاهش سطح مقطع جلوگیری به عمل می‌آید. بدین منظور، یک محیط متخلخل با ساختار تصادفی به صورت موضعی در قسمت فوقانی کانال در نظر گرفته شده است. نتایج کار حاضر، مشتمل بر بررسی اثرات پارامترهای موثر از قبیل اعداد رینولدز، پرانتل، نسبت منظری و تخلخل محیط متخلخل بر بیشینه دمای سطح گرم، عدد ناسلت متوسط و افت فشار کانال، می‌باشد. نتایج نشان می‌دهد که افزایش تخلخل سبب کاهش اختلاف دمای بیشینه صفحه در دو حالت کانال ساده و کانال حاوی محیط متخلخل می‌شود. همچنین مشاهده می‌شود که استفاده از محیط متخلخل در رینولدزهای پایین نسبت به کاهش دمای صفحه گرم، توجیه بیشتری دارد. در کنار این موضوع، افزایش عدد پرانتل در ابتدا سبب افزایش دمای بیشینه صفحه گرم می‌شود و افزایش بیشتر آن، دمای بیشینه‌ی صفحه را کاهش می‌دهد. |
| پذیرش مقاله: ۱۳۹۷/۱۲/۱۴ | |
| واژگان کلیدی: جابجایی اجباری، محیط متخلخل، نفوذپذیری، روش بولتزمن شبکه‌ای. | |

۱-مقدمه

بررسی و مطالعه جریان در محیط‌های متخلخل به لحاظ کاربردی و علمی مورد علاقه بسیاری از محققین قرار داشته است. از میان کاربردهای جریان در محیط متخلخل می‌توان به خاک شناسی، مهندسی شیمی، استخراج نفت، ساخت پلیمرهای مرکب، سلول‌های سوختی و مدیریت دما در قطعات الکترونیکی اشاره کرد [۱-۳]. روش‌های مورد استفاده در تحلیل محیط‌های متخلخل به سه گروه آزمایشگاهی، عددی و تحلیلی تقسیم می‌شوند؛ که از این

میان، روش‌های عددی به دلیل کاربردی بودن و هزینه کمتر، بیشتر مورد استفاده قرار گرفته‌اند. از میان روش‌های نوین عددی در شبیه‌سازی میدان جریان و دما می‌توان به روش بولتزمن شبکه‌ای^۲ (LBM) اشاره نمود. از مهم‌ترین تفاوت‌های میان معادله بولتزمن^۳ (LBE) و معادلات ناویر-استوکس، موارد زیر را می‌توان برشمرد [۴ و ۵]. نخست آنکه معادله بولتزمن یک معادله PDE مرتبه اول است، اما معادلات ناویر-استوکس معادلات PDE مرتبه دوم هستند. که این موضوع به وضوح ساده شدن معادلات حاکم را نتیجه

* پست الکترونیک نویسنده مسئول: j.ghasemi@znu.ac.ir

۱. استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه زنجان، زنجان

۲. استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه زنجان، زنجان

۳. دانشجوی کارشناسی، مهندسی مکانیک، دانشگاه زنجان، زنجان

² Lattice Boltzmann Method (LBM)

³ Lattice Boltzmann Equation (LBE)

یک جریان نوسانی درون یک محیط متخلخل، به بررسی نفوذپذیری دینامیکی سیستم پرداختند. بر این اساس، مقدار نفوذپذیری دینامیکی سیستم به صورت تابعی از فرکانس نوسان جریان گزارش شده است. ضرغامی و همکاران [۱۱] با ترکیب روش حجم محدود و روش بولتزن شبکه‌ای، مدل جدیدی برای مطالعه جریان سیال داخل محیط متخلخل ارائه کردند. در مدل آن‌ها حضور محیط متخلخل با اعمال یک نیروی اضافی که از معادله بریکمن-فورشمایر تبعیت می‌کند، شبیه‌سازی شده است. مدل ارائه شده آن‌ها توسط صحت‌سنجی در مسائل جریان موازی، کوئت و جریان حفره پر از محیط متخلخل مورد تأیید قرار گرفته است. ارمغانی و همکاران [۱۲] به بررسی جریان و انتقال حرارت در حالت تک‌فاز و دو‌فاز در کانال متخلخل پرداخته و تاثیر گروه‌های بی‌بعد مختلف را بر آهنگ انتقال حرارت بررسی نمودند. کیو [۱۳] با ترکیب دو روش LBM و المان گسسته^۴ (DEM) به حل جریان در محیط متخلخل پرداخت. در مدل کیو جریان سیال در مقیاس مزوسکوپي و توسط LBM بدست می‌آید؛ این در حالی است که رفتار هیدرودینامیکی ذرات جامد در مقیاس میکرو و توسط مدل DEM محاسبه می‌شود. هم‌چنین تعامل میان سیال و جامد توسط روش شناوری مرز^۵ (IBM) در نظر گرفته شده است. گریسا و همکاران [۱۴] مسئله جریان درون محیط متخلخل را به روش بولتزن شبکه‌ای و در شرایط تقارن محوری حل نمودند. آن‌ها با اضافه کردن جمله نیرو به معادله بولتزن و استفاده از بسط چاپمن-انسکاک، همپوشانی معادله بولتزن و معادلات ناویر-استوکس تراکم‌ناپذیر را در مختصات استوانه‌ای نشان دادند. لیو و همکاران [۱۵] با ترکیب روش بولتزن و آنیل ساختگی^۶ به شبیه‌سازی جریان در یک محیط متخلخل تصادفی پرداختند. روش ارائه شده توانایی ایجاد تخلخل‌های غیر منظم و منطبق با تخلخل‌های واقعی را دارد. شیخ‌الاسلامی و سیدنژاد [۱۶، ۱۷] اثرات نیروی لورنتز را بر آهنگ انتقال گرمای جابه‌جایی طبیعی نانو سیال در داخل یک محیط متخلخل بررسی کردند. در کار آن‌ها از مدل غیر داریسی برای اعمال اثرات محیط متخلخل بهره گرفته شد. بر اساس نتایج بدست آمده مشاهده می‌شود که

می‌دهد. از سوی دیگر، جمله جابه‌جایی معادلات ناویر-استوکس غیرخطی است، درحالی‌که تمامی جملات LBE با فرض برخورد باتانکار-گراس-کروک^۱ BGK خطی هستند. هم‌چنین، در LBE میدان فشار با استفاده از معادله حالت بدست می‌آید، اما در معادلات تراکم‌ناپذیر ناویر-استوکس، مقادیر فشار از حل یک معادله بیضوی مرتبه دوم حاصل می‌شوند. با توجه به موارد بیان شده، روش LBM در محاسبه میدان سرعت و دما جایگاه ویژه‌ای را بدست آورده است. در ادامه، به مطالعات عددی صورت گرفته در زمینه جریان گرما و سیال درون محیط متخلخل و به روش LBM اشاره می‌شود.

ژو و ژائو [۶] به حل مسئله جابه‌جایی همزمان و جابه‌جایی طبیعی خالص در حضور محیط متخلخل پرداختند. برای این کار، یک تابع توزیع جداگانه برای دما تعریف گردید. هم‌چنین آن‌ها با استفاده از بسط چاپمن-انسکاک تطابق میان معادله بولتزن و معادلات تکانه و انرژی را نشان دادند. شکوهمند و همکاران [۷] جریان سیال و گرما را در شرایط آرام و در یک کانال دوبعدی حاوی محیط متخلخل با LBM شبیه‌سازی کردند. در کار آن‌ها اثر حضور محیط متخلخل با وارد کردن ضریب تخلخل به تابع توزیع تعادلی در نظر گرفته شده است. هم‌چنین آن‌ها اثرات نیروهای لزج و اینرسی ناشی از محیط متخلخل را با اضافه کردن جملات نیرو به معادله بولتزن، در نظر گرفتند. ژائو و همکاران [۸] انتقال گرمای جابه‌جایی طبیعی را در داخل یک محیط متخلخل فلزی بررسی نمودند. آن‌ها اثرات اندازه ذرات جامد، مقدار تخلخل و شکل محیط متخلخل را بر روی آهنگ انتقال گرمای جابه‌جایی طبیعی مطالعه نمودند. نتایج آن‌ها نشان می‌دهد که با کاهش میزان تخلخل و اندازه ذرات جامد، آهنگ انتقال گرمای کلی افزایش می‌یابد. کروسلسکی و پزورسکی [۹] جریان سیال لزج حول یک و چند استوانه را شبیه‌سازی کردند. برای این کار آن‌ها از ضریب رهاسازی یگانه^۲ استفاده، و دو نوع شرط مرزی برای اعمال شرط عدم لغزش بر روی سطح جامد اعمال نمودند. بر اساس نتایج بدست آمده روش بدون میان‌یابی^۳ به دلیل دقت و پایداری بهتر، پیشنهاد گردید. پاژنیاکو و آدلر [۱۰] با استفاده از LBM و اعمال گرادیان فشار نوسانی و ایجاد

⁴ Discrete Element Method (DEM)

⁵ Immersed boundary method (IBM)

⁶ Simulated Annealing (SA)

¹ Bhatnagar-Gross-Krook (BGK)

² Single Relaxation Time (SRT)

³ Interpolation-free

استفاده از روش بولتزن شبکه‌ای بررسی می‌شود. با تغییر عوامل مختلف نظیر عدد رینولدز، عدد پرانتل، عدد تخلخل و نسبت ارتفاع به طول محیط متخلخل، کاهش دمای صفحه و همچنین افت فشار متناظر با آن گزارش شده است.

۲- تعریف مسئله

هندسه مورد مطالعه در مقاله حاضر، یک کانال دوبعدی به طول L و ارتفاع H بوده که در ناحیه‌ای به طول w از مرز پایین و مطابق با شکل (۱)، دارای شرط مرزی شار ثابت q است. مدل ساده بیان شده می‌تواند در ساختمان چاه حرارتی به منظور خنک‌کاری قطعات الکترونیکی، مورد استفاده قرار گیرد. فاصله محیط متخلخل از ورودی کانال مطابق با شکل e بوده که در کار حاضر مقدار $e/L=0.13$ از ورودی کانال $s/L=0.33$ ، طول محیط متخلخل $l/L=0.53$ و نسبت منطری محیط متخلخل $AR=h/l$ نیز در بازه 0.25 تا 0.5 فرض شده است. جریان تراکم‌ناپذیر و لزج در ورودی کانال به صورت یکنواخت و در خروجی آن نیز به صورت توسعه یافته در نظر گرفته می‌شود. ناحیه متخلخل در قسمت فوقانی کانال با ابعاد $h \times l$ بوده و مقدار تخلخل آن با عبارت ε بیان شده است.

۳- معادلات حاکم

معادله بولتزن برای توصیف تغییرات تابع توزیع تک‌ذره‌ای به صورت زیر است [۲۶]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \nabla f = \Omega(f), \quad (1)$$

که $f(\mathbf{x}, t)$ تابع توزیع ذرات، \mathbf{c} میدان سرعت ریزمقیاس و Ω عملگر برخورد بین ذرات است.

۳-۱- تحلیل جریان سیال

تغییرات تابع توزیع چگالی f ، از معادله‌ی بولتزن پیروی می‌کند که می‌توان آن را به صورت زیر گسسته نمود [۲۶]:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) + \Omega_i(f) \quad (2)$$

در معادله (۲) Δt گام زمانی است؛ که برای سادگی به صورت $\Delta t=1$ فرض می‌شود. همچنین \mathbf{x} بردار موقعیت و i جهات گسسته شده در فضای دوبعدی است. معادله (۲) را می‌توان به دو بخش تفکیک کرد، جاری شدن و برخورد. در مرحله‌ی جاری شدن (سمت چپ معادله)، توابع توزیع

عدد دارسی بر افزایش گرادیان دما موثر است. وانگ و همکاران [۱۸] جریان گاز در داخل یک میکرو کانال را به وسیله روش بولتزن منظم شبیه‌سازی کردند. آن‌ها برای ایجاد محیط متخلخل در مقیاس منافذ^۱ از روش دستگاه تولید ساختار چهارگانه^۲ بهره گرفتند. توزیع سرعت در داخل محیط متخلخل محاسبه و اثرات میزان تخلخل و مساحت موثر بر جریان گاز رقیق و نفوذپذیری محیط متخلخل گزارش شده است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش مقدار تخلخل و کاهش مساحت موثر، نفوذپذیری گاز افزایش می‌یابد. غریبی و همکاران [۱۹] با ترکیب دو روش بولتزن و پروفیل هموار^۳ روشی جدید برای شبیه‌سازی جریان درون یک محیط متخلخل دانه‌ای ارائه کردند. محیط متخلخل مورد استفاده در کار آن‌ها به صورت دانه‌های استوانه‌ای و یا کروی در نظر گرفته شده است. همچنین روش پروفیل هموار به منظور در نظر گرفتن تعامل میان سیال و جامد استفاده شده است. در قسمت نتایج نیز اثرات مقدار تخلخل، اندازه و شکل ذرات و ساختار محیط متخلخل بر روی نفوذپذیری محیط متخلخل و ضریب درگ آن مورد ارزیابی قرار گرفته است. چنگ و همکاران [۲۰] اثرات ساختار منافذ در جریان غیر دارسی همراه با اعداد رینولدز بالا را در یک محیط متخلخل بررسی کردند. مطالعه آن‌ها که بر اساس روش بولتزن شبکه‌ای است، بر روی اثرات اینرسی جریان تأکید می‌کند. بر این اساس مشاهده می‌شود که اثرات غیر دارسی به ساختار منافذ در محیط متخلخل بستگی زیادی دارند. در کنار موارد بیان شده، می‌توان به مقالات دیگری که بر اساس روش بولتزن شبکه‌ای به بررسی و شبیه‌سازی جریان در محیط متخلخل اقدام کرده‌اند، اشاره کرد [۲۱-۲۵].

در مقاله حاضر، به منظور کنترل همزمان دما و افت فشار در یک کانال دوبعدی که در آن گرما به صورت موضعی از مرز وارد سیستم می‌شود، از یک محیط متخلخل استفاده شده است. ایده اصلی این کار، کاهش موضعی سطح مقطع کانال و در نتیجه افزایش ضریب انتقال حرارت جابجایی به همراه کنترل افت فشار توسط تغییر در مقدار تخلخل محیط است. محیط متخلخل به روش تصادفی، با ذرات جامد مربعی شکل و با تخلخل‌های مختلف ایجاد شده است. بر این اساس، تاثیر عوامل مختلف بر آهنگ انتقال گرما، با

³ Smoothed Profile Method (SPM)

¹ Pore-scale

² Quartet Structure Generation Set (QSGS)

$$w_i = \begin{cases} \frac{4}{9}, & i = 0 \\ \frac{1}{9}, & i = 1, 2, 3, 4 \\ \frac{1}{36}, & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (6)$$

مقادیر بردار ریزمقیاس c_i در هر جهت طبق رابطه‌ی زیر مشخص می‌شود:

$$c_i = \begin{cases} 0, & i = 0 \\ [\cos([\bar{i}-1]\frac{\pi}{4}), \sin([\bar{i}-1]\frac{\pi}{4})], & i = 1, 2, 3, 4 \\ \sqrt{2}[\cos([\bar{i}-1]\frac{\pi}{4}), \sin([\bar{i}-1]\frac{\pi}{4})], & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (7)$$

در رابطه (۷) مقدار ۱، ۲، ۳، ۴، $i=1$ است. معادله‌ی (۴) به دو بخش قابل تفکیک است که به صورت ریاضی به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)}{\tau} \quad (8)$$

مرحله جاری شدن:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) \quad (9)$$

در این بسط، رابطه‌ی بین زمان آرامش و لزجت شبکه‌ی بولتزمن به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\nu = c_s^2 (\tau - 0.5) \quad (10)$$

برای آن که لزجت سیال مثبت باشد، لازم است که زمان رهاسازی بزرگ‌تر از 0.5 باشد. البته ضرورت پایداری مسئله ایجاب می‌کند که مقدار τ از این مقدار نیز بیشتر باشد. استرلینگ و چن [۲۷] نشان داده‌اند که برای رسیدن به پایداری، سرعت میانگین سیال باید همیشه کمتر از بیشینه‌ی سرعت پایداری باشد. با افزایش مقدار τ از 0.5 بیشینه‌ی سرعت پایداری نیز به صورت یکنواخت افزایش می‌یابد تا اینکه به بیشترین مقدار خود در یک نقطه می‌رسد و بعد از آن ثابت می‌ماند. به خاطر این محدودیت افزایش بیش از حد مقدار τ در بیشینه‌ی سرعت پایداری تأثیری نخواهد گذاشت. مقادیر چگالی و سرعت در مقیاس بزرگ نیز از روابط (۱۱) و (۱۲) به دست می‌آیند:

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i \quad (11)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_{i=0}^8 f_i \mathbf{c}_i \quad (12)$$

در جهت سرعت خود به سمت گره‌های مجاور حرکت می‌کنند و در بخش برخورد (سمت راست) ذرات در جای خود به یکدیگر برخورد می‌کنند. برای تابع برخورد عملگرهای مختلفی در نظر گرفته شده است.

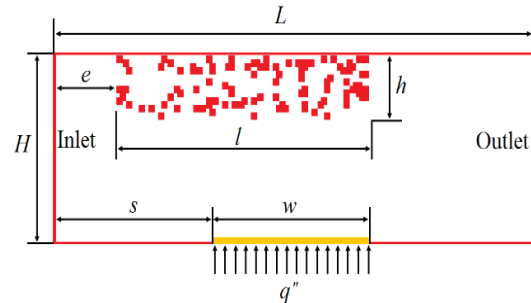
بر اساس پیشنهاد باتانکار و همکارانش [۲۶] اپراتور برخورد بسیار ساده‌ای با یک زمان آرامش یگانه، به شکل زیر پیشنهاد شده است:

$$\Omega = -\frac{f(\mathbf{x}, t) - f^{eq}(\mathbf{x}, t)}{\tau} \quad (3)$$

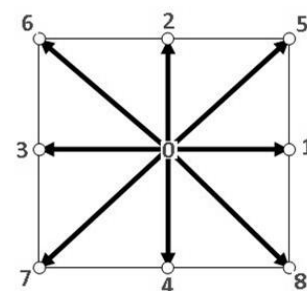
در معادله (۳)، f^{eq} تابع توزیع تعادل و τ زمان آرامش یگانه است. با جای‌گذاری اپراتور برخورد در معادله‌ی بولتزمن، معادله زیر حاصل می‌شود:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)}{\tau} \quad (4)$$

در مقاله حاضر از مدل بولتزمن شبکه‌ای دوبعدی با τ مؤلفه سرعت (D2Q9)، جهت حل معادله شبکه بولتزمن استفاده شده است. شکل (۲) طرح کلی این مدل را نشان می‌دهد.



شکل ۱- طرحواره مربوط به هندسه و فیزیک مسئله



شکل ۲- طرحواره مدل دوبعدی با ۹ مؤلفه سرعت (D2Q9)

تابع توزیع تعادلی ذره به میزان چگالی محلی و سرعت سیال وابسته بوده و توسط رابطه زیر بیان می‌شود:

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left[1 + \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})}{2c_s^2} \right] \quad (5)$$

در این رابطه تابع وزنی w_i دارای مقادیر زیر است.

حول موانع به کار می‌رود. نحوه‌ی اعمال به این صورت است که هر تابع توزیعی که به دیواره برخورد می‌کند در راستای حرکت خود منعکس می‌شود. شبه کد مربوط به این روش به صورت است.

$$f_i(x, k) = f_j(x, k), i = 2, 5, 6; j = 4, 7, 8 \quad (19)$$

در رابطه (۱۹)، k مختصات نقطه‌ی از میدان حل هستند که بر روی مرز پایین در شکل (۱) قرار می‌گیرند.

۳-۳-۲- شرط مرزی ورودی

در ورودی میدان جریان با فرض سرعت یکنواخت u_{in} از مدل زوو و هی استفاده گردیده است. طبق این مدل، توابع توزیع $f_0, f_1, f_2, f_3, f_4, f_5, f_6, f_7, f_8$ در مرز ورودی با استفاده از گرہ‌های هم‌جوار به دست آمده و مقادیر مجهول f_1, f_5 و f_8 به صورت زیر محاسبه می‌شوند [۲۶]:

$$f_1 = f_3 + \frac{2}{3} \rho u_{in} \quad (20)$$

$$f_8 = f_6 + \frac{f_2 - f_4}{2} + \frac{1}{6} \rho u_{in} \quad (21)$$

$$f_5 = f_7 + \frac{f_2 - f_4}{2} + \frac{1}{6} \rho u_{in} \quad (22)$$

که مقدار ρ در معادلات (۲۰-۲۲) توسط رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\rho = \frac{[f_0 + f_2 + f_4 - 2(f_3 + f_6 + f_7)]}{1 - u_{in}} \quad (23)$$

۳-۴-۳- شرایط مرزی میدان دما

در این بخش دو نوع شرط دمایی مورد استفاده که عبارت‌اند از شرط دما ثابت و شرط شار ثابت، توضیح داده می‌شوند.

۳-۴-۳-۱- شرط مرزی دما ثابت

فرض کنید در جریان سیال-گرما در کانال، دیواره پایینی در دمای ثابت T_b قرار دارد. بعد از هر مرحله جاری شدن مقادیر، g_2, g_5, g_6 و مجهول هستند. فرض می‌شود که این توابع توزیع مجهول با مقادیر g_2^{eq}, g_5^{eq} و g_6^{eq} در آن نقطه برابرند [۲۹]. برای بدست آوردن مقادیر تعادلی از معادله‌ی (۱۶) استفاده می‌شود. با این تفاوت که به جای T از T' که مقداری نامشخص است، استفاده می‌شود. مجموع این سه تابع توزیع تعادلی به صورت زیر بدست می‌آید.

$$g_2 + g_5 + g_6 = \frac{1}{6} T' (1 + 3u_y + 3u_y^2) \quad (24)$$

با توجه به رابطه فوق اگر مقدار T' معلوم باشد، در این صورت توابع توزیع مجهول محاسبه می‌شوند.

برای محاسبه‌ی فشار در هر گرہ نیز می‌بایست از معادله‌ی حالت گاز ایده‌آل در فرآیند آیزنتروپیک استفاده کرد [۲۶].

$$p = \rho c_s^2 \quad (13)$$

همچنین در شبکه D2Q9، سرعت صوت از رابطه زیر به دست می‌آید [۲۶].

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{3}} \quad (14)$$

همچنین به جهت رعایت شرط تراکم‌ناپذیری جریان، مقدار عدد ماخ $M = |\mathbf{u}|/c_s$ در همه شرایط و در کل میدان محاسباتی، کوچکتر از ۰/۰۵ در نظر گرفته شده است.

۳-۲- معادله بولتزمان برای تحلیل انرژی

تابع توزیع استفاده شده برای بازیابی معادله‌ی انرژی، به صورت زیر است [۲۸]:

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(\mathbf{x}, t) - \frac{g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{eq}(\mathbf{x}, t)}{\tau_T} \quad (15)$$

که g^{eq} تابع توزیع تعادلی است و به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$g_i^{eq} = w_i T \left[1 + \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} \right] \quad (16)$$

با استفاده از تابع توزیع معرفی شده، دما در هر نقطه از میدان محاسباتی، به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$T = \sum_{i=0}^8 g_i \quad (17)$$

و τ_T زمان آرامش حرارتی است که با ضریب پخش شبکه مرتبط است [۲۸]:

$$\alpha = c_s^2 (\tau_T - 0.5) \quad (18)$$

۳-۳-۳- شرایط مرزی میدان سرعت

در LBM برخلاف روش‌های CFD معمول، نمی‌توان به‌طور مستقیم کمیت‌های بزرگ‌مقیاس در مرزها را وارد مسئله نمود. در این روش باید توابع توزیع در مرزها به‌گونه‌ای تعریف شوند تا کمیت‌های ریزمقیاس موردنظر به دست آیند.

۳-۳-۳-۱- شرط مرزی بازگشت به عقب

متداول‌ترین شرط مرزی مورد استفاده در LBM، شرط مرزی بازگشت به عقب نام دارد. این شرط مرزی در مرزهای ساکن، شرایط مرزی متحرک، شرایط عدم لغزش و جریان

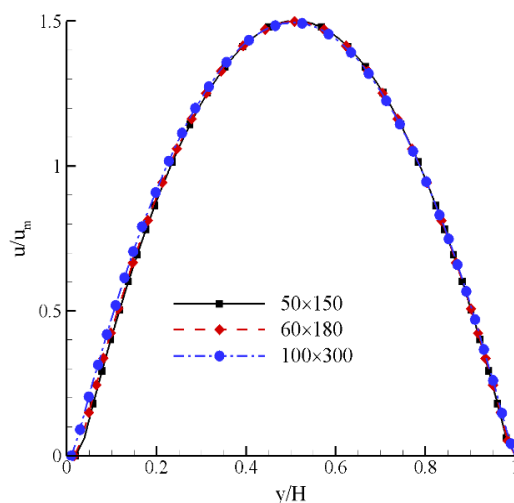
۲-۴- صحت‌سنجی میدان دما

به‌منظور بررسی اعتبار حل عددی، مسئله انتقال حرارت در یک کانال دوبعدی با شرایط $Pr=0.7$ ، $Re=10$ ، دمای ورودی ۲۰ و دمای دیواره ۱۰ درجه‌ی سلیسیوس، مرتبط با مطالعات انجام گرفته توسط تانگ و همکاران [۳۰] حل شده و نتایج بدست آمده با نمودار بی‌بعد دما در بررسی آن‌ها مقایسه شده است. مطابق شکل (۵) نتایج کار حاضر با مقاله تانگ و همکاران اختلاف بسیار اندکی داشته که این موضوع صحت کد نوشته شده را در شبیه‌سازی انتقال حرارت بیان می‌کند.

۳-۴- صحت‌سنجی نفوذ پذیری محیط متخلخل

برای محاسبه‌ی نفوذپذیری محیط متخلخل از معادله‌ی داریسی که در جریان با رینولدزهای پایین صادق است، استفاده می‌شود. مطابق با رابطه داریسی می‌توان نوشت:

$$q = -\frac{KA}{\mu} \times \frac{(p_b - p_a)}{L} \quad (27)$$



شکل ۳- پروفیل سرعت بی‌بعد در خروجی کانال بدون محیط متخلخل در شبکه‌های مختلف

در رابطه (۲۷) q دبی عبوری از سطح مقطع A ، μ لزجت سیال، K نفوذپذیری، L طول لوله و p_b و p_a به ترتیب فشار سیال در ابتدا و انتهای محیط متخلخل می‌باشد. با ساده کردن معادله‌ی (۲۷)، معادله‌ی زیر بدست می‌آید:

$$\bar{u} = -\frac{K}{\mu} \Delta p \quad (28)$$

در رابطه فوق \bar{u} سرعت متوسط و Δp اختلاف فشار در هر مقطع می‌باشد.

از طرفی با قراردادن رابطه‌ی (۲۴) در معادله $T_b = \sum_{i=0}^8 g_i$ رابطه‌ای برای محاسبه‌ی T' بدست می‌آید.

$$T' = \frac{6}{1 + 3u_y + 3u_y^2} (T_b - g_0 - g_1 - g_3 - g_4 - g_7 - g_8) \quad (25)$$

۲-۴-۳ شرط مرزی شار ثابت

بعد از مرحله‌ی جاری شدن، مقدار دما در داخل میدان قابل محاسبه می‌باشد. حال با استفاده از روش گسسته‌سازی با دقت مرتبه دوم می‌توان مقدار دما در روی دیواره را بدست آورد.

$$\frac{\partial T}{\partial y_{i,1}} = \frac{4T_{i,2} - T_{i,3} - 3T_{i,1}}{2\Delta y} \quad (26)$$

با بدست آمدن مقدار دما در روی دیواره، مشابه حالت قبل می‌توان توابع توزیع مجهول را بدست آورد.

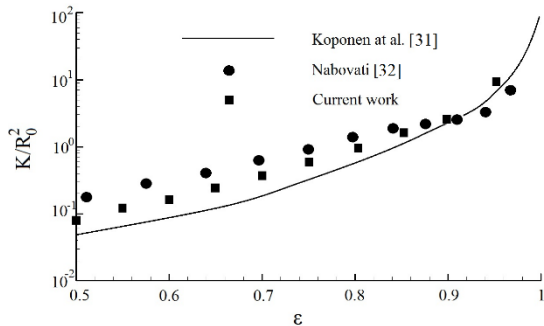
۴- بررسی صحت حل عددی

برای اطمینان از صحت کد نوشته شده، ابتدا جریان سیال و گرما داخل کانال بدون حضور محیط متخلخل با روش بولتزمن شبکه‌ای شبیه‌سازی و صحت‌سنجی می‌شود. در مرحله بعد، میزان نفوذپذیری و پروفیل سرعت در داخل محیط متخلخل با مقادیر موجود در مطالعات پیشین مقایسه می‌گردد.

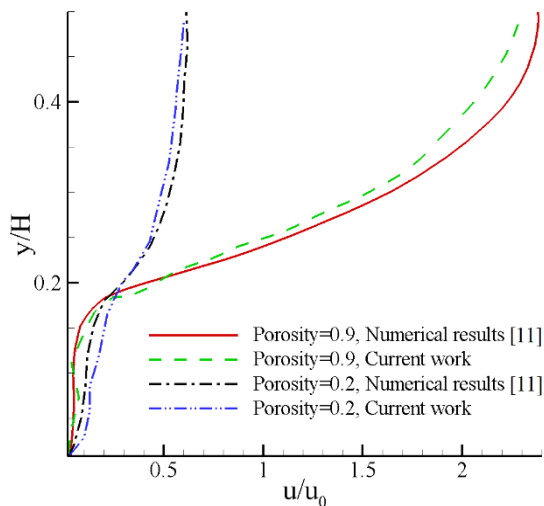
۴-۱- بررسی استقلال از شبکه

برای تبیین عدم وابستگی مسئله به شبکه‌ی محاسباتی، جریان سیال و گرما در کانال برای سه شبکه‌ی 50×150 ، 60×180 و 100×300 حل شده است. مطابق با شکل (۳)، پروفیل سرعت بی‌بعد در ناحیه‌ی توسعه یافته برای تمامی این شبکه‌ها با خطای بسیار ناچیزی یکسان بدست آمده است. بنابراین، حل انجام شده برای میدان سرعت، برای شبکه‌های بزرگ‌تر از 50×150 دارای استقلال از شبکه است. بررسی‌های انجام شده حاکی از آن است که استقلال از شبکه برای میدان دما در شبکه‌های کوچک‌تری نسبت به میدان سرعت رخ می‌دهد. مطابق شکل (۴)، وابستگی به شبکه به صورت تصاعدی کاهش می‌یابد تا جایی که در شبکه‌های بزرگ‌تر از مقیاس 100×300 ، حل انجام شده دارای دقت قابل قبولی است و اختلاف چندانی با شبکه‌های بزرگ‌تر از آن ندارد. بر این اساس، تمامی نتایج گزارش شده در این کار برای شبکه 100×300 می‌باشد.

قابل توجه است. در تخلخل‌های پایین، درصد حفره‌هایی که انتهایشان بسته و یا بن‌بست است بالا است، و همین موضوع سبب کمتر بودن تخلخل واقعی نسبت به تخلخل مؤثر خواهد شد. به عبارت دیگر، از آنجا که فرآیند ایجاد محیط متخلخل در تخلخل‌های یکسان می‌تواند متفاوت باشد، لذا با توجه به ساختار تخلخل ایجاد شده، میزان تخلخل واقعی نسبت به تخلخل مؤثر می‌تواند کمتر باشد. اما با افزایش میزان تخلخل ذرات با فاصله بیشتری نسبت به هم قرار گرفته و امکان ایجاد بن‌بست و یا حفره‌هایی با انتهای بسته بسیار کم می‌شود. این موضوع سبب یکسان شدن مقادیر تخلخل واقعی و مؤثر شده و در نتیجه اختلاف مقادیر پیش‌بینی شده کمتر می‌شود.



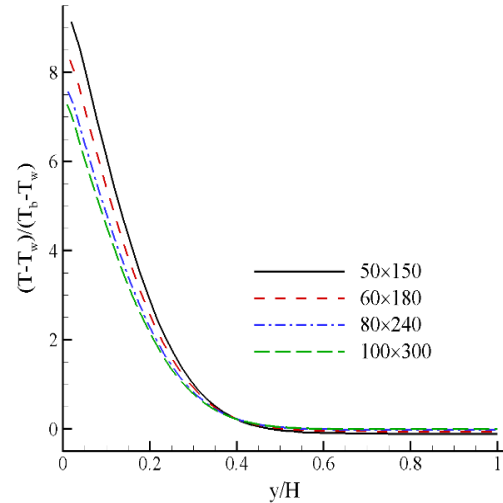
شکل ۶- مقایسه نفوذپذیری پیش‌بینی شده توسط کوپونن [۳۱] و نبوتی [۳۲] با نفوذپذیری کار حاضر



شکل ۷- نمایش سرعت بی‌بعد افقی در راستای ارتفاع

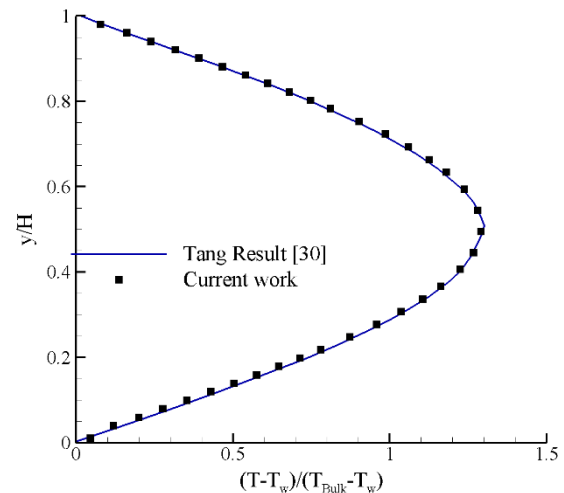
بی‌بعد (مقایسه بین نتایج عددی [۱۱] و نتایج کار حاضر)

برای اطمینان بیشتر از صحت نتایج عددی، جریان در داخل یک کانال دوبعدی که به صورت موضعی حاوی تخلخل است، شبیه‌سازی می‌شود. این کانال دارای ارتفاع H و طول L بوده و قسمت پایین و بالای آن به ارتفاع y_p دارای تخلخل



شکل ۴- پروفیل دمایی بی‌بعد در خروجی کانال ساده در شبکه‌های مختلف

برای بی‌بعد کردن، نفوذپذیری به صورت K/R_0^2 گزارش می‌شود که R_0 شعاع هیدرولیکی، مطابق رابطه زیر تعریف می‌شود:



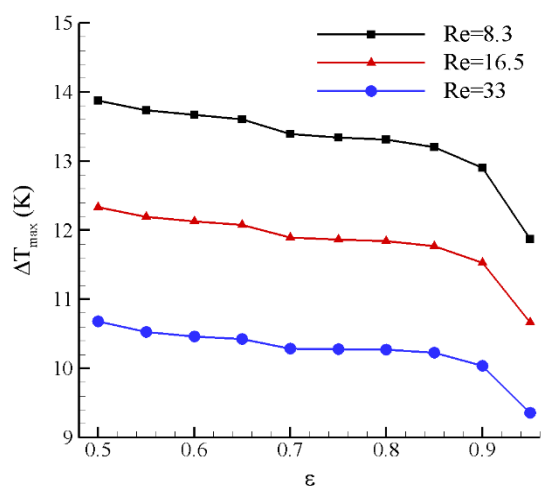
شکل ۵- پروفیل دمایی بی‌بعد کار حاضر در مقایسه با نتایج مرجع [۳۰]

$$R_0^2 = \frac{DA_0}{P_0} \quad (29)$$

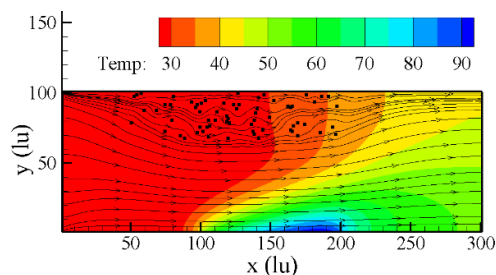
در رابطه (۲۹) A_0 و P_0 به ترتیب مساحت ذره، محیط ذره و تعداد ابعاد مسئله می‌باشد. مقادیر نفوذپذیری بی‌بعد بدست آمده کار حاضر در شکل ۶ به همراه نتایج کار کوپونن [۳۱] و نبوتی [۳۲] در تخلخل‌های مختلف آورده شده است. همچنان که مشاهده می‌شود، میان نتایج کوپونن و نبوتی بویژه در تخلخل‌های پایین اختلاف محسوسی مشاهده می‌شود. از سوی دیگر مقادیر نفوذپذیری پیش‌بینی شده در کار حاضر میان داده‌های کوپونن و نبوتی قرار گرفته است. این اختلاف میان نتایج بویژه در تخلخل‌های پایین

انتقال گرمای جابه‌جایی در اثر افزایش عدد رینولدز، سهم افزایش جابه‌جایی در اثر کاهش سطح مقطع کاهش می‌یابد. به عبارت دیگر استفاده از محیط متخلخل به منظور کاهش دمای صفحه، در رینولدزهای پایین توجیه‌پذیرتر است. کانتورهای دما و فشار و خطوط جریان برای کانال همراه با محیط متخلخل به ترتیب در شکل‌های (۹) و (۱۰) آورده شده است.

در ادامه، تغییرات افت فشار بی‌بعد $\Delta p^* = \Delta p_{porous} / \Delta p$ ، که بیانگر نسبت افت فشار در کانال با محیط متخلخل به افت فشار کانال ساده است، مورد بررسی قرار می‌گیرد. مطابق انتظار، افزایش عدد رینولدز سبب افزایش افت فشار در کانال می‌شود. از سوی دیگر و مطابق شکل (۱۱) کاهش تخلخل محیط سبب افزایش افت فشار می‌شود.



شکل ۸- تغییرات ΔT_{max} بر حسب تخلخل در رینولدزهای مختلف در شرایط $Pr=1$ و $AR=0.33$



شکل ۹- کانتور دما و خطوط جریان برای کانال همراه با محیط متخلخل

این افزایش در افت فشار را می‌توان به دو موضوع نسبت داد؛ نخست آن که کاهش تخلخل به معنای افزایش مقاومت محیط متخلخل و در نتیجه افزایش تلفات جریان در آن است. در کنار این موضوع، کاهش تخلخل سبب افزایش

است. تغییرات سرعت بی‌بعد برحسب ارتفاع بی‌بعد و به ازای $Re=100$ ، $\varepsilon=0.2$ و $y_p=0.2H$ در ناحیه توسعه یافته کانال در شکل (۷) نشان داده شده است. مقایسه بین نتایج حاضر با نتایج عددی ضرغامی و همکاران [۱۱] دقت مناسب کد نوشته شده را نشان می‌دهد.

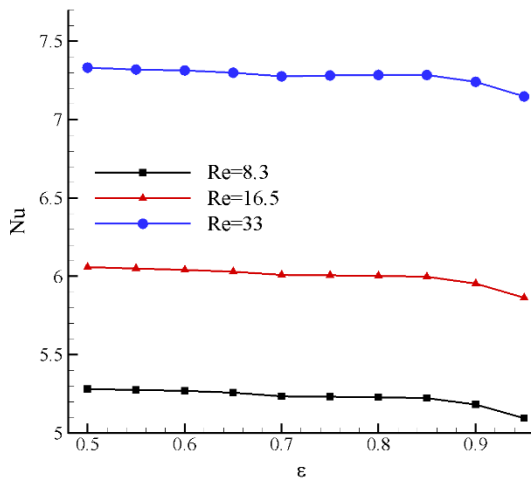
۵- نتایج و بحث

پس از حصول اطمینان از صحت نتایج عددی، مطالعه انتقال حرارت جابه‌جایی اجباری در کانال حاوی محیط متخلخل صورت می‌پذیرد. مقادیر پیش‌فرض $Re=33$ ، $Pr=1$ و $AR=0.33$ می‌باشند؛ که در هر قسمت با تغییر یکی از پارامترها و ثابت نگه‌داشتن پارامترهای دیگر، تاثیرات آن در تغییر دمای صفحه گرم، افت فشار کانال و مقدار تغییرات عدد ناسلت برای تخلخل‌های مختلف گزارش شده است.

۵-۱- اثرات تغییر عدد رینولدز

در این قسمت، ابتدا جریان سیال-گرم در کانال بدون تخلخل در رینولدزهای $8/3$ ، $16/5$ و 33 شبیه‌سازی شده و بیشینه‌ی دمای صفحه‌ی گرم محاسبه می‌شود. سپس محیط متخلخل به کانال افزوده و بیشینه‌ی دمای صفحه‌ی گرم در این حالت برای مقادیر قبلی رینولدز بدست می‌آید. اختلاف مقادیر بیشینه‌ی دما در دو حالت با تخلخل و بدون آن برای تخلخل‌های مختلف در شکل (۸) رسم شده است. لازم به ذکر است که در این نتایج، عدد رینولدز به صورت $Re = U_{in} H / \nu$ تعریف شده است. بر اساس نتایج این شکل مشاهده می‌شود که افزایش تخلخل سبب کاهش اختلاف دمای ΔT_{max} می‌گردد که در آن به صورت اختلاف دمای بیشینه در دو حالت کانال ساده و کانال حاوی محیط متخلخل تعریف شده است. برای توجیه این موضوع باید توجه داشت که با افزایش تخلخل، نفوذ جریان در محیط متخلخل افزایش یافته در نتیجه عبور جریان از قسمت پایین محیط متخلخل کاهش می‌یابد، که این امر کاهش سرعت متوسط جریان روی صفحه گرم و در نتیجه کاهش جابه‌جایی اجباری را در پی دارد. با کاهش جابه‌جایی، آهنگ انتقال گرما نیز کاهش یافته و در نتیجه دمای صفحه‌ی گرم به میزان کمتری، کاهش می‌یابد. نکته دیگر آن است که افزایش عدد رینولدز، سبب کاهش ΔT_{max} می‌شود. این موضوع را می‌توان به افزایش آهنگ انتقال گرما در رینولدزهای بالا نسبت داد. به طوریکه با افزایش ضریب

در شکل (۱۲) آورده شده است.



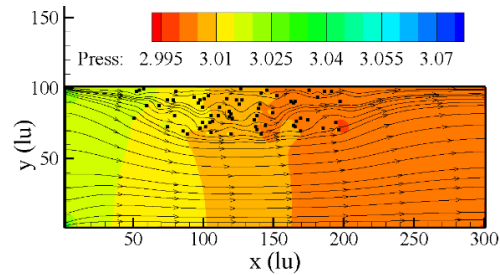
شکل ۱۲- تغییرات عدد ناسلت متوسط برحسب تخلخل در رینولدزهای مختلف در شرایط $Pr=1$ و $AR=0.33$

دو نکته در شکل (۱۲) قابل ذکر است. نکته‌ی اول، افزایش عدد ناسلت همراه با افزایش عدد رینولدز می‌باشد؛ که این موضوع به دلیل افزایش اثرات جابه‌جایی قابل پیش‌بینی است. نکته‌ی دوم ثابت بودن عدد ناسلت در محدوده‌ی $\varepsilon < 0.85$ برای رینولدزهای مختلف و نسبت منطقی یک‌سوم است. به عبارت دیگر کاهش تخلخل تا $\varepsilon = 0.85$ سبب افزایش عدد ناسلت شده و کاهش بیش از آن تأثیر محسوسی بر عدد ناسلت ندارد. برای توجیه این موضوع باید به این نکته توجه کرد که مطابق با شکل (۶)، مقدار نفوذپذیری محیط در محدوده $\varepsilon > 0.85$ به طور تصاعدی افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر در این محدوده تغییر مقدار تخلخل سبب تغییر محسوس در الگوی جریان می‌شود. این، به معنای آن است که به ازای $\varepsilon < 0.85$ کاهش تخلخل و کاهش نفوذپذیری تأثیر محسوسی بر الگوی جریان و در نتیجه آهنگ انتقال گرما، نخواهد داشت.

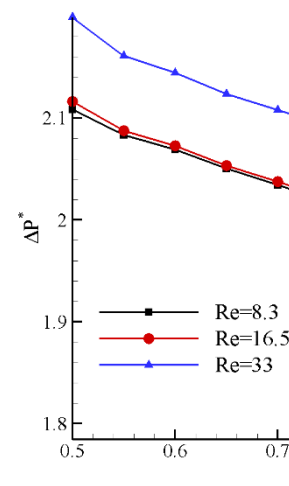
۵-۲- اثرات تغییر عدد پرانتل

بررسی تأثیر عدد پرانتل در تخلخل‌های مختلف موضوع این قسمت می‌باشد. بدین منظور ابتدا جریان سیال-گرما در کانال بدون تخلخل در پرانتل‌های ۱، ۵ و ۵۰ شبیه‌سازی شده و بیشینه‌ی دمای صفحه‌ی گرم محاسبه می‌شود. با افزودن محیط متخلخل به کانال بیشینه‌ی دمای بدست آمده در این حالت با مقادیر کانال ساده مقایسه می‌شوند. اختلاف دمای بیشینه‌ی ΔT_{max} در دو حالت با تخلخل و بدون آن برای تخلخل‌های مختلف در نمودار شکل (۱۳) رسم شده است. شکل (۱۳) نشان می‌دهد که افزایش

موضعی سرعت و افزایش گرادیان سرعت روی دیوار در قسمت پایین محیط متخلخل شده و در نتیجه افزایش افت فشار در کانال را ایجاد می‌کند. به طور مثال، کاهش تخلخل از ۰/۹۵ به ۰/۵ در رینولدز ۳۳، سبب افزایش ۳۶ درصدی افت فشار نسبت به کانال بدون تخلخل می‌شود.



شکل ۱۰- کانتور فشار و خطوط جریان برای کانال همراه با محیط متخلخل



شکل ۱۱- تغییرات افت فشار بی‌بعد بر حسب تخلخل در رینولدزهای مختلف در شرایط $Pr=1$ و $AR=0.33$

به‌عنوان آخرین موضوع در این بخش به بررسی تغییرات عدد ناسلت برحسب تخلخل‌های مختلف در سه رینولدز ۸/۳، ۱۶/۵ و ۳۳ پرداخته شده است. برای محاسبه‌ی عدد ناسلت از رابطه زیر استفاده می‌شود.

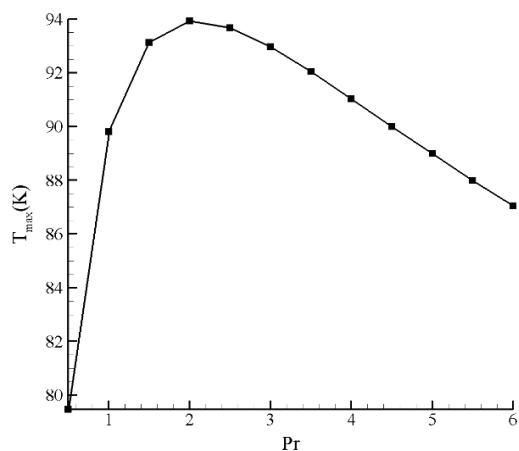
$$Nu = - \int_0^w \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \frac{dx}{T_s - T_b} \quad (30)$$

که T_s دمای سطح و T_b دمای متوسط جریان است؛ که به صورت زیر محاسبه می‌شود:

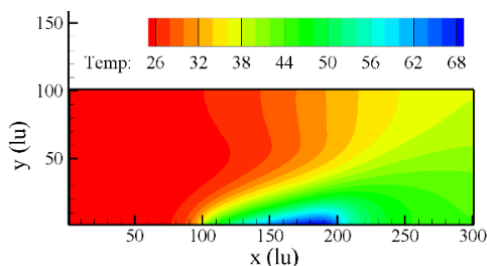
$$T_b = \frac{\int_0^H \rho(y)u(y)T(y)dy}{\int_0^H \rho(y)u(y)dy} \quad (31)$$

نمودار تغییرات عدد ناسلت برحسب تخلخل‌های مختلف

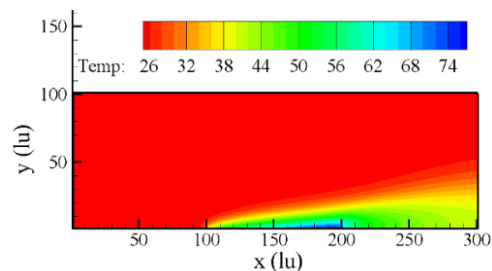
کانال ساده و حاوی محیط متخلخل با مقادیر پارامترهای پیش فرض، شبیه‌سازی و تغییرات هندسه‌ی محیط متخلخل مورد بررسی قرار می‌گیرد.



شکل ۱۴- تغییرات دمای بیشینه‌ی صفحه‌ی گرم برحسب پرانتل در شرایط $Re=33$ و $AR=0.33$



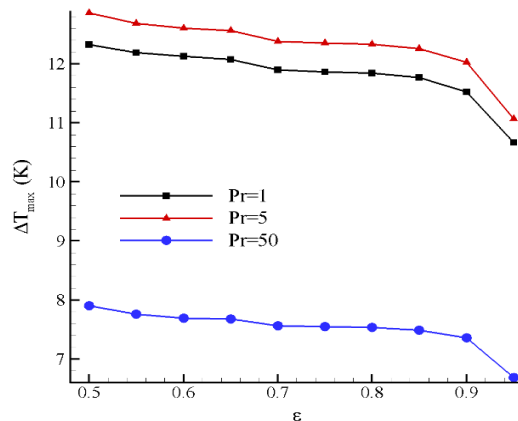
شکل ۱۵- کانتور دمای کانال همراه با محیط متخلخل برای $Pr=1$ در شرایط $Re=33$ و $AR=0.33$



شکل ۱۶- کانتور دمای کانال همراه با محیط متخلخل برای پرانتل $Pr=5$ در شرایط $Re=33$ و $AR=0.33$

بدین منظور هندسه محیط متخلخل با تغییر ارتفاع آن به نحوی تغییر می‌کند که نسبت منظری‌های یک‌دوم، یک‌سوم و یک‌چهارم ایجاد شود. اختلاف مقادیر بیشینه‌ی دما در دو حالت با تخلخل و بدون آن برای تخلخل‌های مختلف در نمودار شکل (۱۸) برحسب تغییر عدد تخلخل رسم شده است. نمودار شکل (۱۸) به‌صورت کیفی مشابه نمودارهای شکل (۸) و (۱۳) است که در

تخلخل سبب کاهش اختلاف دمای بیشینه می‌شود، که این، با توجه به کاهش متوسط سرعت جریان قابل توجیه است. همچنین مشاهده می‌شود که تغییرات دمای بیشینه نسبت به تغییرات عدد پرانتل همواره افزایشی یا کاهش‌ی نیست. این موضوع از آن‌جا ناشی می‌شود که افزایش پرانتل در بازه $Pr < 2$ سبب افزایش دمای بیشینه صفحه گرم شده است. اما با افزایش بیشتر عدد پرانتل، دمای بیشینه‌ی صفحه کاهش می‌یابد. این پدیده را می‌توان به کمک تغییرات دمای متوسط جریان و نیز ثابت بودن شار گرمایی در مرز توجیه نمود. توجه به این موضوع لازم است که دمای متوسط جریان در $Pr < 2$ از دمای متوسط جریان در شرایط $Pr > 2$ بیشتر بوده و این مسئله سبب تغییرات سهمی شکل دمای بیشینه می‌شود. به عبارت دیگر با افزایش عدد پرانتل (۱۴). شکل‌های (۱۵) و (۱۶) به ترتیب میدان دما در پرانتل ۱ و پرانتل ۵ را نشان می‌دهند. از آن‌جا که افت فشار وابسته به تغییرات عدد رینولدز و هندسه‌ی مسئله می‌باشد، تغییرات عدد پرانتل تاثیری بر افت فشار نخواهد داشت از این رو برای رعایت اختصار نمودار تغییرات افت فشار برحسب پرانتل ترسیم نشده است.



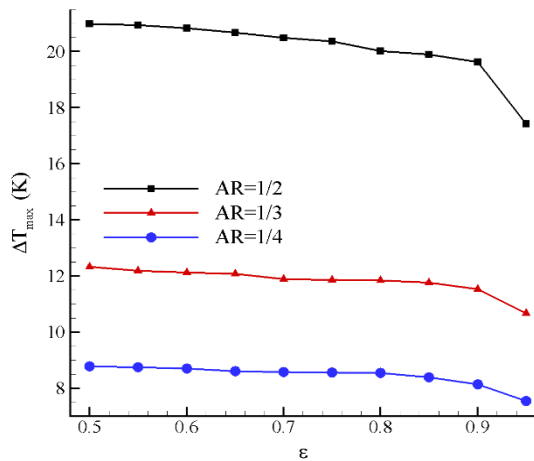
شکل ۱۳- تغییرات ΔT_{max} برحسب تخلخل در پرانتل‌های مختلف در شرایط $Re=33$ و $AR=0.33$

با توجه به نمودار شکل (۱۷)، عدد ناسلت در این حالت نیز در محدوده‌ی تخلخل $\epsilon < 0.85$ تقریباً ثابت است. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش پرانتل، عدد ناسلت ابتدا کاهش و سپس افزایش یافته است که این موضوع نیز با توجه به تغییرات دمای صفحه‌ی گرم قابل توجیه است.

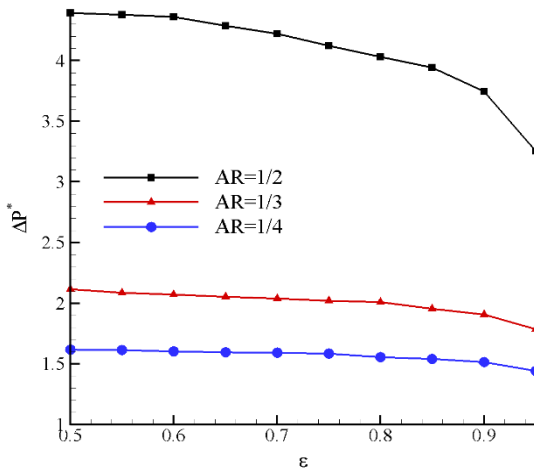
۳-۵- اثرات تغییر نسبت ارتفاع به طول محیط متخلخل

در این قسمت مشابه بخش‌های قبلی مسئله انتقال گرما در

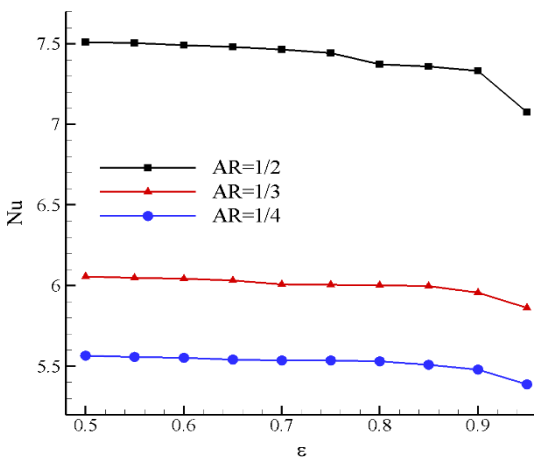
جابه‌جایی می‌شود. این موضوع سبب افزایش آهنگ انتقال گرما و در نتیجه افزایش عدد ناسلت شده است.



شکل ۱۸- تغییرات ΔT_{max} برحسب تخلخل در نسبت منظری‌های مختلف در شرایط $Pr=1$ و $Re=33$

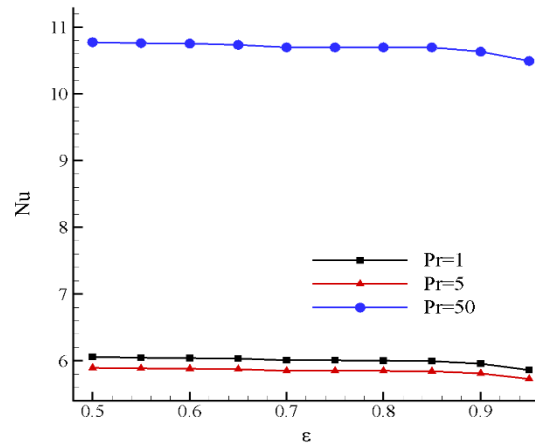


شکل ۱۹- تغییرات فشار بی‌بعد بر حسب تخلخل در نسبت منظری‌های مختلف در شرایط $Pr=1$ و $Re=33$



شکل ۲۰- تغییرات عدد ناسلت متوسط برحسب تخلخل در نسبت منظری‌های مختلف در شرایط $Pr=1$ و $Re=33$

تمام موارد افزایش تخلخل سبب کاهش اختلاف دمای بیشینه شده است.



شکل ۱۷- تغییرات عدد ناسلت متوسط برحسب تخلخل در پراوتل‌های مختلف در شرایط $Re=33$ و $AR=0.33$

نکته‌ی مهم دیگر آن است که نمودار تغییرات اختلاف دمای بیشینه در تخلخل ۰/۹ دارای شیب زیادی است. این بدان معناست که حساسیت متغیر اختلاف دما به تخلخل محیط در محدوده‌ی $\epsilon < 0.9$ زیاد نیست. همچنین شکل (۱۸) نشان می‌دهد که افزایش نسبت منظری سبب افزایش اختلاف دمای بیشینه (توجیه بیشتر استفاده از محیط متخلخل) می‌گردد. این موضوع با توجه به افزایش سرعت متوسط جریان در اثر کاهش تخلخل محیط رخ می‌دهد. در شکل (۱۹) تغییرات فشار بی‌بعد برحسب تخلخل در نسبت منظری‌های مختلف آورده شده است. شکل (۱۹) نشان می‌دهد که با افزایش نسبت منظری، حجم محیط متخلخل در کانال افزایش یافته و در نتیجه افت فشار جریان افزایش می‌یابد. بر این اساس در یک عدد تخلخل ثابت، با افزایش نسبت منظری، درصد افت فشار افزایش یافته است.

نکته‌ی دیگر در مورد این نمودار، تفاوت شیب برای سه نسبت منظری ارائه شده است. در نسبت منظری یک‌دوم، از آن جایی که فضای بیشتری از کانال را محیط متخلخل در بر گرفته است، حساسیت افت فشار به تغییر میزان تخلخل بیشتر از نسبت منظرهای یک‌سوم و یک‌چهارم است. از این رو با کاهش نسبت منظری، شیب تغییرات فشار بر حسب عدد تخلخل کاهش می‌یابد. به عنوان آخرین نتیجه و مشابه با قسمت‌های قبل، تغییرات عدد ناسلت برحسب عدد تخلخل در شکل (۲۰) آورده شده است. با توجه به این شکل افزایش نسبت منظری سبب کاهش سطح مقطع موثر کانال و افزایش ضریب انتقال گرمایی

۶- نتیجه‌گیری

در مقاله حاضر، جریان سیال-گرم داخل یک کانال دوبعدی حاوی محیط متخلخل به صورت عددی و با بهره‌گیری از روش بولتزمن شبکه‌ای شبیه‌سازی شد. هدف از قرار دادن محیط متخلخل در داخل کانال کاهش سطح مقطع موثر و افزایش سرعت متوسط جریان به منظور افزایش آهنگ انتقال گرمای اجباری و کنترل دمای بیشینه صفحه گرم است. بر اساس نتایج عددی موارد زیر قابل ذکر است:

- در همه شرایط، افزایش تخلخل سبب کاهش اختلاف دمای بیشینه در دو حالت کانال ساده و کانال حاوی محیط متخلخل شده است. همچنین مشاهده شد که استفاده از محیط متخلخل برای رینولدزهای بالا اختلاف دمای بیشینه کمتری را ایجاد می‌کند. این بدان معناست که استفاده از محیط متخلخل در کانال به منظور کاهش دمای صفحه گرم در رینولدزهای پایین توجیه بیشتری دارد.

- علاوه بر افزایش افت فشار در اثر افزایش عدد رینولدز، کاهش تخلخل محیط سبب افزایش افت فشار می‌شود. به گونه‌ای که در $Re=33$ با کاهش تخلخل از $0/95$ به $0/5$ ، افزایش 36 درصدی در افت فشار بی‌بعد رخ می‌دهد.

- افزایش عدد پراتل در بازه $Pr < 2$ سبب افزایش دمای بیشینه صفحه گرم می‌شود. در حالیکه افزایش عدد پراتل در بازه $Pr > 2$ دمای بیشینه صفحه را کاهش می‌دهد. همچنین دمای متوسط جریان در شرایط $Pr < 2$ از دمای متوسط جریان در شرایط $Pr > 2$ بیشتر است.

- افزایش نسبت منظری در محیط متخلخل سبب افزایش حجم محیط متخلخل در کانال شده و افت فشار جریان افزایش می‌یابد. همچنین از آنجاکه در نسبت منظری یک‌دوم، فضای بیشتری از کانال را محیط متخلخل در بر گرفته، حساسیت افت فشار به تغییر میزان تخلخل بیشتر از نسبت منظرهای یک‌سوم و یک‌چهارم است.

مراجع

- [1] M. A. Van Doormaal and J. G. Pharoah, "Determination of permeability in fibrous porous media using the lattice Boltzmann method with application to PEM fuel cells", International journal for numerical methods in fluids, Vol. 59, No.1, 2009, pp. 75-89.
- [2] M. Ghazvini and H. Shokouhmand, "Investigation of a nanofluid-cooled microchannel heat sink using fin and porous media approaches", Energy conversion and management, Vol. 50, No. 9, 2009, pp. 2373-2380.
- [3] M. Hatami and D. Ganji, "Thermal and flow analysis of microchannel heat sink (MCHS) cooled by Cu-water nanofluid using porous media approach and least square method", Energy Conversion and management, Vol.78, 2014, pp. 347-358.
- [4] A. Nabovati, Pore level simulation of single and two phase flow in porous media using Lattice Boltzmann method, PhD thesis, University of New Brunswick, Department of Mechanical Engineering, 2009.
- [5] آرش کریمی پور، محمد اکبری و داود طغرای، "بررسی اثر گرانش بر جابجایی توام یک میکروجران با استفاده از روش شبکه بولتزمن"، نشریه مدل‌سازی در مهندسی، دوره ۱۱، شماره ۳۵، زمستان ۱۳۹۲، صفحه ۷۷-۹۴.
- [6] Z. Guo and T. Zhao, "A lattice Boltzmann model for convection heat transfer in porous media", Numerical Heat Transfer Part B, Vol. 47, No.2, 2005, pp. 157-177.
- [7] H. Shokouhmand, F. Jam and M. Salimpour, "Simulation of laminar flow and convective heat transfer in conduits filled with porous media using Lattice Boltzmann Method", International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 4, 2009, pp. 378-384.
- [8] C. Zhao, L. Dai, G. Tang, Z. Qu and Z. Li, "Numerical study of natural convection in porous media (metals) using Lattice Boltzmann Method (LBM)", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 31, No. 5, 2010, pp. 925-934.
- [9] A. Grucelski and J. Pozorski, "Lattice Boltzmann simulations of flow past a circular cylinder and in simple porous media", Computers & Fluids, Vol. 71, 2013, pp. 406-416.
- [10] A. Pazdniakou and P. Adler, "Dynamic permeability of porous media by the lattice Boltzmann method", Advances in water resources, Vol. 62, 2013, pp. 292-302.
- [11] A. Zarghami, C. Biscarini, S. Succi and S. Ubertini, "Hydrodynamics in porous media: A finite volume lattice Boltzmann study", Journal of Scientific Computing, Vol. 59, No. 1, 2014, pp. 80-103.

- [۱۲] طاهر ارمغانی، محمد جواد مغربی و محسن نظری. "مقایسه انتقال حرارت جابجایی اجباری تکفازی و دوفازی نانوسیالات در کانال متخلخل"، نشریه مدل سازی در مهندسی، دوره ۱۳، شماره ۴۰، بهار ۱۳۹۴، صفحه ۱۰۳-۱۱۴.
- [13] L. C. Qiu, "A coupling model of DEM and LBM for fluid flow through porous media", *Procedia engineering*, Vol. 102, 2015, pp. 1520-1525.
- [14] K. Grissa, R. Chaabane, Z. Lataoui, A. Benselama, Y. Bertin and A. Jemni, "Lattice Boltzmann model for incompressible axisymmetric thermal flows through porous media", *Physical Review E*, Vol. 94, No. 4, 2016, pp. 043306.
- [15] M. Liu, Y. Shi, J. Yan and Y. Yan, "Lattice Boltzmann simulation of flow and heat transfer in random porous media constructed by simulated annealing algorithm", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 115, 2017, pp. 1348-1356.
- [16] M. Sheikholeslami and M. Seyednezhad, "Lattice Boltzmann Method simulation for CuO-water nanofluid flow in a porous enclosure with hot obstacle", *Journal of Molecular Liquids*, Vol. 243, 2017, pp. 249-256.
- [17] M. Sheikholeslami, "Lattice Boltzmann method simulation for MHD non-Darcy nanofluid free convection", *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 516, 2017, pp. 55-71.
- [18] J. Wang, Q. Kang, Y. Wang, R. Pawar and S.S. Rahman, "Simulation of gas flow in micro-porous media with the regularized lattice Boltzmann method", *Fuel*, Vol. 205, 2017, pp. 232-246.
- [19] F. Gharibi, S. Jafari, M. Rahnama, B. Khalili and E.J. Javaran, "Simulation of flow in granular porous media using combined Lattice Boltzmann Method and Smoothed Profile Method", *Computers & Fluids*, Vol. 177, 2018, pp. 1-11.
- [20] Z. Cheng, Z. Ning, Q. Wang, Y. Zeng, R. Qi, L. Huang and W. Zhang, "The effect of pore structure on non-Darcy flow in porous media using the lattice Boltzmann method", *Journal of Petroleum Science and Engineering*, Vol. 172, 2019, pp. 391-400.
- [21] D. Gao, Z. Chen and L. Chen, "A thermal lattice Boltzmann model for natural convection in porous media under local thermal non-equilibrium conditions", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 70, 2014, pp. 979-989.
- [22] T. Zhao, H. Zhao, Z. Ning, X. Li and Q. Wang, "Permeability prediction of numerical reconstructed multiscale tight porous media using the representative elementary volume scale lattice Boltzmann method", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 118, 2018, pp. 368-377.
- [23] Y.-I. Zhao and Z.-m. Wang, "Prediction of apparent permeability of porous media based on a modified lattice Boltzmann method", *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2018, in press.
- [24] Z. Wang, Y. Liu, J. Zhang and N. Dang, "Study of laminar natural convection in a vertical annulus with inner wall covered by a porous layer by using lattice Boltzmann method", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 135, 2019, pp. 386-397.
- [۲۵] مرضیه بابایی ربیعی، شهرام طالبی، "بررسی عددی تأثیرپذیری افت فشار از نحوه آرایش فیبرها در فیلترهای هوا با استفاده از روش شبکه بولتزمن"، نشریه مدل سازی در مهندسی، دوره ۱۴، شماره ۴۷، زمستان ۱۳۹۵، صفحه ۲۶۷-۲۷۸.
- [26] M. Sukop and DT Thorne, *Lattice Boltzmann Modeling*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [27] J. D. Sterling and S. Chen, "Stability analysis of lattice Boltzmann methods", *Journal of Computational Physics*, Vol. 123, No. 1, 1996, pp. 196-206.
- [28] A. Mohamad, M. El-Ganaoui and R. Bennacer, "Lattice Boltzmann simulation of natural convection in an open ended cavity", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 48, No. 10, 2009, pp. 1870-1875.
- [29] P. Yuan, *thermal lattice Boltzmann two-phase flow model for fluid dynamics*, PhD thesis, University of Pittsburgh, 2006.
- [30] G. Tang, W. Tao and Y. He, "Simulation of fluid flow and heat transfer in a plane channel using the lattice Boltzmann method", *International Journal of Modern Physics B*, Vol.17, No. 01n02, 2003, pp.183-187.
- [31] A. Koponen, M. Kataja and J. Timonen, "Permeability and effective porosity of porous media", *Physical Review E*, Vol. 56, No. 3, 1997, pp. 3319.
- [32] A. Nabovati and A. Sousa, "Fluid flow simulation in random porous media at pore level using lattice Boltzmann method", *Journal of Engineering Science and Technology*, Vol. 2, No. 3, 2007, pp. 226- 237.