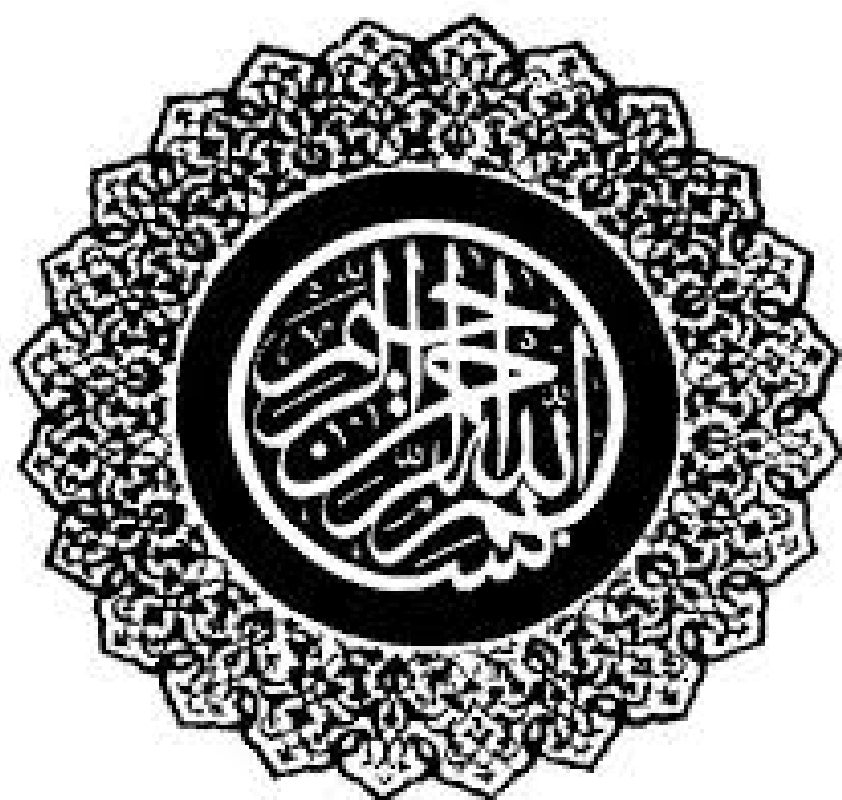






دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده مهندسی مکانیک

مطالعه عددی و آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جابجایی نانو سیالات درون ریز کانال ها

دانشجو: محسن ایزدی

اساتید راهنما:

دکتر محمد محسن شاه مردان

دکتر علیراوشیدی

استاد مشاور:

دکتر امین بنزاد مهر

رساله جهت اخذ درجه دکتری

شهریور ۱۳۹۳



دانشگاه گیلان

مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره ۱۲

باسمه تعالی

شماره :

تاریخ :

ویرایش :

صورت جلسه دفاع از رساله دکتری (Ph.D)

بدینوسیله گواهی می‌شود آقای محسن ایزدی دانشجوی دکتری رشته مهندسی مکانیک به شماره دانشجویی ۸۸۱۸۲۵۵ ورودی سال ۱۳۸۸ در تاریخ ۹۳/۶/۲۰ از رساله خود با عنوان: مطالعه عددی و آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جابجایی نانو سیالات درون ریزکانال‌ها دفاع و با اخذ نمره ۱۹.۲۴ به درجه : عالی نائل گردید.

☒ الف) درجه عالی: نمره ۱۹-۲۰	☐ ب) درجه بسیار خوب: نمره ۱۸/۹۹-۱۷
☐ ج) درجه خوب: نمره ۱۶/۹۹-۱۵	☐ د) غیر قابل قبول و نیاز به دفاع مجدد دارد
☐ ه) رساله نیاز به اصلاحات دارد	

ردیف	نام و نام خانوادگی	سمت	مرتبه علمی	امضاء
	دکتر محمد محسن شاه مردان	استاد راهنما	دانشیار	
	دکتر علی مراد رشیدی	استاد راهنما	دانشیار	
	دکتر امین بهزادمهر	مشاور	استاد	
	دکتر فرهاد طالبی	استاد مدعو خارجی	استادیار	
	دکتر محمد جواد مغربی	استاد مدعو خارجی	استاد	
	دکتر محمد حسن کیپانی	استاد مدعو داخلی	استاد	
	دکتر محمود نوروزی	استاد مدعو داخلی	استادیار	
	دکتر علی عباس نژاد	نماینده تحصیلات تکمیلی دانشکده	استادیار	

مدیر محترم تحصیلات تکمیلی دانشگاه:

ضمن تأیید مراتب فوق مقرر فرمائید اقدامات لازم بعمل آید.

رئیس دانشکده و رئیس هیأت داوران: دکتر محمد محسن شاه مردان

تاریخ و امضاء:

تقدیم به

پدرم و مادرم

آنان که برایم بهترین هستند و بهترین را برایم خواستند، وجودشان همه برایم مهر و وجودم همه برایشان رنج بوده است. آنچه دارم از آن هاست و تا ابد یون تلاش با

و محبت های خالصانه ایشانم.

پاس و قدردانی

تدوین و نگارش پایان نامه حاضر شمره عنایت حق تعالی و بهکاری و مساعدت خانواده و اساتید بزرگوارم می باشد. تردیدی وجود ندارد که بدون حمایت های علمی و

معنوی اساتید گرامی آقایان دکتر شاه مردان، دکتر رشیدی (عضو هیات علمی پژوهشگاه صنعت نفت) و دکتر بهزاد مهر (عضو هیات علمی دانشکده مهندسی

مکانیک دانشگاه سیستان و بلوچستان) به ثمر رساندن پایان نامه مقدور نبود. مراتب سپاسگزاری و امتنان خود را از جناب آقای مهندس صادقان، مهندس مقدم و

سرکار خانم مهندس امرالهی که در انجام پروژه حاضر نهایت بهکاری و مساعدت را با حقیر نمودند دارم. و در نهایت از اساتید متحن و تمامی دوستانی که پایان نامه را

مورد نقد و ارزیابی علمی قرار داده و بدینسان بر بنده منت نهادند تشکر می کنم.

تعهد نامه

اینجانب محسن ایزدی دانشجوی دوره دکتری رشته مهندسی مکانیک دانشکده مکانیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده رساله " مطالعه عددی و آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جابجایی نانو سیالات درون ریز کانال‌ها" متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این رساله توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در رساله تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارایه نشده است.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی رساله تاثیرگذار بوده‌اند رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این رساله، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

امضاء

تاریخ: ۱۳۹۳/۶/۲۰

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

دفع حرارت و کنترل دما در سیستم‌هایی با تولید شار حرارتی بالا در صنایعی همچون الکترونیک، هوافضا، نظامی و غیره دارای اهمیت حیاتی است. از سوی دیگر در دهه‌ی اخیر تلاش‌ها بر استفاده از سیالات نانو به عنوان سیال عامل در خنک‌کنندگی متمرکز بوده است. استفاده از جریان این سیالات می‌تواند کارایی حرارتی میکروکانال‌ها را بهبود بخشد. در این پژوهش مطالعه و بررسی جابجایی جریان سیال نانو درون میکروکانال در دو بخش عددی و آزمایشگاهی انجام گرفته است. به علت وقت‌گیر و هزینه‌بر بودن مطالعات آزمایشگاهی پاره‌ای از عوامل موثر به صورت عددی مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در این بخش دستگاه معادلات مشخصه دو بعدی برای جریان و بستر با توسعه یک کد محاسباتی بر اساس روش عددی حجم محدود گسسته و حل شده‌اند. تاثیر عواملی همچون عدد بریکمن جریان، ضخامت بستر میکروکانال، جنس میکروکانال مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج عددی با مقادیر آزمایشگاهی و تحلیلی موجود همخوانی مطلوبی را نشان می‌دهند. نتایج افزایش ضخامت میکروکانال را به تغییر شرایط حرارتی در مرز مشترک جامد-سیال ناشی از هدایت محوری بستر میکروکانال مرتبط می‌نماید. با در نظر گرفتن ضخامت بستر میکروکانال در محاسبات عددی، تغییرات محوری ضریب انتقال حرارت کاهش یافته است. افزایش کسر حجمی ذرات، ضریب انتقال حرارت جابجایی جریان را افزایش و هدایت محوری دیواره کانال را کاهش می‌دهد. در نتیجه شار حرارتی بر روی مرز جامد-سیال یکنواختی بیش‌تری خواهد داشت. استفاده از بستری با هدایت گرمایی بالا، بیشینه دما و مقاومت حرارتی میکروکانال را در نتیجه افزایش هدایت محوری کاهش می‌دهد. از طرف دیگر با ساخت یک دستگاه آزمایشگاهی به بررسی تجربی رفتار حرارتی و هیدرودینامیکی جریان نانو سیال حاوی نانو لوله‌های کربنی تک و چند دیواره پرداخته شده است. این دستگاه شامل قسمت‌های مختلفی جهت رانش سیال نانو درون ۱۶ میکروکانال موازی با مقطع مربعی بر روی یک بستر مسی است. سیال نانو با توزیع نانو لوله‌های کربنی عامل‌دار تولید شده در پژوهشگاه صنعت نفت ساخته شده است. در این بخش ویسکوزیته و هدایت گرمایی نانو سیالات با ساختارهای

کربنی در محدوده معینی از دما و درصد وزنی مدل شده‌اند. داده‌های آزمایشگاهی نشان می‌دهند که زبری‌های سطحی با ایجاد یک ویسکوزیته جریان‌ی در کنار ویسکوزیته موثر سیال نانو، بر خلاف رفتار کانال‌های صاف باعث افزایش عدد پویزل در ناحیه توسعه یافته هیدرودینامیکی می‌شوند. از طرف دیگر در رینولدزهای پایین تأثیری زبری‌های سطحی بر روی عدد پویزل ناپدید شده و در این شرایط جریان درون میکروکانال‌های زبر همانند متناظر آن در میکروکانال‌های صاف عمل می‌کنند. افزایش عدد بدون بعد گراشوف می‌تواند باعث افزایش نیروهای شناوری جریان شده و در نتیجه اختلاط بیش‌تر به ویژه در نزدیکی دیواره زبر مقاطع میکرونی را به دنبال داشته باشد. به طور کلی در اعداد رینولدز پایین‌علیرغم افزایش ضریب انتقال حرارت با ورود ذرات نانو درون سیال پایه درصد وزنی و نوع ذرات تأثیری بر ضریب انتقال حرارت جابجایی ندارند. در مقابل در اعداد رینولدز بالاتر $Re \geq 120$ درصد وزنی و نوع ذرات توزیع شده در سیال پایه ضریب انتقال حرارت جابجایی جریان نانو سیال را تحت تأثیر قرار می‌دهد.

واژه‌های کلیدی: سیال نانو، نانو لوله‌های کربنی، مطالعه عددی، مطالعه آزمایشگاهی، جریان جابجایی آرام، میکروکانال، هدایت محوری.

1- **M. Izadi**, M. M. Shahmardan, A. M. Rashidi, Study on thermal and hydrodynamic indexes of a nanofluid flow in a micro heat sink, *Transport Phenomena in Nano and Micro Scale*, 1 (2013) 56-66

2- **M. Izadi**, M.M. Shahmardan, M. Norouzi, A. M. Rashidi, A. Behzadmehr Cooling performance of a nanofluid flow in a heat sink microchannel with axial conduction effect ” *Applied Physics A*, 2014

3- **M. Izadi**, M. M. Shahmardan, A. Behzadmehr, A. M. Rashidi, A. Amrollahi, “Modeling of effective thermal conductivity and viscosity of carbon structured nanofluid” *Transport Phenomena in Nano and Micro Scale*, 2014

۴- **محسن ایزدی**، محمد محسن شاهمردان، علیمراد رشیدی، امین بهزادمهر، مطالعه عددی بر روی جریان سیال نانو درون یک چاه حرارتی میکرونی با تاثیرات هدایت محوری ، همایش ملی علوم و فناوری نانو اردیبهشت ۹۲

۵- **محسن ایزدی**، محمد محسن شاهمردان، علیمراد رشیدی، امین بهزادمهر، تاثیر تغییر رئولوژی سیال نانو برروی انتقال حرارت جابجایی در میکروکانالها، سیزدهمین همایش دانشجویی فناوری نانو، ۱۸ و ۱۹ اردیبهشت ۹۲، انجمن علمی نانوفناوری پزشکی ایران.

فهرست مطالب

فصل اول.....	۱
کلیات.....	۱
۱-۱-مقدمه.....	۲
۲-۱-انتقال حرارت جابجایی جریان سیالات نانو در ماکروکانال ها.....	۴
۳-۱-انتقال حرارت جابجایی در میکروکانال ها.....	۶
۱-۳-۱-سیالات رایج.....	۶
۱-۱-۳-۱-بررسی های تئوری و آزمایشگاهی.....	۶
۲-۱-۳-۱-بررسی های عددی.....	۱۲
۲-۳-۱-سیالات نانو.....	۱۲
۱-۲-۳-۱-بررسی های تئوری و آزمایشگاهی.....	۱۴
۲-۲-۳-۱-بررسی های عددی.....	۱۵
۴-۱-مدل های مورد استفاده در شبیه سازی جریان سیالات نانو.....	۱۷
۱-۴-۱-مدل تک فازي.....	۱۷
۲-۴-۱-مدل های دوفازی.....	۱۸
۱-۲-۴-۱-مدل مخلوط.....	۱۸
۵-۱-اهداف تحقیق.....	۲۴
۶-۱-ضرورت انجام پروژه.....	۲۴

۷-۱- نوآوری.....	۲۶
۸-۱- روش انجام تحقیق.....	۲۷
فصل دوم.....	۲۹
روش عددی و روندنمای مورد استفاده.....	۲۹
۱-۲- مقدمه.....	۳۰
۲-۲- مدل ریاضی.....	۳۰
۱-۲-۲- معادله بقاء.....	۳۰
۲-۲-۲- معادلات مشخصه.....	۳۳
۳-۲-۲- معادله انرژی.....	۳۳
۴-۲-۲- معادله مومنتوم.....	۳۳
۵-۲-۲- معادله انتقال اسکالر عمومی.....	۳۴
۳-۲- روش های عددی.....	۳۴
۱-۳-۲- واژگان شبکه.....	۳۵
۴-۲- معادله نفوذ.....	۳۶
۱-۴-۲- نفوذ دو بعدی با دامنه محاسباتی مستطیلی.....	۳۶
۲-۴-۲- گسسته سازی.....	۳۶
۳-۴-۲- شرایط مرزی.....	۴۰
۴-۴-۲- شرط مرزی دیریکله.....	۴۱
۵-۴-۲- شرط مرزی نیومن.....	۴۲

۴۳	۶-۴-۲- شرط مرزی مختلط
۴۴	۷-۴-۲- نفوذ در هندسه تقارن محوری
۴۶	۵-۲- ضریب مادون رهایی
۴۷	۶-۲- جابجایی
۴۸	۲-۶-۱- جابجایی و نفوذ دو بعدی در مختصات کارترین
۵۰	۲-۶-۲- تفاضل مرکزی
۵۱	۲-۶-۳- طرح بالادست
۵۳	۲-۶-۴- دقت طرح تفاضل مرکزی و بالادست
۵۳	۲-۷-۱- جریان سیال
۵۴	۲-۷-۱- گسسته سازی معادله مومنتوم
۵۶	۲-۷-۲- گسسته سازی معادله پیوستگی
۵۷	۲-۸- شبکه جابجا شده
۵۹	۲-۹-۱- الگوریتم سیمپل
۶۲	۲-۹-۱- معادله تصحیح فشار
۶۳	۲-۹-۲- الگوریتم کلی
۶۵	فصل سوم
۶۵	بررسی عددی رفتار جریان سیالات نانو درون میکروکانال ها
۶۶	۲-۱- مقدمه
۶۷	۲-۲- معادلات مشخصه

۳-۳-۳- مشخصه‌های سیال نانوی مورد استفاده در مطالعه عددی مدل تک‌فازی.....	۶۸
۳-۳-۱- چگالی موثر.....	۶۹
۳-۳-۲- ظرفیت حرارتی سیال نانو.....	۶۹
۳-۳-۳- ضریب نفوذ گرمایی.....	۶۹
۳-۳-۴- هدایت گرمایی موثر.....	۶۹
۳-۳-۵- ویسکوزیته موثر.....	۷۰
۳-۴-۴- جریان نانو سیال بین دو صفحه موازی.....	۷۰
۳-۴-۱- شرایط مرزی.....	۷۰
۳-۵- روش عددی مورد استفاده در پژوهش حاضر.....	۷۴
۳-۶- روند نمای به کار گرفته شده.....	۷۵
۳-۷- اعتبارسنجی کد محاسباتی در میکروکانال.....	۷۷
۳-۷-۱- استقلال شبکه و حساسیت آن.....	۷۷
۳-۷-۲- راستی آزمایی کد محاسباتی.....	۷۹
۳-۸- نتایج و تحلیل.....	۸۱
۳-۸-۱- بررسی نتایج جریان سیال نانو.....	۸۱
۳-۸-۱-۱- تاثیر عدد بریکمن بر روی پارامترهای هیدرودینامیکی جریان سیال نانو در میکروکانال.....	۸۲
۳-۸-۱-۲- تاثیر عدد بریکمن بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو در میکروکانال..	۸۵
۳-۸-۱-۳- تاثیر جنس بستر میکروکانال بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو.....	۸۶

۳-۸-۱-۴-تاثیر ضخامت دیواره بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو در میکروکانال	۸۸
۲-۸-۱-۵-تاثیر کسر حجمی ذرات نانو بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو در میکروکانال	۹۴
فصل چهارم	۱۰۵
تحلیل ابعادی	۱۰۵
۴-۱-مقدمه	۱۰۶
۴-۲-قضیه پی باکینگهام	۱۰۷
۴-۳-آنالیز ابعادی پژوهش حاضر	۱۰۸
۴-۳-۱-عوامل موثر بر جریان سیال	۱۰۸
۴-۳-۲-عوامل موثر بر انتقال حرارت	۱۱۲
فصل پنجم	۱۱۹
تحلیل آماری داده‌های تجربی	۱۱۹
۵-۱-مقدمه	۱۲۰
۵-۲-پیکربندی دستگاه آزمایشگاهی	۱۲۰
۵-۲-۱-بخش آزمون	۱۲۶
۵-۳-نحوه داده برداری و محدوده داده‌های آزمایشگاهی	۱۲۶
۵-۳-۱-جریان سیال	۱۲۶
۵-۳-۲-انتقال حرارت	۱۲۷

۴-۵-محاسبه خطاهای آزمایشگاهی.....	۱۲۹
۵-۴-۱-خطای تخمین.....	۱۲۹
۵-۴-۲-محاسبه خطاهای تخمین.....	۱۲۹
۵-۴-۳-خطای تخمین در محاسبات و تبدیل داده‌ها.....	۱۳۱
۵-۴-۳-۱-رابطه یک متغیره ($j=1$).....	۱۳۱
۵-۴-۳-۲-رابطه چند متغیره.....	۱۳۲
۵-۵-پراکندگی و انحراف معیار داده‌های تجربی.....	۱۳۲
فصل ششم.....	۱۳۹
بررسی آزمایشگاهی جریان سیال نانوی درون میکروکانال‌ها.....	۱۳۹
۶-۱-مقدمه.....	۱۴۰
۶-۲-نانو ذرات.....	۱۴۰
۶-۳-سیال نانو.....	۱۴۲
۶-۳-۱-ساخت سیال نانو ذرات کربنی/آب.....	۱۴۲
۶-۴-مشخصه‌های سیال نانوی.....	۱۴۴
۶-۴-۱-چگالی موثر.....	۱۴۴
۶-۴-۲-ظرفیت حرارتی سیال نانو.....	۱۴۵
۶-۴-۳-ضریب انبساط حرارتی سیال نانو.....	۱۴۵
۶-۴-۴-بررسی رئولوژی سیال نانو.....	۱۴۶
۶-۴-۵-اندازه‌گیری مشترک ویسکوزیته و هدایت گرمایی با استفاده از طراحی آزمایش.....	۱۴۸

۶-۴-۶- بحث و بررسی پیرامون مدل ارایه شده هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر.....	۱۵۴
۵-۶-نتایج.....	۱۵۶
۱-۵-۶-تبدیل داده‌ها.....	۱۵۷
۱-۱-۵-۶-پارامترهای هیدرودینامیکی.....	۱۵۷
۲-۱-۵-۶-پارامترهای حرارتی.....	۱۵۹
۲-۵-۶-بررسی شاخص‌های هیدرودینامیکی جریان آب مقطر در میکروکانال‌ها.....	۱۶۳
۳-۵-۶-بررسی شاخص‌های حرارتی جریان آب مقطر درون میکروکانال‌ها.....	۱۶۸
۴-۵-۶-بررسی تاثیر ورود ذرات نانو بر روی پارامترهای هیدرودینامیکی جریان سیال نانو.....	۱۷۴
۵-۵-۶-بررسی تاثیر ورود ذرات نانو بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو.....	۱۷۷
۶-۵-۶-مقایسه جریان سیال نانو در میکرو و ماکروکانال.....	۱۸۵
فصل هفتم.....	۱۸۷
نتیجه‌گیری و پیشنهادها.....	۱۸۷
۱-۷-نتیجه‌گیری.....	۱۸۸
۱-۱-۷-مطالعه عددی.....	۱۸۸
۲-۱-۷-مطالعه آزمایشگاهی.....	۱۸۹
۲-۷-پیشنهادهای برای مطالعات آینده.....	۱۹۱
پیوست الف.....	۱۹۳
مقدمه‌ای بر جریان سیال نانو و انتقال حرارت در ریزکانال‌ها.....	۱۹۳
الف-۱-سیال نانو.....	۱۹۴

الف-۲-تولید سیالات نانو.....	۱۹۶
الف-۲-۱-روش تک مرحله ای.....	۱۹۶
الف-۲-۲-روش دو مرحله ای.....	۱۹۸
الف-۳-سیالات نانو در کاربردهای انتقال حرارت.....	۲۰۲
الف-۴-مفهوم میکروکانال و کوچک سازی.....	۲۰۳
الف-۵-فن آوری خنک کنندگی قطعات الکترونیکی.....	۲۰۵
منابع.....	۲۰۹

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱: میزان افزایش تحقیقات در زمینه سیالات نانو [۱] ۴
- شکل ۳-۱: نمایی از تصویر مجرای عبور جریان سیال نانو از میان دو صفحه موازی ۷۱
- شکل ۳-۲: روند نمای مورد استفاده در روش عددی ۷۶
- شکل ۳-۳: آزمون استقلال شبکه (a) سرعت بدون بعد (b) تغییرات محوری سرعت (c) تغییرات محوری فشار بدون بعد (d) تغییرات محوری دمای بالکی و دمای دیواره ۷۸
- شکل ۳-۴: مقایسه داده‌های عدد ناسلت متوسط با کار آزمایشگاهی کلت و همکاران [۷۱] ۷۹
- شکل ۳-۵: مقایسه پروفیل سرعت بدون بعد در ناحیه توسعه یافته با نتایج حل تحلیلی [۷۲] ۸۰
- شکل ۳-۶: نمودار سرعت محوری بی بعد جریان توسعه یافته برای اعداد بریکمن متفاوت ۸۳
- شکل ۳-۷: تغییرات فشار بدون بعد در امتداد میکروکانال برای اعداد بریکمن در کسرهای حجمی مختلف و عدد رینولدز پایین (۱۰۰) ۸۴
- شکل ۳-۸: تغییرات فشار بدون بعد در طول میکروکانال با اعداد بریکمن در کسرهای حجمی مختلف و عدد رینولدز بالا (۱۲۰۰) ۸۴
- شکل ۳-۹: تغییرات لگاریتمی عدد بدون بعد ناسلت با اعداد بریکمن برای جنس‌های مختلف بستر ۸۵
- شکل ۳-۱۰: تغییرات شاخص عملکرد در برابر عدد بریکمن ۸۶
- شکل ۳-۱۱: نمودار تغییرات دما در مقطع میکروکانال با جنس دیواره متفاوت ۸۷
- شکل ۳-۱۲: تغییرات شاخص عملکرد با افزایش کسر حجمی ذرات نانو ۸۸
- شکل ۳-۱۳: تغییرات محوری شار حرارتی نسبی بر روی مرز مشترک جریان جامد برای ضخامت‌های مختلف دیواره $k_s=273$ (a) $Re=100$ (b) $Re=600$ ۸۹
- شکل ۳-۱۴: تغییرات محوری دمای مرز جامد - سیال و دمای بالکی سیال نانو برای ضخامت‌های مختلف دیواره $\phi=0$ ، $k_s=273$ (a) و (c) $Re=100$ (b) و (d) $Re=600$ ۹۱

- شکل ۳- ۱۵: (a) تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط با ضخامت دیوار و تغییرات ضریب انتقال حرارت محوری برای ضخامت‌های مختلف بستر (b) $Re=100$ و (c) $Re=600$ ۹۲
- شکل ۳- ۱۶: تغییرات اتلافات انتهایی با ضخامت بستر میکروکانال ۹۳
- شکل ۳- ۱۷: تغییرات محوری شار حرارتی نسبی بر روی مرز جامد - سیال نانو برای کسر حجمی مختلف ذرات $t=500\mu m$ (b) $Re=100$ (c) $Re=600$ ۹۴
- شکل ۳- ۱۸: تغییرات محوری ضریب انتقال حرارت نسبی برای کسرهای حجمی مختلف ذرات (a) $H2$ (b) $t=500\mu m$ ، $Re=100$ و (c) $Re=600$ ۹۶
- شکل ۳- ۱۹: تغییرات مقاومت حرارتی کلی با کسر حجمی مختلف ذرات ۹۸
- شکل ۳- ۲۰: تغییرات محوری دمای دیواره برای $t=500\mu m$ و $Re=100$ ۹۹
- شکل ۳- ۲۱: تغییرات توان مصرفی پمپ با کسر حجمی ذرات نانو ($t=500\mu m$) (a) $Re=100$ (b) $Re=600$ ۹۹
- شکل ۳- ۲۲: تغییرات محوری شار حرارتی نسبی بر روی مرز جامد - سیال نانو برای جنس مختلف بستر میکروکانال $t=500\mu m$ (a) $Re=100$ (b) $Re=600$ ۱۰۰
- شکل ۳- ۲۳: تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط با کسر حجمی ذرات نانو ($t=500\mu m$) (a) $Re=100$ (b) $Re=600$ ۱۰۱
- شکل ۳- ۲۴: تغییرات محوری دمای مرز مشترک سیال و دیواره (a) $Re=100$ (b) $Re=600$ و بالکی (c) $Re=100$ (d) $Re=600$ برای جنس مختلف بستر و شار حرارتی یکنواخت ($t=500\mu m$ ، $\phi=4\%$) ۱۰۲
- شکل ۵- ۱: تصویر بخش‌های مختلف دستگاه آزمایشگاهی ۱۲۱
- شکل ۵- ۲: نمایی از تصویر سه بعدی قالب پی تی اف (PTF) ۱۲۱
- شکل ۵- ۳: ابعاد قالب پی تی اف (PTF) ۱۲۲

- شکل ۵-۴: نمایی از تصویر بستر مسی میکروکانال و موقعیت حسگرهای دما..... ۱۲۳
- شکل ۵-۵: بخش‌های مختلف دریافت و نمایش داده‌ها..... ۱۲۴
- شکل ۵-۶: دستگاه (a) واریاک و (b) توان‌سنج..... ۱۲۴
- شکل ۵-۷: تصویر شماتیک و اجزاء مختلف مجموعه دستگاه آزمایشگاهی..... ۱۲۵
- شکل ۵-۸: تغییرات انحراف معیار دبی حجمی با میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۳
- شکل ۵-۹: تغییرات انحراف معیار افت فشار داده‌ها با میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۴
- شکل ۵-۱۰: تغییرات انحراف معیار دمای ورودی داده‌ها از میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۴
- شکل ۵-۱۱: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۱ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۵
- شکل ۵-۱۲: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۲ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۵
- شکل ۵-۱۳: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۳ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۶
- شکل ۵-۱۴: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۴ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۶
- شکل ۵-۱۵: تغییرات دمای متوسط خروجی با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری..... ۱۳۷
- شکل ۶-۱: تصاویر گرفته شده توسط میکروسکوپ الکترونی انتقالی (a) نانو لوله‌های چند دیواره (b) نانو لوله‌های تک دیواره (c) G_1 (d) G_3..... ۱۴۱
- شکل ۶-۲: تصویر ترازوی دیجیتال..... ۱۴۲
- شکل ۶-۳: دستگاه ارتعاش مافوق صوت حمامی حاوی نمونه..... ۱۴۳
- شکل ۶-۴: آزمون پایداری پس از ۵ روز..... ۱۴۴

- شکل ۶-۵: تصویر ویسکومتر..... ۱۴۷
- شکل ۶-۶: دستگاه KD2 جهت اندازه‌گیری هدایت گرمایی..... ۱۴۷
- شکل ۶-۷: مقایسه مقادیر اندازه‌گیری شده هدایت گرمایی و ویسکوزیته آب مقطر با مقادیر موجود در مراجع..... ۱۵۱
- شکل ۶-۸: پیش‌بینی مدل در برابر مقادیر اندازه‌گیری شده آزمایشگاهی..... ۱۵۲
- شکل ۶-۹: تغییرات هدایت گرمایی نمونه‌ها با (a) درصد وزنی در $T=25^{\circ}\text{C}$ (b) دما در $\text{wt}=0.51\%$ ۱۵۳
- شکل ۶-۱۰: نمای سه بعدی تغییرات هدایت گرمایی موثر با دما و درصد وزنی ذرات (a) MWCNT/ آب (b) G_3 ۱۵۴
- شکل ۶-۱۱: تغییرات ویسکوزیته موثر نمونه‌ها با (a) دما در $\text{wt}=0.51\%$ (b) درصد وزنی در $T=25^{\circ}\text{C}$ ۱۵۵
- شکل ۶-۱۲: نمای سه بعدی تغییرات هدایت گرمایی موثر با دما و درصد وزنی ذرات (a) آب مقطر (b) MWCNT/ آب مقطر G_3 ۱۵۶
- شکل ۶-۱۳: روند نمای محاسبه عدد بدون بعد پویزل و طول بدون بعد هیدرودینامیکی..... ۱۶۰
- شکل ۶-۱۴: روند نمای محاسبه عدد بدون بعد ناسلت..... ۱۶۴
- شکل ۶-۱۵: تغییرات ضریب اصطکاک ظاهری با عدد رینولدز جریان..... ۱۶۵
- شکل ۶-۱۶: تغییرات عدد بدون بعد پویزل در برابر طول بدون بعد هیدرودینامیکی..... ۱۶۶
- شکل ۶-۱۷: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت در برابر طول بدون بعد حرارتی..... ۱۶۹
- شکل ۶-۱۸: تغییرات مقاومت حرارتی در برابر عدد بدون بعد گراشوف..... ۱۷۰
- شکل ۶-۱۹: تغییرات مقاومت حرارتی در برابر عدد بدون بعد ریچاردسون..... ۱۷۰
- شکل ۶-۲۰: تغییرات توان مورد نیاز پمپ در برابر عدد بدون بعد گراشوف..... ۱۷۱

- شکل ۶- ۲۱: تغییرات توان مورد نیاز پمپ در برابر عدد بدون بعد ریچاردسون..... ۱۷۲
- شکل ۶- ۲۲: تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط در برابر عدد بدون بعد گراشوف..... ۱۷۲
- شکل ۶- ۲۳: تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط در برابر عدد بدون بعد ریچاردسون..... ۱۷۳
- شکل ۶- ۲۴: تغییرات عدد پویزل با عدد رینولدز برای سیالات حاوی ذرات مختلف..... ۱۷۴
- شکل ۶- ۲۵: تغییرات عدد پویزل با طول بدون بعد هیدرودینامیکی برای سیالات حاوی ذرات مختلف..... ۱۷۶
- شکل ۶- ۲۶: تغییرات ضریب انتقال حرارت جابجایی متوسط در برابر عدد رینولدز پایین جریان برای سیالات نانوی مختلف..... ۱۷۸
- شکل ۶- ۲۷: تغییرات ضریب انتقال حرارت جابجایی متوسط در برابر اعداد رینولدز بالا برای سیالات نانوی مختلف..... ۱۸۰
- شکل ۶- ۲۸: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت برای سیالات نانوی مختلف در برابر اعداد رینولدز پایین جریان..... ۱۸۰
- شکل ۶- ۲۹: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت برای سیالات نانوی مختلف در برابر اعداد رینولدز بالای جریان..... ۱۸۱
- شکل ۶- ۳۰: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت با طول بدون بعد حرارتی برای سیالات نانوی مختلف..... ۱۸۲
- شکل ۶- ۳۱: تغییرات توان مورد نیاز پمپ با ضریب انتقال حرارت جابجایی..... ۱۸۳
- شکل ۶- ۳۲: تغییرات دمای بدون بعد با طول بدون بعد برای سیالات حاوی ذرات نانو لوله‌های تک دیواره..... ۱۸۳
- شکل ۶- ۳۳: تغییرات دمای بدون بعد با طول بدون بعد برای سیالات مختلف حاوی ذرات کربنی..... ۱۸۴

شکل ۶- ۳۴: مقایسه‌ای بین ضریب انتقال حرارات جابجایی جریان سیال نانو در مجاری ماکرو با میکروکانال.....	۱۸۵
شکل الف- ۱: تصویر کلوخه‌های ذرات نانوی نیکل و آلومینا [۱۰۰].....	۱۹۹
شکل الف- ۲: بررسی پایداری سیال نانوی آلومینا با زمان [۱۰۰].....	۲۰۰
شکل الف- ۳: توزیع اندازه ذرات در سیال نانو آلومینا [۱۰۰].....	۲۰۰
شکل الف- ۴: روش دومرحله‌ای در ساخت سیال نانو [۱۰۰].....	۲۰۱
شکل الف- ۵: میزان افزایش اتلافات حرارتی تراشه‌های پردازنده شرکت اینتل [۱۱۳].....	۲۰۶

فهرست جداول

جدول ۱- ۱: تعدادی از تحقیقات آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جریان سیالات سنتی درون میکروکانال.....	۱۱
جدول ۱- ۲: تعدادی از مطالعات عددی صورت گرفته بر روی انتقال حرارت جریان سیالات متداول درون میکروکانال.....	۱۳
جدول ۱- ۳: آزمایش‌های انجام شده بر روی انتقال حرارت سیالات نانو در چاه‌های حرارتی میکرونی.....	۱۴
جدول ۱- ۴: تعدادی از تحقیقات عددی صورت گرفته بر روی انتقال حرارت سیالات نانو در چاه‌های حرارتی میکرونی.....	۱۶
جدول ۳- ۱: مقایسه عدد بدون بعد ناسلت کد محاسباتی با نتایج حل تحلیلی برای نسبت شارهای مختلف دو دیواره.....	۸۰
جدول ۵- ۱: دامنه تغییرات بخش هیدرودینامیکی و تعداد متغیرهای ثبت شده برای جریان سیالات مختلف.....	۱۲۷
جدول ۵- ۲: دامنه تغییرات بخش حرارتی و تعداد متغیرهای ثبت شده برای جریان سیالات مختلف.....	۱۲۸
جدول ۵- ۳: دقت اندازه‌گیری ابزارهای مختلف.....	۱۳۱
جدول ۵- ۴: روابط مورد استفاده جهت تخمین خطای توزیع شده.....	۱۳۲
جدول ۵- ۵: خطای تخمین محاسبه شده در روابط به کار گرفته شده در پژوهش حاضر.....	۱۳۳
جدول ۶- ۱: ترکیب نمونه‌های مختلف سیالات نانو مورد استفاده در میکروکانال‌ها.....	۱۴۳
جدول ۶- ۲: مشخصات نانو لوله‌ها در دمای ۲۲ درجه سانتیگراد.....	۱۴۵
جدول ۶- ۳: تغییرات ویسکوزیته نمونه‌ها با نرخ برش.....	۱۴۶

جدول ۴-۶: طرح آزمایش به منظور محاسبه هدایت گرمایی و ویسکوزیته سیال نانو.....	۱۴۹
جدول ۵-۶: مقادیر ضرایب ثابت هدایت گرمایی موثر (رابطه ۴-۱۳).....	۱۵۰
جدول ۶-۶: مقادیر ضرایب ثابت ویسکوزیته موثر (رابطه ۴-۱۴).....	۱۵۰
جدول ۷-۶: ضرایب معادله برازش عدد پویزل با تغییر رینولدز برای سیالات مختلف.....	۱۷۵
جدول ۸-۶: ضرایب معادله برازش عدد پویزل با تغییر طول بدون بعد هیدرودینامیکی برای سیالات مختلف.....	۱۷۷
جدول الف-۱: هدایت گرمایی مواد مختلف.....	۱۹۴

علائم اختصاری

ΔT_{lm}	اختلاف دمای لگاریتمی
h_c	ارتفاع کانال (μm)
h_R	اندازه زبری
m	پارامتر پره
τ	تانسور تنش
N	تعداد کانال‌ها
pp	توان مورد نیاز پمپ
k_b	ثابت استفان بولتزمن
M	جرم مولوکولی سیال پایه
ρ	چگالی
$\dot{m}$	دبی جرمی
$\dot{Q}$	دبی حجمی
wt	درصد وزنی
T	دما (K)
T_m	دمای متوسط سیال
V, u	سرعت
q	شار حرارتی (W/m^2)
t	ضخامت دیوار میکروکانال (μm)
f	ضریب اصطکاک
h	ضریب انتقال حرارت جابجایی (W/m^2K)
$\bar{h}$	ضریب انتقال حرارت متوسط لگاریتمی
k	ضریب هدایت گرمایی
L_h^+	طول بدون بعد حرارتی
L^+	طول بدون بعد هیدرودینامیکی
L	طول کانال
c_p	ظرفیت حرارتی ویژه
N	عدد آواگادرو
Nu	عدد بدون بعد ناسلت
Ri	عدد بدون بعد ریچاردسون
Gr	عدد بدون بعد گراشوف
Pr	عدد پرانتل
Po	عدد پویزل
Ra	عدد ریلی
Re	عدد رینولدز
Gr	عدد گراشوف

W_{fin}	عرض پره منفرد
w_c	عرض کانال
H_{tw}	فاصله عمودی حسگرهای دما تا سطح کانال
p	فشار
P	فشار بدون بعد
d_p	قطر ذرات
d_{bf}	قطر مولوکولی سیال پایه (nm)
d_p	قطر نانو ذره (nm)
D_h	قطر هیدرولیکی (m)
wt	کسر جرمی ذرات
$\bar{T}_w$	متوسط دمای دیواره
R_{lm}	مقاومت حرارتی بر مبنای اختلاف دمای لگاریتمی
R_t	مقاومت حرارتی کلی
$R_{x,t}$	مقاومت حرارتی محلی
k	هدایت گرمایی (w/m.k)
$\dot{q}$	نرخ شار حرارتی

زیرنویس‌ها

c	میکروکانال
loss	اتلافات از بستر میکروکانال به حفره‌های انتهایی
i, j	اندیس جهت مختصات
s	بستر میکروکانال
f	پره
tc	حسگرهای دما
w	دیوار
p	ذره
R	زبری
bf	سیال پایه
out	سیال خروجی

nf	سیال نانو
in	سیال ورودی
app	ظاهری
l	فاز پیوسته سیال
c	کانال
cal	محاسبه شده
sf	مرز جریان و دیواره جامد
E	منطقه ورودی
eff	موثر

حروف یونانی

τ	تنش برشی (pa)
ρ	چگالی
θ	دمای بدون بعد
η_{fin}	راندمان پره
φ	کسر حجمی ذرات نانو
ε	تانسور نرخ تغییر شکل (s^{-1})
μ	ویسکوزیته سینماتیکی ($Ns\ m^{-2}$)
ν	ویسکوزیته دینامیکی

فصل اول

کلیات

۱-۱- مقدمه

انرژی به عنوان مهم‌ترین موضوع فراروی بشر در پنجاه سال اخیر مطرح بوده و همواره انرژی سالم و امن به عنوان ارجعیت کشورهای توسعه یافته مد نظر قرار گرفته است. در انتقال و تبدیل انرژی در مقیاس‌های مولکولی و اتمی، علم و فن‌آوری نانو نقش با اهمیتی را در احیاء صنایع و همچنین انرژی‌های تجدیدپذیر در حال ظهور بازی می‌کند.

در تعدادی از فرآیندهای صنعتی، حرارت وارد یک سیستم شده یا از آن خارج می‌شود. در میان اشکال مختلف انرژی، ۷۰٪ آن به شکل انرژی حرارتی تبدیل می‌شود. از طرف دیگر کنترل و دفع حرارت در سیستم‌هایی با ایجاد شار حرارتی بالا همچون گداخت و شکافت هسته‌ای، سیستم‌های مکانیکی میکرو-نانو الکترونیک^۱ و واکنش‌های شیمیایی میکرونی به عنوان یک موضوع جدی مطرح هستند.

روش‌هایی که به منظور افزایش انتقال حرارت در موقعیت‌ها و کاربری‌های مختلف پیشنهاد شده است به دو گروه عمده تقسیم می‌شوند: روش‌های فعال و غیر فعال. برای روش‌های فعال انرژی خارجی مورد نیاز است. اختلاط مکانیکی، چرخش، ارتعاش و استفاده از میدان مغناطیسی و الکتروستاتیکی به منظور تشدید انتقال جرم و حرارت مورد استفاده قرار گرفته است. به هر حال تامین انرژی ورودی خارجی هزینه‌بر و مشکل است.

در روش غیر فعال، تشدید انتقال حرارت از طریق اصلاح ویژگی‌های حرارتی سیال، شکل سطح مقطع جریان، زبری سطح، کوچک‌سازی مجرای عبور جریان، ضمیمه کردن سطوح اضافه به منظور افزایش سطح و آشفته کردن جریان انجام می‌گیرد. در واقع هدایت گرمایی نسبتاً پایین سیالات مورد استفاده در انتقال حرارت به عنوان یک محدودیت ذاتی مطرح است. آب معمول‌ترین سیالی است که

^۱MEMS

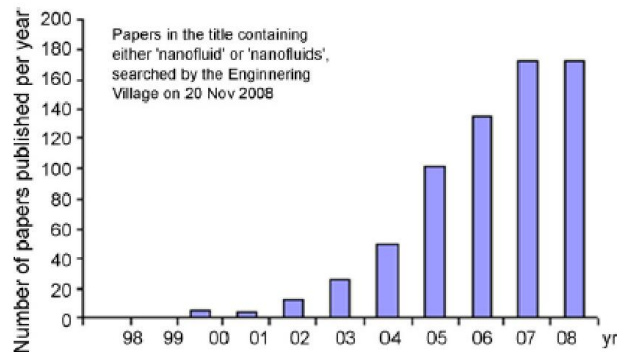
بشر در حال حاضر از آن استفاده می‌کند که دارای هدایت گرمایی برابر 6 W/mK است. این مقدار چندین درجه کوچکتر از اندازه بزرگی هدایت گرمایی فلزات و اکسیدهای فلزی است. حال منطقی به نظر می‌رسد که با افزودن ذرات جامد معینی به سیالات پایه به دنبال افزایش هدایت گرمایی آن‌ها بود. این ایده برای زمان‌های طولانی مورد استفاده قرار گرفته است. اغلب در بررسی‌های اولیه، از سوسپانسیون‌هایی با ذرات میلی‌متری و یا میکرومتری استفاده می‌کردند. این ذرات دارای مشکلاتی از قبیل پایداری اندک و در نتیجه گرفتگی کانال هستند.

سیالات نانو سوسپانسیون‌های رقیقی از ذرات نانوی کوچک‌تر از 100 nm هستند. این سیالات متعلق به دسته جدیدی از مواد ترکیبی ساخته شده در دهه‌های قبل با هدف افزایش هدایت گرمایی سیالات مورد استفاده در انتقال حرارت به شمار می‌روند. از طرف دیگر این سیالات نو ظهور در حال ترسیم یک چشم‌انداز نویدبخش در بهبود انتقال حرارت و خنک‌کنندگی هستند. در مقایسه با سوسپانسیون‌های رایج جامد-مایع در انتقال حرارت، سیالات نانو دارای مزایای زیر هستند:

- مساحت سطح ویژه بالا و بنابراین سطح انتقال حرارت بیشتر بین سیال و ذرات
- پایداری توزیعی بالاتر با غلبه حرکت برونین ذرات
- کاهش قدرت ورودی پمپ در مقایسه با سیال خالص برای رسیدن به یک نرخ حرارت برابر
- کاهش گرفتگی مجاری توسط ذرات در مقایسه با سوسپانسیون‌های رایج و در نتیجه امکان استفاده در سیستم‌های مینیاتوری شده
- دارا بودن ویژگی‌های فیزیکی قابل تنظیم شامل هدایت گرمایی با تغییر غلظت ذرات به منظور مطابقت دادن با کاربردهای مختلف

شکل ۱-۱ میزان پیشرفت پژوهش‌های انجام شده در زمینه سیالات نانو را در سال‌های اخیر نشان می‌دهد. بررسی و مطالعه پیرامون آخرین پیشرفت‌ها در زمینه افزایش انتقال حرارت این نسل از

سیالات، لازم و ضروری به نظر می‌رسد. بطوری‌که این مطالعات در آینده بر سه محور مهم تکیه خواهد داشت: ساخت، کاربرد و فهم عملکرد سیالات نانوکه در ادامه به آن‌ها اشاره خواهد شد.



شکل ۱- ۱: میزان افزایش تحقیقات در زمینه سیالات نانو [۱]

۱-۲- انتقال حرارت جابجایی جریان سیالات نانو در ماکروکانال‌ها

در مقطع‌های ماکرو مطالعه بر روی جریان سیال نانو با استفاده از هر دو روش تک‌فازی و دوفازی انجام گرفته است. در مدل تک‌فازی فرض بر این است که ذرات و سیال پایه در مرز مشترک خود، دارای سرعت و دمای یکسانی هستند و معادلات جریان با ویژگی‌های ترموفیزیکی موثر سیال نانو (هدایت گرمایی، ویسکوزیته و گرمای ویژه) حل می‌شوند. در این روش، دقت مدل‌های مورد استفاده برای محاسبه ویژگی‌های ترموفیزیکی دارای اهمیت فراوان است. بیشتر مطالعات گذشته با استفاده از مدل همگن شکل گرفته است [۱،۲].

بر خلاف مدل تک‌فاز، در مدل دوفازی ذرات نانو و سیال پایه به عنوان دو فاز با سرعت و دماهای متفاوت در نظر گرفته می‌شوند. در این مدل فعل و انفعالات میان فازها در معادلات مشخصه وارد می‌شود. تعداد اندکی مطالعه دوفازی بر روی سیالات نانو وجود دارد. به عنوان نمونه بهزادmehr^۱ و همکاران [۳] از یک مدل مخلوط دوفازی به منظور مطالعه و تحلیل جریان سیال آشفته درون یک لوله حلقوی استفاده کردند. آن‌ها با مقایسه نتایج مدل دوفازی با یک مطالعه آزمایشگاهی گزارش

^۱Behzadmehr

نمودند که مدل دوفازی نتایج بهتری را نسبت به مدل همگن نشان می‌دهد. علاوه بر این آن‌ها شرایط تعادل گرمایی را برای فازها در محاسبات وارد کردند. همچنین میرمعصومی و بهزادمهر [۴] روش یکسانی را برای مطالعه جریان سیال نانوی ترکیبی انتخاب کردند. در این مطالعه بهبود انتقال حرارت با کاهش اندازه ذرات گزارش شده است.

تعدادی تحقیق به منظور مقایسه مدل‌های مختلف با یکدیگر انجام گرفته است. این مطالعات بر اساس شرایط پژوهش‌های صورت گرفته دارای اختلافاتی با یکدیگر هستند. بیانکو^۱ و همکاران [۵] با استفاده از دو روش تک‌فازی و دوفازی جریان سیال نانو را درون یک لوله مورد بررسی قرار داده و در مدل دو فازی روش لاگرانژی را برای مدل کردن حرکت ذرات بکار گرفتند. نتیجه این تحقیق تفاوتی را معادل ۱۱٪ بین نتایج تک و دوفازی نشان می‌داد.

کوروسکی^۲ و همکاران [۶] جریان سیال نانو درون یک میکروکانال را با استفاده از شبیه‌سازی مدل‌های همگن، لاگرانژی- اویلری و مخلوط به انجام رساندند. این مدل‌ها نتایج یکسانی را نشان می‌دادند. حق‌شناس‌فرد و همکاران [۷] نیز جریان سیال نانو را با استفاده از هر دو روش تک و دوفازی درون لوله مورد مطالعه قرار دادند. برای سیال نانوی آب/مس با کسر حجمی ۲/۰٪، گزارش کردند که متوسط خطای میان داده‌های آزمایشگاهی و روش تک‌فازی ۱۶٪ است در حالی که برای روش دو فازی به ۸٪ کاهش می‌یابد. از طرف دیگر لطفی و همکاران [۸] مدل‌های همگن، اویلری دوفازی و مخلوط را برای سیال نانو درون لوله مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها گزارش کردند که در میان این روش‌ها، روش مخلوط دوفازی دقیق‌تر از سایر روش‌ها است.

براساس نتایج منتشر شده، توزیع غیریکنواختی از ذرات در منطقه ورودی وجود دارد [۹] و به همین دلیل مدل همگن نمی‌تواند افزایش انتقال حرارت مشاهده شده در آزمایش‌ها را پیش‌بینی

¹Bianco

²Kurowski

نماید (هریس و همکاران [۱۰]، بهزادمهر و همکاران [۳]، بیانکو و همکاران [۵]، حقشناس فرد و همکاران [۷]، لطفی و همکاران [۸]). منابع [۳،۴] اختلاف دما و سرعت میان فازها و توزیع غلظت ذرات را مورد بررسی قرار نداده‌اند. در واقع میزان سرعت و دمای نسبی میان فازها که ناشی از توزیع غلظت ذرات است، می‌تواند میزان دقت حل همگن را نشان دهد.

۱-۳-۱- انتقال حرارت جابجایی در میکروکانال‌ها

با پیشرفت در زمینه فن‌آوری ممز^۱، میکروسیستم‌های مختلفی همچون چشمه‌های حرارتی میکرونی، تراشه‌های زیستی میکرونی، راکتورهای میکرونی و سلول‌های سوختی میکرونی در سال‌های اخیر توسعه داده شده‌اند. برای طراحی بهتر این میکروسیستم‌ها شناخت کاملی از ویژگی‌های جریانی و انتقال حرارتی میکروکانال‌ها که در ارتباط با فرایندها در میکروسیستم‌ها هستند، لازم و ضروری به نظر می‌رسد.

۱-۳-۱-۱ سیالات رایج

ابتدا به بررسی و مطالعات صورت گرفته بر روی جریان سیالات رایج در انتقال حرارت درون میکروکانال‌ها پرداخته می‌شود که در دو بخش جداگانه‌ی مطالعات آزمایشگاهی و عددی مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

۱-۳-۱-۱-۱ بررسی‌های تئوری و آزمایشگاهی

نتایج تجربی موجود برای ضریب اصطکاک و عدد ناسلت در میکروکانال‌ها نشان می‌دهد که اختلاف زیادی بین مقادیر کلاسیک و داده‌های آزمایشگاهی وجود دارد. داده‌های تجربی همچنین با یکدیگر نیز دارای همخوانی نمی‌باشند. دلایل مختلفی برای چنین اختلافاتی ارائه شده است. از علل اصلی،

^۱ MEMS

روش‌های مختلف ساخت میکروکانال‌ها است که باعث بوجود آمدن شرایط سطحی مختلف شده است. اثر این اختلاف‌ها در میکروکانال‌ها به دلیل بالا بودن نسبت سطح به حجم غیر قابل چشم پوششی است [۱۱]. با بررسی و مطالعه پیرامون تحقیقات گذشته روی میکروکانال‌های مورد استفاده در میکروسیستم‌های مختلف، پارامترهای مربوط به هندسه، زبری، ویژگی‌های آب‌دوستی سطح و پارامترهای جریان‌ی مهم‌ترین عواملی هستند که مشخصه‌های جریان‌ی سیال و انتقال حرارت را تحت تأثیر قرار می‌دهند. چنین شرایطی عمدتاً در مقیاس‌های ماکرو مشاهده نمی‌شوند. به عنوان مثال زبری سطح، رژیم جریان آرام را در مقیاس ماکرو بر خلاف میکرو تحت تأثیر قرار نمی‌دهد.

معمولاً دو نوع میکروکانال (میکروکانال‌های مقطع مربعی یا دوزنقه ای) بستگی به روش ساخت با نسبت ابعادی مختلفی بر روی صفحات سیلیکونی ساخته می‌شوند [۱۲]. در اینجا به تعدادی از پژوهش‌های صورت گرفته بر روی میکروکانال‌ها با محوریت ویژگی‌های سطحی کانال می‌پردازیم. بررسی تئوری انجام گرفته توسط یانگ^۱ و همکاران [۱۳] و همچنین مالا^۲ و همکاران [۱۴] نشان می‌دهد که جریان سیال و انتقال حرارت در میکروکانال‌ها می‌تواند به شدت توسط لایه مضاعف الکترونیکی^۳ نزدیک سطح مشترک جامد- مایع تحت تأثیر قرار گیرد.

لیتل^۴ [۱۵] ضریب اصطکاک جریان آرام گاز را در میکروکانال‌های سیلیکونی با مقطع دوزنقه‌ای اندازه گرفته و پی‌برد که زبری سطحی، ضریب اصطکاک را حتی در جریان آرام تحت تأثیر قرار می‌دهد که این رفتار متفاوت از جریان درون ماکروکانال‌های رایج است. همچنین در نتایج مشابه رحمان^۵ [۱۶] نرخ انتقال حرارت را در چاه‌های حرارتی میکرونی اندازه‌گیری کرده و عدد ناسلت متوسط بزرگ‌تری نسبت به جریان درون کانال‌هایی با ابعاد بزرگ‌تر به دست آورد. این اختلاف

1Yang

2Mala

3electrical double layer

4Little

5Rahman

به زبری‌های سطحی مرتبط با ساختار کانال نسبت داده شده است. به هر حال، آن‌ها میزان تأثیر زبری‌های سطحی میکروکانال‌ها بر روی انتقال حرارت را اندازه گرفتند.

کیو^۱ و همکاران [۱۷، ۱۸] یک مطالعه آزمایشگاهی را بر روی افت فشار و انتقال حرارت جریان آب درون میکروکانال‌های سیلیکونی با مقطع دوزنقه‌ای انجام دادند. آن‌ها میزان افت فشار بالای اندازه‌گیری شده و عدد ناسلت پایین را به زبری‌های دیواره نسبت داده و یک مدل را برای تفسیر داده‌ها ارائه نمودند. بر اساس این مدل، افزایش در زبری سطحی موجب کاهش عدد ناسلت می‌شد.

علاوه بر تأثیر ویژگی‌های مختلف سطح مشترک، شکل سطح مقطع کانال می‌تواند تأثیرات زیادی روی جریان سیال و انتقال حرارت در میکروکانال‌های غیرحلقوی همان‌گونه که ما^۲ و پترسون^۳ [۱۹] و همچنین وو^۴ و چنگ^۵ [۲۰] اشاره کرده‌اند، داشته باشد. پنگ^۶ و پترسون^۷ [۲۱] مطالعه تجربی را روی افت فشار و انتقال حرارت جابجایی جریان آب در میکروکانال‌هایی با مقطع مربعی انجام داده و پی‌بردند که نسبت ابعاد سطح مقطع تأثیرات شدیدی روی اصطکاک جریان و انتقال حرارت جابجایی در هر دو جریان آرام و آشسته دارد. تأثیر نسبت ابعاد سطح مقطع بر روی ویژگی‌های خنک‌کنندگی جریان سیال در میکروکانال‌های مقطع مربعی توسط چوی^۸ و چو^۹ بررسی شد [۲۲]. ویژگی‌های آب‌دوستی-آبگریزی سطح به آسانی توسط کاهش یا افزایش ضخامت لایه اکسیدی روی صفحات سیلیکونی تغییر می‌کنند که می‌تواند شاخص‌های حرارتی را تحت تأثیر قرار دهد [۲۳].

¹Qu
²Ma
³Peterson
⁴Wu
⁵Cheng
⁶Peng
⁷Peterson
⁸Choi
⁹Cho

از سوی دیگر یک مطالعه آزمایشگاهی نیز بر روی جریان جابجایی آرام درون ۱۳ نوع مختلف از میکروکانال‌های سیلیکونی با مقطع دوزنقه‌ای توسط وو و چنگ^۱ [۲۴] صورت گرفته است. آن‌ها گزارش کردند که میزان عدد ناسلت و اصطکاک ظاهری به شدت به مولفه‌های هندسی جریان وابسته است. اصطکاک و عدد ناسلت با ویژگی‌های آب‌دوستی و زبری سطح افزایش می‌یابند. این افزایش در اعداد بالای رینولدز مشهودتر است.

هالر^۲ و همکاران [۲۵] افت فشار و انتقال حرارت را در میکروکانال‌های خمیده و شاخه‌ای سیلیکونی مورد بررسی قرار داده‌اند. جهت‌دهی و شکستن مسیر جریان سیال (چند پاره کردن آن) منجر به یک افزایش در انتقال حرارت شده در حالی که افزایش افت فشار را در شرایط یکسان موجب می‌شود. شکل خم‌ها و همچنین شاخه‌ها دارای تأثیر مهمی بر روی افت فشار و انتقال حرارت بوده است. استفاده از میکروکانال‌های خمیده انتقال حرارت را افزایش می‌دهد. تعداد محدودی از تحقیقات وجود دارند که رفتار جریان سیال را در این نوع از میکروکانال‌ها مورد بررسی قرار داده‌اند. افزایش شاخه‌ها و خمیدگی بیش‌تر موجب تلاطم در جریان آرام توسعه یافته می‌شود. اگرچه در طی جهت‌دهی سیال گردابه تولید می‌شود، جریان نمی‌تواند به عنوان جریان آشفته رفتار کند و همچنان به عنوان یک جریان آرام باقی می‌ماند.

مطالعه‌ای دیگر روی جریان سیال در یک میکروکانال خمیده توسط کوکمن^۳ و همکاران [۲۶، ۲۷] انجام گرفته است. هدف اصلی مطالعه تشریح رفتار اختلاطی در میکروکانال‌های خمیده بود. گردابه‌های ایجاد شده در خم‌ها با ایجاد اختلاط باعث افزایش در انتقال حرارت می‌شوند. چنین پدیده‌ای با جزئیات بیش‌تر توسط کوکمن و همکاران در پژوهش‌های بعدی [۲۸، ۲۹] مورد بررسی و تایید قرار گرفت.

^۱Cheng

^۲Haller

^۳Kockmann

گردابه‌های تولید شده سیال خنک‌تر مرکزی را به سمت دیواره‌های گرم هدایت می‌کرد و مناطق خنک‌تر سیال را با ناحیه‌های گرم‌تر مخلوط می‌نمود. یک شبیه‌سازی ساده نشان می‌داد که یک کانال مستقیم 0.74 وات را در عدد رینولدز 200 جذب کرده در حالی که یک کانال یکسان با خمیدگی 90 درجه 1.1 وات را جذب می‌نمود. هزینه چنین افزایشی افت فشار بالاتر (98 میلی بار به جای 61 میلی بار) بوده است.

بعد از اینکه ساختارهای کوچک و ساده به منظور بررسی نرخ انتقال حرارت و افت فشار مورد بررسی و بهینه‌سازی قرار گرفتند چنین ساختارهایی می‌توانند با هم برای ایجاد ساختارهای پیچیده با نرخ انتقال حرارت بالا ترکیب شوند. چنین ساختارهای پیچیده‌ای در چندین گروه تحقیقاتی مختلف مورد بررسی قرار گرفتند. اولین نفری که این ایده را مورد بررسی قرار داد بژان^۱ [۳۰،۳۱] بود که این روش را روش ساختاری نامید. قانون موری یک توصیف ریاضی برای کانال‌های شاخه‌ای است و رفتار نمونه‌های زنده‌ای همچون آوند در برگ‌ها و مویرگ در شش‌های انسان را توصیف می‌کند. این قانون یک تنش برشی دیواره‌ای ثابت را در سرتاسر شبکه کانال ایجاد کرد.

تأثیر قانون موری بر روی افت فشار، مقاومت حرارتی و تنش برشی دیوار در شبکه کانال‌های غیرحلقوی توسط امرسون^۲ و همکاران [۳۲] مورد بررسی قرار گرفت. زی‌مپاروف^۳ و همکاران [۳۳] از روش ساختاری جهت طراحی مدل تئوری مبدل حرارتی یک شبکه میکروکانال استفاده کردند. ایده یکسانی توسط چن^۴ و چنگ^۵ [۳۴] مورد استفاده قرار گرفت. در این مدل جریان آرام و توسعه یافته فرض شده و در نتیجه عدد ناسلت در هر موقعیتی ثابت باقی می‌ماند ولی تأثیر گردابه‌ها بر روی انتقال

¹Bejan

²Emerson

³Zimparov

⁴Chen

⁵Cheng

حرارت مورد بررسی قرار نگرفته است. در کاری دیگر چن و چنگ یک وسیله اولیه و ساده را ساختند تا نشان دهند که افزایش در انتقال حرارت در ساختارهای جزئی اتفاق می‌افتد [۳۵].

شن^۱ و همکاران [۳۶] آزمایش‌هایی را به منظور بررسی انتقال حرارت جابجایی تک‌فازی در یک چاه حرارتی میکرونی با مقطع مستطیل به انجام رساندند. نتایج نشان می‌دهد که ضریب اصطکاک و عدد ناسلت متوسط و محلی از مقادیر پیش‌بینی شده توسط تئوری‌های رایج فاصله می‌گیرند. چنین رفتاری به زبری نسبت داده شده است. همچنین در منطقه توسعه یافته هیدرودینامیکی و در حال توسعه حرارتی عدد ناسلت کاهشی را در جهت محوری نشان می‌داد. آن‌ها روابطی را به منظور پیش‌بینی ضریب اصطکاک و عدد ناسلت ارائه نمودند. جدول ۱-۱ تعدادی از مطالعات آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جریان سیالات سنتی را درون میکروکانال نشان می‌دهد.

جدول ۱-۱: تعدادی از تحقیقات آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جریان سیالات سنتی درون میکروکانال

سال تحقیق	موضوع تحقیق	جنس بستر	هندسه مقطع	محققان
۲۰۰۴	مقایسه نتایج آزمایشگاهی با روابط کلاسیک مورد استفاده در مقیاس‌های ماکرو	مس	مستطیل	لی و همکاران [۳۷]
۲۰۰۳	مطالعه تاثیر ویژگی‌های سطحی میکروکانال بر روی عدد ناسلت و ضریب اصطکاک و ارائه یک رابطه	سیلیکون	دوزنقه	وو و چنگ [۲۴]
۲۰۰۱	تاثیرات اندازه کانال بر روی پارامترهای هیدرودینامیکی و حرارتی	برنج	مستطیل	گائو ^۲ و همکاران [۳۸]
۲۰۰۶	مطالعه بر روی انحراف شاخصهای هیدرودینامیکی و حرارتی جریان سیال درون میکروکانال‌هایی با زبری مشخص از تئوری‌های رایج	مس	مستطیل	شن و همکاران [۳۶]
۲۰۰۹	بررسی افت فشار و انتقال حرارت در میکروکانال‌های خمیده و شاخه ای	سیلیکون	مستطیل	هالر و همکارانش [۲۵]

^۱Shen

^۲Gao

۱-۳-۲- بررسی‌های عددی

ما و همکاران [۱۹] شبیه‌سازی عددی یک جریان را در میکروکانال‌هایی با سطح آب‌گریز و آب‌دوست انجام دادند. آن‌ها نشان دادند که انتقال حرارت جابجایی روی سطح داخلی آب‌دوست بهتر از آب‌گریز انجام می‌گیرد. روساگوتی^۱ و همکاران [۳۹،۳۹،۴۰] انتقال حرارت و افت فشار را در یک کانال با سطح مقطع مربعی با تغییرات طولی موجی شکل مورد بررسی قرار دادند. در این بررسی افزایشی در انتقال حرارت همراه افت فشار بیش‌تر وجود داشت.

در یک کانال مستقیم، با جریان آرام افت فشار با استفاده از ضریب اصطکاک داری قابل محاسبه است. عوامل هندسی برای مقاطع عرضی مختلفی تعیین شده و برای میکروکانال‌ها مورد استفاده قرار گرفته است [۴۱]. جدول ۱-۲ تعدادی از مطالعات عددی بر روی انتقال حرارت جریان سیالات متداول را درون میکروکانال نشان می‌دهد.

۱-۳-۲- سیالات نانو

همان‌گونه که پیش‌تر اشاره شد مفهوم سیال نانو که از توزیع ذرات نانومتری فلزی و غیرفلزی درون سیال پایه همچون آب و اتیلن گلیکول به دست می‌آید اولین بار توسط چوی به کار گرفته شد. این سیالات دارای هدایت گرمایی بالایی هستند به‌طوری‌که توسط تئوری‌های معمول قابل توجیه نیستند. امکان استفاده از سیالات نانو به عنوان سیالات مورد استفاده در انتقال حرارت توجه زیادی را به خود جلب نموده است.

چندین مکانیزم ممکن برای افزایش انتقال حرارت در سیالات نانو از جمله افزایش هدایت گرمایی، حرکت برونین، ترموفروسیز و غیره در نظر گرفته شده است. بررسی و مطالعه کاملی از فرآیند بهبود ویژگی‌های حرارتی سیالات نانوی مختلف در مراجع [۴۲،۴۳] موجود است.

¹Rosaguti

جدول ۱-۲: تعدادی از مطالعات عددی صورت گرفته بر روی انتقال حرارت جریان سیالات متداول درون میکروکانال

سال تحقیق	نتیجه	جنس بستر	هندسه مقطع	محققان
۲۰۰۴		برنز	مستطیل با نسبت ابعاد بالا	گامرات ^۱ و همکاران [۴۶]
۲۰۰۲	در اعداد رینولدز پایین دما افزایش یافته و ویسکوزیته کم می شود در نتیجه اتلافات اصطکاکی کاهش می آید.	سیلیکون	مستطیل	تو ^۲ و همکاران [۴۷]
۲۰۰۶	پیشنهاد یک رابطه بر اساس نسبت ابعاد در ناحیه در حال توسعه گرمایی	-	مستطیل	لی ^۳ و همکاران [۴۸]
۲۰۰۶	تاثیر قابل توجه زبری سطح بر روی افت فشار و تاثیر کمتر بر روی عدد ناسلت. وابستگی کارایی میکروکانال به هندسه زبری	-	بین دو صفحه	گروس ^۴ و همکاران [۴۹]
۲۰۰۸	زبری سطحی ضریب اصطکاک را بیش از ضریب انتقال حرارت افزایش می دهد.	-	بین دو صفحه	گامراتو همکاران [۵۰]
۲۰۱۰	بر خلاف میکروکانال هایی با دیواره صاف، عدد پویزل و ناسلت میکروکانال های زبر با تغییر عدد رینولدز ثابت نبوده و بیش تر از مقادیر کلاسیک هستند.	-	بین دو صفحه	ژانگ ^۵ و همکاران [۵۱]
۲۰۰۹	افزایش هدایت گرمایی و ضخامت بستر باعث کاهش عدد ناسلت می شود.	مواد مختلف	دایروی	نونینو ^۶ و همکاران [۵۲]
۲۰۰۹	پیشنهاد یک رابطه جدید به منظور پیش بینی عدد ناسلت در ناحیه توسعه یافته با تابعیت دو پارامتر بدون بعد جنس و ضخامت بستر	مواد مختلف	مستطیل	کوثر ^۷ [۵۳]

¹Gamrat

²Toh

³Lee

⁴Croce

⁵Zhang

⁶Nonino

⁷Koşar

جریان سیالات خنک‌کننده تک‌فازی درون میکروکانال‌هایی با عملکرد چاه حرارتی دارای پتانسیل بالایی به‌منظور دفع حرارت هستند. این موضوع در مطالعات اخیر نشان داده شده است [۳۷،۴۴].

به‌منظور افزایش هدایت گرمایی سیالات رایج و در نتیجه اصلاح عملکرد جریان سیالات سنتی در میکروکانال‌ها، استفاده از سیال نانو اخیراً مورد توجه قرار گرفته است. تحقیقات صورت گرفته بر روی جریان این سیالات اندک بوده است [۱،۴۵].

۱-۲-۳-۱- بررسی‌های تئوری و آزمایشگاهی

در این بخش برخی از مطالعات تجربی و تئوری صورت گرفته بر روی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرد.

در جدول ۱-۳ تعدادی از مطالعات آزمایشگاهی بر روی انتقال حرارت جریان سیال نانو درون میکروکانال به طور خلاصه آورده شده است.

جدول ۱-۳: آزمایش‌های انجام شده بر روی انتقال حرارت سیالات نانو در چاه‌های حرارتی میکرونی

سال تحقیق	موضوع تحقیق	جنس بستر	هندسه مقطع	محققان
۲۰۰۹	بررسی تاثیر استفاده از سیال نانو در افزایش کارایی چاه حرارتی میکرونی	مس	مستطیل	هو ^۱ و همکاران [۵۴]
۲۰۰۸	بررسی میزان افزایش ضریب انتقال حرارت و افت فشار درونیک چاه حرارتی میکرونی	سیلیکون	مستطیل	جونگ ^۲ و همکاران [۵۵]
۲۰۰۶	بررسی عملکرد حرارتی سیال نانو درون میکروکانال	مس	مستطیل	لی ^۳ و موداوار ^۴ [۵۶]

^۱Ho

^۲Jung

^۳Lee

^۴Mudawar

برای جریان توسعه یافته آرام سیال نانوی آب/مس در میکروکانال‌های سیلیکونی، چین^۱ و هانگ^۲ [۴۵] یک تحلیل تئوری را بر اساس رابطه نیمه تجربی ارائه دادند. این رابطه افزایش انتقال حرارت را پیش‌بینی می‌کرد. کو و کلینسترر [۱] ویژگی‌های انتقال حرارتی در میکروکانال‌هایی با عملکرد چاه حرارتی را با استفاده از سیال نانوی آب/مس و اتیلن‌گلیکول شبیه‌سازی کردند که تأثیر اتلافات ویسکوز و حرکت برونین ذرات نانو در سیال پایه در محاسبات وارد شده بود. علاوه بر این، در یک آزمایش دیگر [۵۷] استفاده از سیالات نانوی آب/اکسید مس در میکروکانال‌های سیلیکونی به عنوان چاه حرارتی، به طور قابل ملاحظه‌ای اصلاح عملکرد خنک‌کنندگی را برای نرخ حجمی جریان پایین‌تر از ۱۵ml/min نشان می‌داد.

ژانگ و همکاران [۵۵] آزمایش‌هایی را برای سیال نانوی آب/ Al_2O_3 در میکروکانالی با مقطع مستطیل انجام دادند. قطر ذرات در آزمایش‌ها ۱۷۰nm در نظر گرفته شده است. آن‌ها یک افزایش ۳۲٪ در ضریب انتقال حرارت را در مقایسه با آب خالص برای غلظت حجمی ذرات ۱/۸٪ گزارش کردند. همچنین آزمایش‌هایی برای انتقال حرارت سیال نانو در یک میکروکانال سیلیکونی با مقطع دوزنقه‌ای توسط وو و همکاران [۵۸] انجام گرفته است. برای کانال‌هایی با قطر هیدرولیکی ۱۹۴/۵μm و سیال نانو Al_2O_3 ، آن‌ها افزایشی در عدد ناسلت و پرانتل را با افزایش غلظت ذرات گزارش نمودند. در شرایطی که افت فشار افزایش قابل توجهی را نشان نمی‌داد.

۱-۳-۲-۲-بررسی‌های عددی

در ادامه تعدادی از مطالعات عددی صورت گرفته روی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها آورده شده است. در یک مطالعه عددی بر روی جریان آرام توسعه یافته گرمایی و هیدرودینامیکی سیالات نانوی آب/الماس و مس [۵۹]، عملکرد خنک‌کنندگی میکروکانال‌ها به عنوان چاه حرارتی با

^۱Chein

^۲Huang

شاخص‌هایی همچون کاهش قابل توجه مقاومت حرارتی اصلاح شده است. لی و موداوار [۵۶] تأثیر خنک‌کنندگی استفاده از سیالات نانوی آب/آلومین با کسر حجمی پایین را در میکروکانال‌ها به عنوان چاه حرارتی تحت شرایط مرزی شار ثابت مورد بررسی قرار داده‌اند. نتایج انتقال حرارت جابجایی برای هر دو جریان تک و دوفازی به دست آورده شده است. افزایش هدایت گرمایی در ارتباط با حضور ذرات نانو در آب، نشان داد که ضریب انتقال حرارت جابجایی جریان تک‌فازی برای جریان آرام به ویژه در منطقه ورودی میکروکانال افزایش می‌یابد در حالی که کاهش هم‌زمان ظرفیت حرارتی منتج به افزایش دمای محوری در طول میکروکانال می‌شود. مزیت استفاده از سیالات نانو در میکروکانال‌ها با عملکرد چاه حرارتی برای خنک‌کنندگی جریان دوفازی دارای تردید است. در میان تحقیقات قبلی، آشکارا اختلافاتی در ارتباط با میزان سودمندی استفاده از سیالات نانو برای افزایش عملکرد خنک‌کنندگی جریان در چاه‌های حرارتی میکرونی تحت شار ثابت نشان داده شده است.

تنها مطالعه صورت گرفته بر روی جریان درون میکروکانال‌ها با استفاده از روش دوفازی اوپلری-اوپلری، توسط کلت و همکاران [۶۰] انجام گرفته است. آن‌ها برای نخستین بار سرعت و دمای نسبی را نشان داده و مورد تحلیل قرار دادند. آن‌ها نشان دادند که سرعت نسبی بین فازها اندک و قابل صرف‌نظر کردن و توزیع ذرات یکنواخت است. در عین حال مدل دوفازی در قیاس با تک‌فازی ضریب انتقال حرارت بالاتری را نشان می‌داد. تعدادی از پژوهش‌های عددی صورت گرفته بر روی انتقال حرارت جریان سیال نانو درون میکروکانال در جدول ۱-۴ آورده شده است.

جدول ۱-۴: تعدادی از تحقیقات عددی صورت گرفته بر روی انتقال حرارت سیالات نانو در چاه‌های حرارتی میکرونی

سال تحقیق	موضوع تحقیق	جنس بستر	هندسه مقطع	محققان
۲۰۰۶	بررسی عملکرد حرارتی سیال نانو درون میکروکانال	مس	مستطیل	لی و موداوار [۵۶]
۲۰۰۸	بررسی میزان افزایش ضریب انتقال حرارت و افت فشار درون یک چاه حرارتی میکرونی	سیلیکون	مستطیل	جونگ و همکاران [۵۵]
۲۰۰۹	بررسی تأثیر استفاده از سیال نانو در افزایش کارایی چاه حرارتی میکرونی	مس	مستطیل	هو و همکاران [۵۴]

۱-۴-مدل‌های مورد استفاده در شبیه‌سازی جریان سیالات نانو

۱-۴-۱-مدل تک‌فازی

در این مدل سیال نانو به عنوان سیالی تک‌فازی در نظر گرفته می‌شود که پارامترهای فیزیکی آن همچون چگالی، هدایت گرمایی و ظرفیت حرارتی ویژه و چگالی تغییر می‌کنند. علیرغم این حقیقت که سیالات نانو، سیالات دوفازی هستند، عطف به ریز بودن نانو ذرات (کوچک‌تر از 100 nm) در کسر حجمی پایین فاز جامد، می‌توانند به سادگی جزئی از سیال شده و در چنین شرایطی فرض همگن بودن سیالات نانو می‌تواند منطقی قلمداد شود. در نتیجه می‌توان فرض کرد که مجموعه دوفازی همانند یک سیال معمولی و تک‌فازی عمل می‌کنند.

در روش تک‌فازی فاز سیال و ذرات در تعادل گرمایی هستند و با سرعت یکسانی حرکت می‌کنند. این روش در قیاس با روش‌های دوفازی ساده‌تر و نیاز به زمان محاسباتی کمتری دارد به همین جهت این روش در مطالعات متعددی بر روی انتقال حرارت سیال نانو مورد استفاده قرار گرفته است.

به هر حال با توجه به این واقعیت که مشخصه‌های حرارتی و هیدرودینامیکی سیال نانو به شکل دقیقی شناخته نشده‌اند، مطالعه‌های عددی تحت تاثیر مدل‌های مورد استفاده در این تحقیقات قرار می‌گیرد. از منابع مختلف می‌توان روابط گوناگون انتقال حرارت جابجایی جریان تک‌فازی را در موارد مختلف بدست آورد. اینکه این روابط برای پیش‌بینی عملکرد حرارتی سیالات نانو قابل کاربرد باشد یا نه بستگی به هدف محققین دارد. اگر پاسخ مثبت باشد ساده‌تر خواهد بود که روابط موجود برای سیالات تک‌فازی متداول را برای سیالات نانو نیز بسط دهیم.

تحت فرضیات عدم وجود لغزش بین فاز ذرات ناپیوسته و مایع پیوسته و همچنین تعادل گرمایی محلی بین ذرات و فاز مایع، سیال نانو می‌تواند به عنوان یک سیال خالص معمولی مورد ارزیابی قرار گیرد. تمام معادلات بقاء (پیوستگی، مومنتوم و انرژی) می‌توانند برای سیال نانو نیز بسط

داده شوند. در این صورت روابط سیالات تکفازی با بکار بردن ویژگی‌های حرارتی سیال نانو برای این سیالات نیز قابل استفاده هستند. معادلات مشخصه مورد استفاده در این روش به شکل زیر است. در این روابط اتلافات لزج و کار فشاری ناچیز فرض شده است.

معادله پیوستگی:

$$\nabla \cdot (\rho_{eff} V_{nf}) = 0 \quad (1-1)$$

معادله مومنتوم:

$$\nabla \cdot (\rho_{eff} V_{nf} V_{nf}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla V_{nf}) \quad (2-1)$$

معادله انرژی:

$$\nabla \cdot (\rho_{eff} C_p V_{nf} T) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) \quad (3-1)$$

که در اینجا برای بررسی تاثیر نیروهای شناوری عبارت $-\rho_{eff} \beta_{eff} (T - T_{in}) g$ به سمت راست معادله (۲-۱) اضافه خواهد شد.

۱-۴-۲-مدل‌های دوفازی

مدل‌های دوفازی مختلفی برای بررسی رفتار سیال نانو ارائه شده است که به یکی از آن‌ها اشاره می‌کنیم:

۱-۴-۲-۱-مدل مخلوط

استفاده کردن از یک مدل کاملاً چندفازی^۱ در شبیه‌سازی عددی جریان برای توزیع وسیعی از ذرات معلق، مشکل و گاهی غیرعملی است. برای این کار تقریب‌های متعددی را در راستای ساده‌سازی محاسبات انجام داده‌اند. در ساده‌ترین تقریب، همان‌طور که پیش‌تر اشاره شد جریان با یک سیستم تکفازی و همگن بیان می‌شود و تاثیر ذرات، خود را در خصوصیات فیزیکی نشان می‌دهند. به این

^۱-Fully multiphase model

صورت که با روابط مشخصی، برای همه خواص فیزیکی یک مقدار معادل یا موثر^۱ بدست می‌آید و از آن به عنوان خواص فیزیکی مخلوط (در اینجا سیال نانو) استفاده می‌شود.

از طبیعت دوفازی جریان، هنگامی که نحوه توزیع ذرات، مطالعه می‌شود نمی‌توان چشم‌پوشی کرد. از طرفی در بسیاری از کاربردهای عملی جریان چندفازی، مدل مخلوط یک تقریب مناسب و بسیار دقیق است. این در حالی است که نسبت به مدل تک‌فازی، افزایش اندکی در محاسبات خواهیم داشت. در این مطالعه، همان‌طور که در بالا ذکر شد مدل مخلوط بکار برده شده از یک مدل دوفازی، ساده‌سازی شده است. این تقریب جایگزین قابل قبولی برای مخلوط رقیق ذرات جامد یا حباب‌های کوچک معلق در سیال است.

مدل ارائه شده دارای یک معادله پیوستگی، معادله مومنتوم و معادله انرژی برای مخلوط و معادله کسر حجمی برای فاز دوم (ذرات معلق) است. همچنین در صورتی که فازها با سرعت‌های متفاوتی حرکت کنند روابطی را به منظور محاسبه سرعت نسبی ارائه می‌دهند. مدل مخلوط دارای دو مشخصه برجسته است:

- ۱- مدل مخلوط این اجازه را به فازها می‌دهد که در یکدیگر نفوذ کنند.
- ۲- مدل مخلوط با استفاده از مفهوم سرعت لغزشی اجازه حرکت در سرعت‌های متفاوت را به فازها می‌دهد.

لازم به ذکر است که فازها می‌توانند با سرعت یکسانی حرکت کنند. که در این صورت مدل مخلوط به مدل چندفازی همگن تبدیل خواهد شد. مخلوطی را که شامل چند فاز است در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم در این مخلوط سیال یک محیط پیوسته را تشکیل داده و ذرات توزیعی شامل ذرات جامد هستند. دینامیک چنین سیستمی بوسیله معادلات زیر به صورت جامعی قابل توصیف است:

^۱- Effective

معادله پیوستگی برای فاز k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{V}_k) = 0 \quad (۴-۱)$$

معادله مومنتوم برای فاز k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \mathbf{V}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{V}_k \mathbf{V}_k) = -\alpha_k \nabla p_k + \nabla \cdot (\alpha_k \boldsymbol{\tau}_k) \quad (۵-۱)$$

که α_k کسر حجمی فاز k و $\boldsymbol{\tau}_k$ تانسور تنش ویسکوز است. در مدل مخلوط هر دو معادله پیوستگی و مومنتوم برای مخلوط فاز پیوسته و توزیعی نوشته شده‌اند. معادله کسر حجمی بقاء فاز توزیعی را تضمین می‌کند. شکل معادلات بر اساس کاربردشان تغییر می‌کند.

معادله پیوستگی برای مخلوط

معادله کلی بقاء مدل مخلوط از معادلات برای فازهای منفرد به صورت زیر بدست می‌آید: از

معادله پیوستگی (۴-۱) برای فاز k با جمع بستن تمام فازها داریم:

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k \mathbf{V}_k) = 0 \quad (۶-۱)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{V}_m) = 0 \quad (۷-۱)$$

که چگالی و سرعت مخلوط به صورت زیر توصیف می‌شود:

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \quad (۸-۱)$$

$$\mathbf{V}_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k \mathbf{V}_k = \sum_{k=1}^n c_k \mathbf{V}_k \quad (۹-۱)$$

$\mathbf{V}_m$ سرعت مخلوط نشاندهنده سرعت مرکز جرم هر جزء سیال است. کسر جرمی فاز k نیز به صورت

زیر تعریف می‌شود:

$$c_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho_m} \quad (۱۰-۱)$$

که در حالت پایدار معادله (۷-۱) به صورت زیر تبدیل می‌شود.

$$\nabla \cdot (\rho_m V_m) = 0 \quad (۱۱-۱)$$

معادله شکل یکسانی با معادله پیوستگی برای جریان تک‌فازی دارد. اگر چگالی هر فاز ثابت و

انتقال جرم درون فازی ناچیز باشد، معادله پیوستگی برای مخلوط به صورت زیر در می‌آید:

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k V_k) = \nabla \cdot \sum_{k=1}^n (J_k) = \nabla \cdot J_m = 0 \quad (۱۲-۱)$$

که $J_k = \alpha_k V_k$ شار حجمی فاز k است. و $J_m = \sum J_k$ شار حجمی مخلوط است که سرعت مرکز حجم را نشان می‌دهد.

معادله مومنتوم برای مخلوط

معادله مومنتوم برای مجموع فازهای مخلوط به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k V_k) + \nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k V_k V_k) = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \nabla p_k + \nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k \tau_k) \quad (۱۳-۱)$$

با استفاده از تعریف چگالی (ρ_m) و سرعت مخلوط (V_m)، عبارت دوم معادله (۱۳-۱) به صورت زیر در می‌آید.

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k V_k V_k) = \nabla \cdot (\rho_m V_m V_m) + \nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k \rho_k V_{mk} V_{mk}) \quad (۱۴-۱)$$

V_{mk} سرعت نفوذ است که به صورت سرعت نسبی فاز k به سرعت مرکز جرم مخلوط تعریف می‌شود.

$$V_{mk} = V_k - V_m \quad (۱۵-۱)$$

با جایگذاری روابط بالا در معادله مومنتوم، این معادله به صورت زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m V_m) + \nabla \cdot (\rho_m V_m V_m) = - \nabla p_m + \nabla \cdot \tau_m + \nabla \cdot \tau_{Dm} \quad (۱۶-۱)$$

تنش‌ها به صورت زیر تعریف می‌شوند:

تنش برشی متوسط (τ_m):

$$\tau_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \tau_k \quad (17-1)$$

تنش نفوذی ناشی از لغزش فاز (τ_{Dm}) :

$$\tau_{Dm} = - \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k V_{mk} V_{mk} \quad (18-1)$$

فشار مخلوط با استفاده از رابطه زیر توصیف می شود:

$$\nabla p_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \nabla p_k \quad (19-1)$$

عملاً فشار فازهای مختلف برابر هستند $(p_k = p_m)$. نهایتاً در شرایط حالت پایدار معادله $(16-1)$ به صورت زیر تبدیل می شود:

$$\nabla \cdot (\rho_m V_m V_m) = -\nabla p_m + \nabla \cdot \tau_m + \nabla \cdot \tau_{Dm} \quad (20-1)$$

در رابطه $(20-1)$ اتلافات ویسکوز^۱ و کار فشاری^۲ نادیده گرفته شده است. همچنین جریان پایدار مورد تحلیل قرار گرفته است. عبارت اضافی معادله $(20-1)$ در قیاس با معادله تک فاز $(2-1)$ عبارت تنش نفوذی (τ_{Dm}) است که نشان دهنده نفوذ مومنتوم به علت حرکت نسبی فاز توزیعی نسبت به فاز پیوسته است.

معادله پیوستگی برای فاز توزیعی (فاز دوم) با استفاده از تعریف سرعت نفوذی $(15-1)$ به منظور حذف سرعت فازها در معادله پیوستگی $(4-1)$ به صورت زیر در می آید.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k V_m) = -\nabla \cdot (\alpha_k \rho_k V_{mk}) \quad (21-1)$$

اگر چگالی فازها ثابت باشد و تغییر فاز اتفاق نیفتد معادله پیوستگی به صورت زیر در می آید:

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_k + \nabla \cdot (\alpha_k V_m) = -\nabla \cdot (\alpha_k V_{mk}) \quad (22-1)$$

¹Dissipation

²pressure work

که نهایتاً معادله (۱- ۲۱) برای جریان پایدار به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$\nabla \cdot (\alpha_k \rho_k V_m) = -\nabla \cdot (\alpha_k \rho_k V_{mk}) \quad (۱- ۲۳)$$

عملاً سرعت نفوذی باید از طریق سرعت نسبی (لغزشی) تعیین شود که به صورت نسبت سرعت فاز توزیعی به سرعت فاز پیوسته تعریف می‌شود.

$$V_{fk} = V_k - V_f \quad (۱- ۲۴)$$

سرعت نفوذی فاز توزیعی p ، می‌تواند به شکل عبارت سرعت‌های نسبی نشان داده شود.

$$V_{mp} = V_{fp} - \sum_{k=1}^n c_k V_{fk} \quad (۱- ۲۵)$$

اگر تنها یک فاز توزیعی p وجود داشته باشد، سرعت نفوذیش به رابطه زیر تبدیل می‌شود:

$$V_{mp} = (1 - c_p) V_{fp} \quad (۱- ۲۶)$$

و در نهایت سرعت لغزشی یا سرعت نسبی بین دو فاز که درهم‌کنش یا فعل و انفعال^۱ بین دو فاز نیز به حساب می‌آید، از رابطه زیر که به رابطه مانینن^۲ [۶۱] معروف است، محاسبه شده است:

$$v_{pf} = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_m)}{18 \mu_f f_{drag}} a \quad (۱- ۲۷)$$

که ضریب درگ از رابطه‌ی شیلر^۳ و نیومن^۴ [۶۲] بدست می‌آید:

$$\text{If } Re_p \leq 1000 \quad f_{drag} = 1 + 0.15 Re_p^{0.687} \quad (۱- ۲۸)$$

$$\text{Otherwise} \quad f_{drag} = 0.0183 Re_p$$

و بردار شتاب (a) از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود:

$$a = g - (V_m \cdot \nabla) V_m \quad (۱- ۲۹)$$

معادله‌ی انرژی برای مخلوط

^۱Phase interaction

^۲Manninen

^۳Schiller

^۴Naumann

$$\nabla \cdot \sum_{k=1}^n (\alpha_k V_k (\rho_k c_{p,k} T)) = \nabla \cdot (K_{eff} \nabla T) \quad (۳۰-۱)$$

که K_{eff} هدایت حرارتی موثر سیال نانو و پارامتر اول سمت راست معادله، بیانگر انتقال حرارت به روش هدایت است.

۱-۵- اهداف تحقیق

تحقیق حاضر بر دو محور استوار است. مطالعه عددی و آزمایشگاهی. ابتدا با توجه به محدودیت مطالعات آزمایشگاهی، مطالعه عددی بر روی تاثیر پارامترهای مهم بر روی شاخص‌های حرارتی و هیدرودینامیکی جریان سیال نانو درون میکروکانال انجام گرفته است. بررسی تاثیر عدد بریکمن جریان، ضخامت بستر میکروکانال، جنس بستر میکروکانال بر روی شاخص‌های حرارتی و هیدرودینامیکی از اهداف پروژه حاضر به شمار می‌رود. در بخش آزمایشگاهی یک دستگاه به منظور مطالعه بر روی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها مونتاژ و ساخته شده است. این دستگاه شامل بخش‌های مختلفی به منظور چرخش سیال درون یک مدار بسته همراه با ابزارهای مختلف جهت کنترل و ثبت داده‌های هیدرودینامیکی و حرارتی است. بررسی ویژگی‌های هیدرودینامیکی و حرارتی جریان سیالات نانو حاوی نانو لوله‌های ساختارکربنی درون میکروکانال‌ها مورد نظر است. مطالعه بر روی تاثیر غلظت، نوع ذرات و زبری‌های سطحی بر روی شاخص‌های جریان جابجایی سیال نانو درون چاه‌های حرارتی انجام گرفته است. همچنین به منظور بررسی عملکرد سیالات نانو درون میکرو ماکروکانال‌ها مقایسه‌ای بر روی میزان بزرگی ضریب انتقال حرارت هر دو جریان صورت گرفته است.

۱-۶- ضرورت انجام پروژه

در دهه‌های گذشته خنک‌کنندگی به عنوان یک پدیده حیاتی در بسیاری از صنایع از جمله صنایع الکترونیکی مطرح بوده است. پایین نگه داشتن دمای قطعات الکترونیکی نقش انکارناپذیر در افزایش عمر این قطعات بازی می‌کند. در سال ۱۹۹۳ دفع حرارتی معادل با 200 w/cm^2 غیرممکن به نظر

می‌رسید در حالی که در حال حاضر به یک هدف دست یافتنی تبدیل شده است. چالش آیند با توجه به ظهور پردازنده‌های سریع از درجه $1000-600 \text{ w/cm}^2$ خواهد بود. چنین سطح بالایی از اتلافات حرارتی به کاهش قابل توجهی در ابعاد کانال‌ها نیازمند است تا با استفاده از یک مدار به‌منظور خنک‌کنندگی، حرارت را دفع نماید. در بخش نتایج به مقایسه درجه بزرگی خنک‌کنندگی در ابعاد میکرو و ماکرو پرداخته شده است.

با پیشرفت در زمینه فن‌آوری ممز، میکروسیستم‌های مختلفی همچون چاه‌های حرارتی میکرونی، تراشه‌های زیستی میکرونی، راکتورهای میکرونی و سلول‌های سوختی میکرونی در سال‌های اخیر توسعه داده شده‌اند. برای طراحی بهتر این میکروسیستم‌ها شناخت کاملی از ویژگی‌های جریانی و انتقال حرارتی میکروکانال‌ها که در ارتباط با فرآیند میکروسیستم‌ها هستند لازم و ضروری به نظر می‌رسد.

همان‌طور که اشاره شد جهت استفاده از وسایل میکرونی نیاز به فهم پدیده‌ها و چگونگی عملکرد آن‌ها در این مقیاس وجود دارد که همچنان در مراحل اولیه خود به سر می‌برند. چنین وسایلی دارای مقیاس‌های زمانی و طولی متفاوتی نسبت به نمونه‌های ماکرو هستند. بنابراین مطالعه به منظور یافتن راه‌کارهایی به منظور بهبود کارایی چاه‌های حرارتی میکرونی با جستجو جهت یافتن عوامل تاثیرگذار بر بازدهی آن‌ها می‌تواند به عنوان یک مورد مطالعاتی تاثیرگذار و با اهمیت در صنایع مهمی همچون الکترونیک، نظامی و ... مورد توجه قرار گیرد.

از سوی دیگر در ده اخیر تلاش‌ها بر استفاده از سیالات نانو به عنوان سیال عامل با هدف بهبود کارایی حرارتی میکروکانال‌ها استوار بوده است. محققان هدایت گرمایی بالایی را در این سیالات مشاهده نموده‌اند. در روش‌های متداول با فرض اندازه بزرگ ذرات، حرکت برانین ذرات نادیده انگاشته می‌شود. در حالی که با نزدیک شدن اندازه ذرات به دامنه نانومتری حرکت برانین ذرات و تاثیرش بر روی سیال پایه اطراف در انتقال جرم و حرارت اهمیت می‌یابد. مطالعات صورت گرفته در سال‌های

اخیر به روشنی نشان می‌دهد که این سیالات دارای قابلیت انکارناپذیری در افزایش ضریب انتقال حرارت در مجراها هستند. نیروهای فعل و انفعالی میان ذرات که در مقیاس‌های ماکرو نادیده انگاشته می‌شود نقش مهمی را برای سیالاتی حاوی ذرات نانوی معلق بازی می‌کنند. به نظر می‌رسد که تلفیقی از میکروکانال‌ها و سیال نانو به عنوان سیال عامل می‌تواند گزینه مناسبی جهت مرتفع ساختن نیازهای فزاینده در زمینه خنک‌کنندگی در آینده باشد. علیرغم نقش حیاتی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها به منظور خنک‌کنندگی در صنایع مختلف و برخورداری از پتانسیلی لازم جهت پاسخ‌گویی به نیازهای کنونی و آینده، مطالعه آزمایشگاهی بر روی این نوع از جریان بسیار محدود بوده است. با توجه به اهمیت مطالعات آزمایشگاهی و از طرف دیگر تلاش برای بهبود عملکرد و کارایی حرارتی میکروکانال‌ها با کاربردهای حساس نظامی، فضایی و ...، به نظر می‌رسد گسترش مطالعه هدفمند در این زمینه لازم و ضروری است. طبیعی است که به علت وقت‌گیر و هزینه‌بر بودن مطالعات و همچنین محدود و گسسته بودن داده‌های آزمایشگاهی امکان مطالعه و بررسی همه جانبه بر روی شاخص‌های مختلف حرارتی و هیدرودینامیکی وجود ندارد. تحت چنین شرایطی استفاده از روش‌های عددی به منظور مطالعه گسترده‌تر و تکمیلی بر روی این شاخص‌ها اجتناب‌ناپذیر می‌نماید.

۱-۷- نوآوری

با توجه به تعداد محدود مطالعات انجام گرفته بر روی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها، بررسی ویژگی‌های حرارتی جریان این سیالات دارای اهمیت است. تعدادی از موارد ارزشمند در پروژه حاضر به شرح زیر است:

- تاثیر برخورد نانو لوله‌های کربنی موجود در سیالات نانو به زبری‌های سطحی میکروکانال و تغییر شاخص‌های هیدرودینامیکی و حرارتی در نتیجه اختلاط جریان
- مطالعه بر روی تاثیر ضخامت بستر میکروکانال بر روی شرایط حرارتی
- بررسی چگونگی تغییر شرط شار ثابت روی مرز مشترک جامد-سیال با افزایش غلظت ذرات

- مطالعه بر روی تاثیر نوع نانو لوله‌های کربنی بر روی شرایط جریانی و حرارتی سیال نانو درون میکروکانال‌ها

۱-۸- روش انجام تحقیق

- ❖ بر پا کردن دستگاه آزمایشگاهی^۱ و بخش مورد آزمایش^۲ و به دنبال آن مطالعه آزمایشگاهی خواص هیدرودینامیکی و حرارتی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها
- ❖ مطالعه عددی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها با استفاده از نوشتن یک کد محاسباتی و توسعه آن بر اساس روش‌های دینامیک سیالاتی محاسباتی به منظور حل معادلات مدل (معادلات پیوستگی، ممنتوم و انرژی)
- ❖ بررسی و تحلیل پارامترهای مختلف موثر در عملکرد حرارتی میکروکانال‌ها با استفاده از نمودارها، جداول و روابط مربوطه و مقایسه با نتایج آزمایشگاهی و مطالعات قبلی جهت راستی‌آزمایی

¹Experimental Setup

²Test section

فصل دوم

روش عددی و روندنمای مورد استفاده

۲-۱- مقدمه

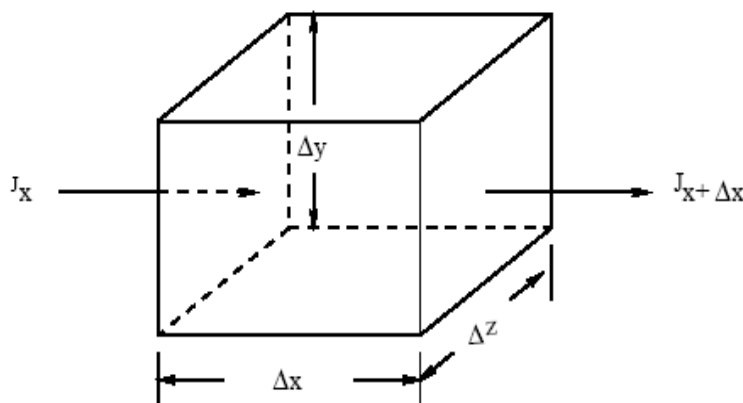
در این بخش به تشریح روش عددی حجم محدود که در بخش عددی به منظور گسسته‌سازی معادلات مورد استفاده قرار گرفته است پرداخته می‌شود. سپس روندنمای به کار گرفته شده در روش عددی نمایش داده می‌شود.

۲-۲- مدل ریاضی

به منظور مدل کردن جریان سیال، انتقال حرارت و دیگر پدیده‌های فیزیکی مرتبط توصیف این پدیده‌ها در عبارتهای ریاضی دارای اهمیت است. تمامی پدیده‌ها در پایان‌نامه حاضر با اصل بقاء مشخص شده و با عبارتهای معادله دیفرانسیل پاره‌ای توصیف می‌شوند. به عنوان نمونه معادله مومنتوم، بقاء مومنتوم خطی و معادله انرژی، بقاء انرژی کلی را بیان می‌کند. در زیر به این معادله اشاره شده است.

۲-۲-۱- معادله بقاء

شکل ۲-۱ یک حجم کنترل را با ابعاد $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ نشان می‌دهد. بقاء متغیر λ را در این حجم کنترل می‌توان به صورت زیر نوشت:



شکل ۲-۱: حجم کنترل

تولید خالص λ درون حجم کنترل + شار خالص ورودی λ درون حجم کنترل = ذخیره λ در حجم

کنترل در مدت زمان Δt

انباشت متغیر λ در مدت زمان Δt :

$$(\rho \lambda \Delta \forall)_{t+\Delta t} - (\rho \lambda \Delta \forall)_t \quad (2-1)$$

ρ چگالی سیال، $\Delta \forall$ حجم کنترل، $(\Delta x \times \Delta y \times \Delta z)$ ، و t زمان است. تولید خالص λ درون حجم کنترل در مدت زمان Δt :

$$S \Delta \forall \Delta t \quad (2-2)$$

S تولید λ در واحد حجم و زمان است که عبارت چشمه نامیده می شود. شار خالص λ به درون حجم کنترل:

$$(J_x - J_{x+\Delta x}) \Delta y \Delta z \Delta t + (J_y - J_{y+\Delta y}) \Delta x \Delta z \Delta t + (J_z - J_{z+\Delta z}) \Delta x \Delta y \Delta t \quad (2-3)$$

که J_x نشان دهنده شار λ به درون حجم کنترل در موقعیت x و J_{x+dx} شاری است که سطح $x+dx$ را ترک می کند. برای هر پدیده فیزیکی مورد نظر λ بوسیله دو مکانیزم انتقال می یابد.

۱- نفوذ در اثر برخورد مولکول ها

۲- جابجایی در اثر حرکت سیال

شار نفوذی و جابجایی به ترتیب به صورت زیر نوشته می شود:

$$J_{diffusion, x} = -\Gamma \frac{\partial \lambda}{\partial x} \quad (2-4)$$

$$J_{convection, x} = \rho u \lambda \quad (2-5)$$

که Γ نشان دهنده ضریب نفوذ متغیر λ و میدان سرعت به صورت بردار $V = ui + vj + wk$ داده می شود. بنابراین شار نفوذ و جابجایی خالص به صورت زیر در می آید:

$$J_x = \left(\rho u \lambda - \Gamma \frac{\partial \lambda}{\partial x} \right)_x \quad (2-6)$$

$$J_{x+\Delta x} = \left(\rho u \lambda - \Gamma \frac{\partial \lambda}{\partial x} \right)_{x+\Delta x} \quad (۷-۲)$$

که شار جرمی از سطح حجم کنترل به صورت $(\rho u)_x$ در جهت بردار سطحی x است. عبارت مشابهی نیز برای جهت‌های y و z وجود دارد. با جمع عبارت‌های مختلف و تقسیم آن‌ها بر $\Delta \forall \Delta t$ معادله بقاء به شکل زیر نتیجه می‌شود:

$$\frac{(\rho \lambda)_{t+\Delta t} - (\rho \lambda)_t}{\Delta t} = \frac{J_x - J_{x+\Delta x}}{\Delta x} + \frac{J_y - J_{y+\Delta y}}{\Delta y} + \frac{J_z - J_{z+\Delta z}}{\Delta z} + S \quad (۸-۲)$$

با میل کردن عبارت‌های Δt ، Δx ، Δy و Δz به سمت صفر عبارت بالا به یک معادله دیفرانسیل پاره‌ای تبدیل خواهد شد:

$$\frac{\partial(\rho \lambda)}{\partial t} = -\frac{\partial J_x}{\partial x} - \frac{\partial J_y}{\partial y} - \frac{\partial J_z}{\partial z} + S \quad (۹-۲)$$

که با قراردادن عبارت‌های متناظر به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \lambda) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \lambda) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \lambda) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w \lambda) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \lambda}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \lambda}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \lambda}{\partial z} \right) + S \quad (۱۰-۲)$$

و در نهایت معادله را می‌توان به شکل برداری زیر نوشت:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \lambda) + \nabla \cdot \rho V \lambda = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \lambda) + S \quad (۱۱-۲)$$

در واقع این رابطه شکل ابقائی معادله بقاء است. توجه به نکات زیر در رابطه بالا ارزشمند است:

- فرم دیفرانسیلی با اعمال موازنه کمیت مورد نظر روی حجم کنترل استخراج شده است.
- معادله دیفرانسیل مستقل از شکل حجم کنترل است.
- معادله بقاء برای عبارت ویژه λ نوشته شده است که انرژی بر واحد جرم (J/kg)، مومنتوم واحد جرم (m/s) و مقادیر مشابه آن است. معادله بقاء بر واحد حجم نوشته شده است.

۲-۲-۲- معادلات مشخصه

معادله مشخصه برای جریان سیال، انتقال حرارت و دیگر معادلات انتقال می‌تواند به شکل ابقائی (۲-۱) نشان داده شود. در اینجا به تعدادی از این معادلات اشاره می‌شود:

۲-۲-۳- معادله انرژی

اگر اتلافات ویسکوز را که در سرعت‌های بالا اتفاق می‌افتد نادیده بگیریم، معادله انرژی به شکل آنتالپی ویژه در می‌آید.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot \rho V h = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_h \quad (2-12)$$

که k هدایت گرمایی و T دما است. معادله (۲-۱۲) در واقع به شکل زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot \rho V h = \nabla \cdot \left(\frac{k}{C_p} \nabla h \right) + S_h \quad (2-13)$$

مقایسه معادله (۲-۱۳) با معادله (۲-۱۱) نشان می‌دهد که معادله انرژی می‌تواند از فرم عمومی معادله بقاء با جایگزینی $\lambda = h$ ، $\Gamma = k / C_p$ و $S = S_h$ بدست آید.

۲-۲-۴- معادله مومنتوم

معادله مومنتوم برای یک سیال نیوتنی در جهت x به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla \cdot \rho V u = \nabla \cdot (\mu \nabla u) - \frac{\partial P}{\partial x} + S_u \quad (2-14)$$

که S_u شامل آن قسمت از تانسورهای تنشی می‌شود که مستقیماً در عبارت نفوذ ظاهر نمی‌شوند و

$\frac{\partial P}{\partial x}$ گرادیان فشار است. دیده می‌شود که اگر $\lambda = u$ ، $\Gamma = \mu$ و $S = -\frac{\partial P}{\partial x} + S_u$ باشد معادله

(۲-۱۱) به معادله (۲-۱۴) تبدیل می‌شود.

۲-۲-۵- معادله انتقال اسکالر عمومی

مشاهده می‌شود که معادلات مشخصه می‌توانند از شکل عمومی معادله بقاء بدست آیند. بنابراین اگر روش‌های عددی برای حل معادله عمومی بقاء توسعه داده شوند می‌توان یک چارچوب را برای حل معادله جریان و انتقال حرارت و معادلات بقاء دیگر بدست آورد.

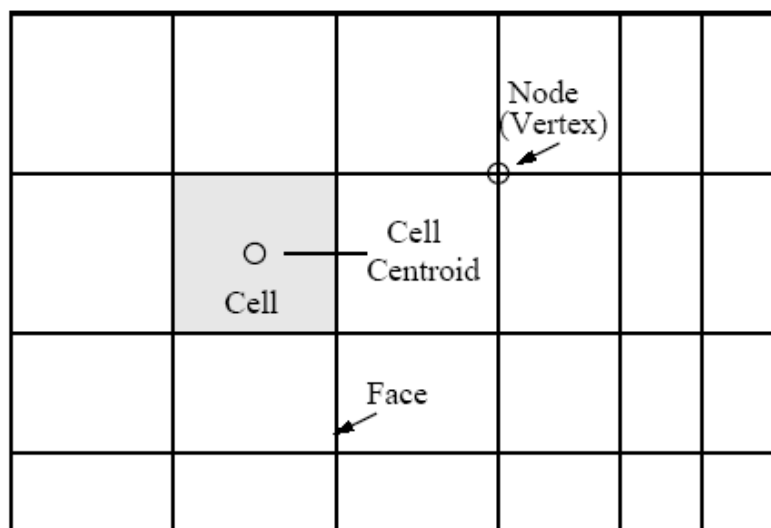
۲-۳- روش‌های عددی

در بخش قبل مشاهده شد که پدیده‌های فیزیکی بوسیله معادله انتقال یک کمیت عددی قابل توصیف هستند. هدف این بخش توسعه دادن یک روش عددی برای حل معادله انتقال متغیر عددی است. اساس یک حل عددی ایده گسسته‌سازی است. در حالی که حل تحلیلی معادله دیفرانسیل پاره‌ای مقدار λ را به عنوان تابعی از متغیرهای (t, x, y, z) نشان می‌دهد، هدف حل عددی بدست آوردن مقادیر λ در نقاط گسسته دامنه محاسباتی است. همچنین این مقادیر بستگی به روش عددی بکار گرفته شده به نودها و یا مراکز سلول نسبت داده می‌شوند. فرآیند تبدیل معادلات انتقال به دستگاه معادلات برای مقادیر گسسته، فرآیند گسسته‌سازی نامیده می‌شود. توسعه روش‌های عددی بر روی بدست آوردن دستگاه گسسته شده معادلات جبری و یک روش برای حل معادلات متمرکز شده‌اند. به منظور رسیدن به چنین معادلات گسسته‌شده‌ای برای متغیر λ ما به چگونگی تغییر متغیر مورد نظر بین نقاط شبکه نیاز داریم. اغلب روش‌های مورد استفاده برای گسسته‌سازی معادلات به فرض یک نمودار تغییرات محلی متغیر بین نقاط شبکه نیاز دارند. بنابراین به منظور شروع گسسته‌سازی بایستی چگونگی تغییر λ را در نقاط همسایه محلی که یک نقطه از شبکه را احاطه کرده‌اند مشخص کنیم. تبدیل یک معادله دیفرانسیل پاره‌ای به دستگاه معادلات جبری گسسته شده نیاز به گسسته‌سازی فضای محاسباتی دارد. بدین منظور ما نیاز به تولید شبکه داریم. شبکه دامنه محاسباتی را به تعدادی سلول تقسیم می‌کند و هر سلول با یک و یا تعداد بیشتری مقدار گسسته λ مرتبط است. این‌ها همان مقادیر مجهول هستند که محاسبه خواهند شد.

دقت حل عددی و نزدیکی آن به حل دقیق صرفاً به فرآیند گسسته‌سازی مربوط بوده و به روش‌های بکار رفته برای حل معادلات جبری مربوط نمی‌شود. در اینجا هدف یافتن پاسخی مناسب برای معادله دیفرانسیل توصیف کننده پدیده مورد نظر است. بنابراین باید بررسی شود که آیا دستگاه معادلات جبری این هدف را دنبال می‌کنند یا خیر. وقتی که تعداد نقاط شبکه کم باشد انتظار می‌رود که انحراف حل گسسته از حل دقیق بالا رود. جواب یک روش عددی خوش رفتار وقتی که تعداد نقاط شبکه افزایش می‌یابد متمایل به حل دقیق می‌شود. سرعت نزدیک شدن به حل دقیق بستگی به نوع نمودار فرضی بکار رفته در گسسته‌سازی معادلات دارد.

۲-۳-۱- واژگان شبکه^۱

دامنه فیزیکی توسط شبکه محاسباتی گسسته شده است. واژگان شبکه در شکل ۲-۲ نشان داده شده است. واحد پایه شبکه، سلول نامیده می‌شود. یک سلول بوسیله سطوحش احاطه شده است که به نقاط شبکه (نودها) ختم می‌شوند. در حالت سه بعدی یک سطح بوسیله لبه‌ها احاطه شده‌اند.



شکل ۲-۲: واژگان شبکه

1-Mesh Terminology

۲-۴-معادله نفوذ

در این قسمت به بررسی معادله نفوذ که بخش مهمی از پدیده‌های فیزیکی است پرداخته می‌شود. نفوذ در پدیده‌هایی همچون انتقال حرارت، انتقال مومنتوم، انتقال جرم دیده می‌شود. در این بخش گسسته‌سازی و حل معادله انتقال متغیر عددی برای مسائل نفوذ حالت پایا بررسی شده است.

۲-۴-۱-نفوذ دو بعدی با دامنه محاسباتی مستطیلی

در این بخش به بررسی نفوذ دو بعدی پایای متغیر عددی در یک دامنه مستطیلی پرداخته می‌شود. بر اساس معادله (۲-۹) عبارت مربوط به معادله انتقال اسکالر می‌تواند به شکل زیر نوشته شود:

$$\nabla \cdot J = S \quad (2-15)$$

که بردار شار نفوذ به شکل زیر است:

$$J = -\Gamma \nabla \lambda \quad (2-16)$$

همچنین عملگر گرادیان در مختصات کارتزین به شکل زیر تبدیل می‌شود:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j \quad (2-17)$$

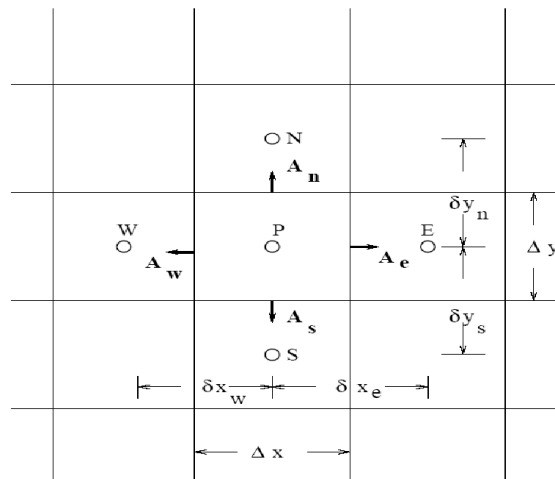
توجه داشته باشید که معادله (۲-۱۵) به شکل بقایی نوشته شده است. زمانی که Γ ثابت و S صفر است معادله بالا به معادله لاپلاس تبدیل می‌شود و زمانی که Γ ثابت و S غیر صفر است به معادله پواسن تبدیل می‌شود.

۲-۴-۲-گسسته‌سازی

ترتیب سلول‌های مورد بررسی در شکل ۲-۳ نشان داده شده‌اند. به‌منظور بدست آوردن معادلات جبری یک سلول نمونه و سلول‌های مجاورش مورد بررسی قرار گرفته‌اند. مقدار گسسته شده در مرکز سلول‌ها ذخیره شده قرار دارد. همچنین ضریب نفوذ در مرکز سلول ذخیره شده است.

سطوح e ، w ، n و s در ارتباط با بردار سطحی A_e ، A_w ، A_n و A_s هستند. جهت بردارها به سمت خارج سلول مثبت است و حجم سلول برابر با ΔV است. فرآیند گسسته‌سازی با انتگرال‌گیری معادله انتقال اسکالر بر روی سلول آغاز می‌شود.

$$\int_{\Delta V} \nabla J dV = \int_{\Delta V} s dV \quad (2-18)$$



شکل ۲-۳: حجم کنترل دو بعدی

این رابطه با استفاده از تئوری دیورژانس به شکل زیر در می‌آید:

$$\int_A J dA = \int_{\Delta V} s dV \quad (2-19)$$

انتگرال اول انتگرال بر روی تمامی سطوح سلول است. تاکنون از هیچ فرضی استفاده نشده است. ولی در اینجا لازم است از یک تغییرات فرضی برای بردار شار J استفاده شود. با فرض اینکه J به صورت خطی روی سلول P تغییر می‌کند و مقدار متوسط عبارت چشمه S روی حجم کنترل $\bar{S}$ است. بنابراین رابطه‌ی (۲-۱۹) به صورت زیر در می‌آید:

$$(JA)_e + (JA)_w + (JA)_n + (JA)_s = \bar{S} \Delta V \quad (2-20)$$

یا در حالت فشرده‌تر:

$$\sum_{f=e,w,n,s} J_f . A_f = \bar{S} \Delta \forall \quad (21-2)$$

مساحت سطح A_e و A_w با توجه به مختصات شکل ۲-۳ به صورت زیر در می آید:

$$A_e = \Delta y i \quad (22-2)$$

$$A_w = -\Delta y j$$

بردار مساحت سطوح دیگر به شکل مشابهی نوشته می شوند. بنابراین معادله نفوذ به صورت زیر تبدیل می شود:

$$J_e . A_e = -\Gamma_e \Delta y \left(\frac{\partial \lambda}{\partial x} \right)_e \quad (23-2)$$

$$J_w . A_w = \Gamma_w \Delta y \left(\frac{\partial \lambda}{\partial x} \right)_w$$

معادله های انتقال در جهت های دیگر هم به شکل مشابهی بدست می آیند.

با فرض تغییر λ به صورت خطی بین مراکز سلول رابطه (۲-۲۳) به صورت زیر در می آید.

$$J_e . A_e = -\Gamma_e \Delta y \frac{\lambda_e - \lambda_p}{(\delta x)_e} \quad (24-2)$$

$$J_w . A_w = \Gamma_w \Delta y \frac{\lambda_p - \lambda_w}{(\delta x)_w}$$

در جهت های دیگر عبارت های مشابهی بدست می آیند. عبارت چشمه نیز به صورت زیر در نظر گرفته می شود.

$$S = S_c + S_p \lambda \quad (25-2)$$

به طوریکه $S_p \leq 0$ است. متوسط حجمی عبارت چشمه در سلول به شکل زیر در می آید:

$$\bar{S} = S_c + S_p \lambda_p \quad (26-2)$$

جایگزینی معادلات (۲-۲۴) و (۲-۲۶) و مشابه آنها در جهت دیگر درون معادله (۲-۲۰) به معادله گسسته برای λ_p تبدیل می شود:

$$a_p \lambda_p = a_e \lambda_e + a_w \lambda_w + a_n \lambda_n + a_s \lambda_s + b \quad (27-2)$$

که ضرائب به صورت زیر هستند:

$$a_E = \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e} \quad (2-28)$$

$$a_W = \frac{\Gamma_w \Delta y}{(\delta x)_w}$$

$$a_N = \frac{\Gamma_n \Delta x}{(\delta y)_n}$$

$$a_S = \frac{\Gamma_s \Delta x}{(\delta y)_s}$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta x \Delta y$$

$$b = S_C \Delta x \Delta y$$

این رابطه می‌تواند به شکل فشرده زیر نوشته شود:

$$a_P \lambda_P = \sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b \quad (2-29)$$

که زیر نویس nb نشان‌دهنده سلول‌های همسایه E، W، N و S است. نکات مهم زیر در رابطه با گسسته‌سازی معادلات قابل توجه هستند:

- معادله گسسته، موازنه شار گسسته (J) و عبارت چشمه را بیان می‌کند. بنابراین بقاء روی هر حجم کنترل منفرد ارضاء می‌شود. به هر حال هیچ تضمینی برای بقاء متغیر روی کل دامنه محاسباتی وجود ندارد. مگر اینکه شار نفوذ خروجی از هر سلول به سلول بعدی وارد شود.
- ضرائب a_P و a_{nb} دارای علامت یکسانی هستند. در اینجا همه مثبت هستند. این حالت دارای یک معنی فیزیکی است. اگر دما در سلول‌های اطراف افزایش یابد ما باید انتظار افزایش دما در نقطه P را داشته باشیم و نه کاهش آن (حل معادله دیفرانسیل پاره‌ای نیز دارای چنین ویژگی است).
- S_P در معادله (2-25) منفی است. این مفهوم نیز دارای توجیه فیزیکی است. برای مثال اگر S چشمه گرمایی باشد نمی‌خواهیم با افزایش دمای T، S به شکل نامحدودی افزایش یابد. این نوع رفتار را با منفی نگه داشتن S_P در طرح‌های عددی کنترل می‌کنیم. زمانی که $S_P = 0$ باشد، داریم:

$$a_P = \sum_{nb} a_{nb} \quad (2-30)$$

و معادله (۲-۲۷) به صورت زیر در می آید:

$$\lambda_p = \sum_{nb} \left(\frac{a_{nb}}{a_p} \lambda_{nb} \right) \quad (۲-۳۱)$$

که $\sum_{nb} \left(\frac{a_{nb}}{a_p} \right) = 1$ است. چون a_p جمع وزنی مقادیر همسایه اش است همواره توسط آنها محدود می شود.

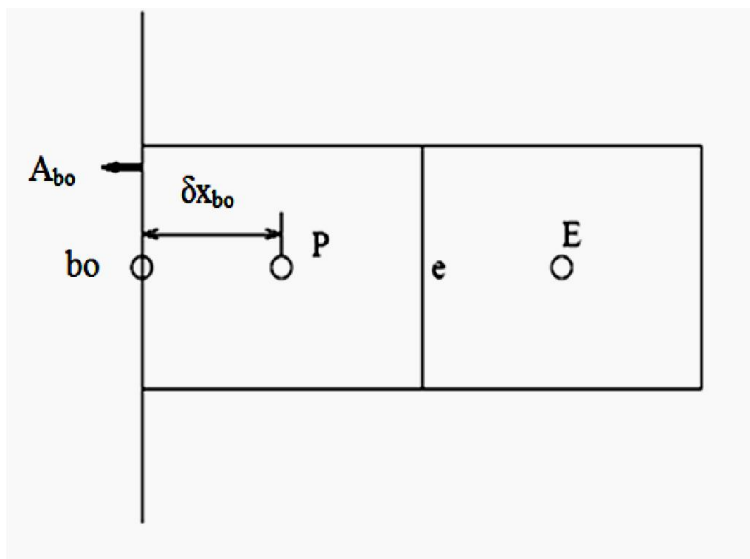
زمانی که $S_p \neq 0$ است، با این روش توسط نقاط همسایه اش محدود نمی شود و ممکن است مقدار بالاتر یا پایین تری از نقاط همسایه اش داشته باشد این مقدار بالازدگی یا پایین زدگی به مقادیر S_C و S_p بستگی دارد.

۲-۴-۳- شرایط مرزی

حجم کنترل مرزی در شکل ۲-۴ نشان داده شده است. در سلول های مرزی یک و یا تعداد بیش تری از سطوح حجم کنترل روی مرز قرار می گیرند. همان طور که پیش تر اشاره شد مقدار گسسته در مرکز هر سلول ذخیره شده است، در حالی که در سلول های مرزی علاوه بر مرکز سلول یک مقدار متغیر نیز بر روی سطح مرزی ذخیره می شود. محل ذخیره متغیر روی سطح سلول با حرف b_0 نشان داده شده است. با انتگرال گیری روی سلول p (سلول مرزی) معادله انتقال به شکل زیر تبدیل می شود:

$$(J.A)_b + (J.A)_e + (J.A)_n + (J.A)_s = \bar{S}\Delta \forall \quad (۲-۳۲)$$

که شار روی سطوح داخلی مشابه موارد قبلی گسسته می شود و A_{b_0} بردار مساحت مرزی به صورت زیر است:



شکل ۲-۴: حجم کنترل مرزی

$$A_{bo} = -\Delta y i \quad (2-33)$$

با فرض اینکه شار مرزی J_{bo} روی سطح مرزی به شکل زیر باشد:

$$J_{bo} = \Gamma_{bo} \nabla \lambda_{bo} \quad (2-34)$$

بطوری که:

$$J_{bo} \cdot A_{bo} = \Delta y \Gamma_{bo} \nabla \lambda_{bo} \quad (2-35)$$

با فرض تغییر λ به صورت خطی بین bo و P داریم:

$$J_{bo} \cdot A_{bo} = \Delta y \Gamma_{bo} \frac{(\lambda_P - \lambda_{bo})}{(\delta x)_{bo}} \quad (2-36)$$

تخصیص شرایط مرزی شامل اختصاص مقدار مرزی مجهول λ_{bo} و J_{bo} است.

۲-۴-۴- شرط مرزی دیریکله

شرط مرزی دیریکله به صورت زیر است:

$$\lambda_{bo} = \lambda_{bo, given} \quad (2-37)$$

با استفاده از $\lambda_{bo, given}$ در رابطه (۳۶-۲) و شار $J_b \cdot A_b$ در معادله (۳۲-۲) به معادله گسسته زیر برای

سلول مرزی می‌رسیم:

$$a_P \lambda_P = a_E \lambda_E + a_N \lambda_N + a_S \lambda_S + b \quad (۳۸-۲)$$

که

$$a_E = \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e} \quad (۳۹-۲)$$

$$a_N = \frac{\Gamma_n \Delta x}{(\delta y)_n}$$

$$a_S = \frac{\Gamma_s \Delta x}{(\delta y)_s}$$

$$a_b = \frac{\Gamma_b \Delta y}{(\delta x)_b}$$

$$a_P = a_E + a_N + a_S + a_b - S_P \Delta x \Delta y$$

$$b = a_{bo} \lambda_{bo} + S_C \Delta x \Delta y$$

۲-۴-۵- شرط مرزی نیومن

در این نوع شرط مرزی گرادیان نرمال متغیر λ در مرز داده شده است:

$$-(\Gamma \nabla \lambda)_{bo} \cdot i = q_{bo, given} \quad (۴۰-۲)$$

در واقع شار J_{bo} به مرزها تحمیل می‌شود

$$J_{bo} \cdot A_{bo} = -q_{bo, given} \Delta y \quad (۴۱-۲)$$

که با قرار دادن این عبارت $(-q_{bo, given} \Delta y)$ در رابطه (۳۲-۲) مستقیماً به معادله گسسته زیر برای

سلول مرزی P تبدیل می‌شود:

$$a_P \lambda_P = a_E \lambda_E + a_N \lambda_N + a_S \lambda_S + b \quad (۴۲-۲)$$

که

$$a_E = \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e}$$

$$a_N = \frac{\Gamma_n \Delta x}{(\delta y)_n}$$

$$a_s = \frac{\Gamma_s \Delta x}{(\delta y)_s}$$

$$a_p = a_E + a_N + a_S - S_p \Delta x \Delta y \quad (43-2)$$

$$b = q_{bo, given} \Delta y + S_C \Delta x \Delta y$$

۲-۴-۶- شرط مرزی مختلط

شرط مرزی مختلط به صورت زیر است:

$$-(\Gamma \nabla \lambda)_{bo} \cdot i = h_{bo} (\lambda_\infty - \lambda_{bo}) \quad (44-2)$$

چون $A_{bo} = \Delta y i$ است رابطه به شکل زیر داده می شود:

$$J_{bo} A_{bo} = -h_{bo} (\lambda_\infty - \lambda_{bo}) \Delta y \quad (45-2)$$

با استفاده از معادله (۲-۳۶) به رابطه زیر می رسیم:

$$\Gamma_{bo} \frac{(\lambda_p - \lambda_{bo})}{(\delta x)_{bo}} = -h_{bo} (\lambda_\infty - \lambda_{bo}) \quad (46-2)$$

که λ_{bo} به شکل زیر در می آید:

$$\lambda_{bo} = \frac{h_{bo} \lambda_\infty + (\Gamma_{bo} / \delta x_{bo}) \lambda_p}{h_{bo} + (\Gamma_{bo} / \delta x_{bo})} \quad (47-2)$$

با استفاده از معادله (۲-۴۷) به منظور حذف λ_{bo} از رابطه (۲-۴۵) می توان نوشت:

$$J_{bo} A_{bo} = -R_{eq} (\lambda_\infty - \lambda_p) \Delta y \quad (48-2)$$

که

$$R_{eq} = \frac{h_{bo} (\Gamma_{bo} / \delta x_{bo})}{h_{bo} + (\Gamma_{bo} / \delta x_{bo})} \quad (49-2)$$

حال می توان معادله گسسته شده را برای حجم کنترل P نوشت. قرار دادن شارمرزی از معادله (۲-۲۸)

(۴۸) در رابطه (۲-۳۲) معادله گسسته زیر را نتیجه می دهد:

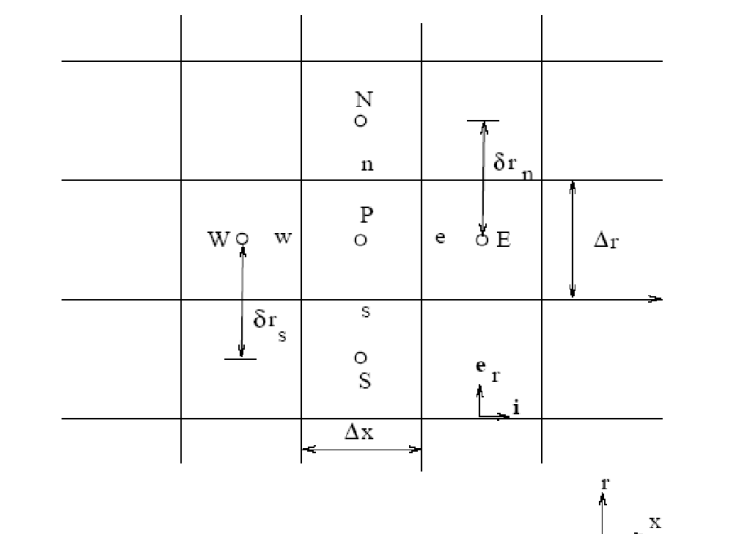
$$a_p \lambda_p = a_E \lambda_E + a_N \lambda_N + a_S \lambda_S + b \quad (50-2)$$

که

$$\begin{aligned}
 a_E &= \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e} \\
 a_N &= \frac{\Gamma_n \Delta x}{(\delta y)_n} \\
 a_S &= \frac{\Gamma_s \Delta x}{(\delta y)_s} \\
 a_b &= R_{eq} \Delta y \\
 a_P &= a_E + a_N + a_S + a_b - S_P \Delta x \Delta y \\
 b &= R_{eq} \Delta y \lambda_\infty + S_C \Delta x \Delta y
 \end{aligned}
 \tag{۵۱-۲}$$

۲-۴-۷-نفوذ در هندسه تقارن محوری

فرآیند مشابهی برای استخراج معادله گسسته بقاء در هندسه تقارن محوری مورد استفاده قرار می‌گیرد. مسئله دارای تقارن محوری است $\left(\frac{\partial \lambda}{\partial \theta} = 0\right)$. حجم کنترل نمونه در شکل ۲-۵ نشان داده شده است که در صفحه r - x قرار دارد. بردار مساحت سطحی با استفاده از رابطه زیر داده شده است.



شکل ۲-۵: حجم کنترل در هندسه تقارن محوری

$$\begin{aligned}
 A_e &= r_e \Delta r i \\
 A_w &= -r_w \Delta r i \\
 A_n &= r_n \Delta r e_r \\
 A_s &= -r_s \Delta r e_r
 \end{aligned}
 \tag{۵۲-۲}$$

برای هندسه تقارن محوری عملگر گرادیان به شکل زیر است:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial r} \mathbf{e}_r + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} \quad (2-53)$$

بنابراین شار روی سطوح به شکل زیر محاسبه می شود:

$$\begin{aligned} J_w.A_w &= \Gamma_w r_w \Delta r \left(\frac{\partial \lambda}{\partial x} \right)_w \\ J_e.A_e &= -\Gamma_e r_e \Delta r \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \theta} \right)_e \\ J_n.A_n &= -\Gamma_n r_n \Delta x \left(\frac{\partial \lambda}{\partial r} \right)_n \\ J_s.A_s &= \Gamma_s r_s \Delta x \left(\frac{\partial \lambda}{\partial r} \right)_s \end{aligned} \quad (2-54)$$

با فرض این که λ به صورت خطی بین نقاط شبکه تغییر کند، بنابراین:

$$\begin{aligned} J_e.A_e &= -\Gamma_e r_e \Delta r \frac{\lambda_E - \lambda_P}{(\partial x)_e} \\ J_w.A_w &= \Gamma_w r_w \Delta r \frac{\lambda_P - \lambda_w}{(\partial x)_e} \\ J_n.A_n &= -\Gamma_n r_n \Delta x \frac{\lambda_N - \lambda_P}{(\partial x)_n} \\ J_s.A_s &= \Gamma_s r_s \Delta x \frac{\lambda_P - \lambda_s}{(\partial x)_s} \end{aligned} \quad (2-55)$$

عبارت چشمه به صورت زیر در است:

$$(S_C + S_P \lambda_P) \Delta \forall \quad (2-56)$$

با جمع عبارت های مختلف، معادله گسسته را می توانیم برای سلول P به شکل زیر نوشت.

$$a_P \lambda_P = a_E \lambda_E + a_W \lambda_W + a_N \lambda_N + a_S \lambda_S + b \quad (2-57)$$

که

$$\begin{aligned} a_W &= \frac{\Gamma_w r_w \Delta r}{(\delta x)_w} \\ a_E &= \frac{\Gamma_e r_e \Delta r}{(\delta x)_e} \end{aligned}$$

$$a_N = \frac{\Gamma_n r_n \Delta x}{(\delta r)_n}$$

$$a_S = \frac{\Gamma_s r_s \Delta x}{(\delta r)_s}$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta V$$

$$b = S_C \Delta V$$

(۵۸-۲)

۲-۵- ضریب مادون رهایی^۱

وقتی که از روش‌های جایگزینی برای همگرایی حل استفاده می‌شود و معادله دارای عبارت‌های غیر خطی است، لازم است که برای کنترل کردن نرخ تغییر متغیرها در فرایند جایگزینی از ضریبی به نام مادون رهایی استفاده شود. در چنین شرایطی، اگر حدس اولیه از جواب نهایی فاصله داشته باشد نوسانات شدیدی بویژه در چند جایگزینی اولیه در متغیرها مشاهده می‌شود. با فرض این که λ_p^* ، λ جاری باشد و با علم به اینکه λ_p معادله گسسته را ارضاء می‌کند:

$$a_p \lambda_p = \sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b$$

(۵۹-۲)

اگر سیستم معادلات برای جایگزینی جاری حل شود. به مقدار λ_p به شکل زیر می‌رسیم:

$$\lambda_p = \frac{\sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b}{a_p}$$

(۶۰-۲)

به هر حال تغییر λ_p در هر جایگزینی با استفاده از مقداری که در معادله (۵۹-۲) آمده است مطلوب نیست. تغییر در این مقدار از یک جایگزینی به جایگزینی بعدی با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\frac{\sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b}{a_p} - \lambda_p^*$$

(۶۱-۲)

با افزودن ضریب مادون رهایی α_u رابطه به شکل زیر تبدیل می‌شود:

¹ Under relaxation factor

$$\lambda_p = \lambda_p^* + \alpha_u \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b}{a_p} - \lambda_p^* \right) \quad (2-62)$$

با ضرب $\frac{a_p}{\alpha_u}$ در رابطه (2-62) عبارت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{a_p}{\alpha_u} \lambda_p = \sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b + \frac{1 - \alpha_u}{\alpha_u} a_p \lambda_p^* \quad (2-63)$$

در ارتباط با رابطه (2-63) نکات زیر را باید مورد توجه قرار داد:

۱. زمانی که جایگزینی‌ها به حل نهایی معادله گسسته منتهی شود ($\lambda_p = \lambda_p^*$)، معادله گسسته

به معادله اصلی تبدیل می‌شود. بنابراین می‌توان اطمینان حاصل کرد که ضریب مادون رهایی

فقط یک تغییر در مسیر حل ایجاد نموده و در نتایج تغییری بوجود نمی‌آورد. در نتیجه

معادلات با و یا بدون ضریب مادون رهایی به یک حل واحد میل پیدا می‌کنند.

۲. مقدار بهینه α_u به شدت به طبیعت سیستم معادلات، میزان غیرخطی بودن آنها، اندازه

شبکه و غیره بستگی دارد. برای مقدار α_u نزدیک به واحد حل با سرعت بیشتری همگرا

می‌شود ولی در عین حال تمایل زیادی به واگرایی دارد. در مقادیر کم α_u برای ضریب مادون

رهایی، حل به تدریج و آهستگی از حدس اولیه فاصله می‌گیرد ولی احتمال واگرایی پایین

می‌آید. برای انتخاب مناسب ضریب مادون رهایی به دو پارامتر بینش و تجربه نیاز است.

۲-۶- جابجایی

در این قسمت عبارت دیگر در معادله انتقال عمومی برای مقدار اسکالر یعنی عبارت جابجایی مورد

بررسی قرار می‌گیرد. به منظور حل کامل معادله انتقال اسکالر یا معادله نفوذ-جابجایی فرض می‌شود

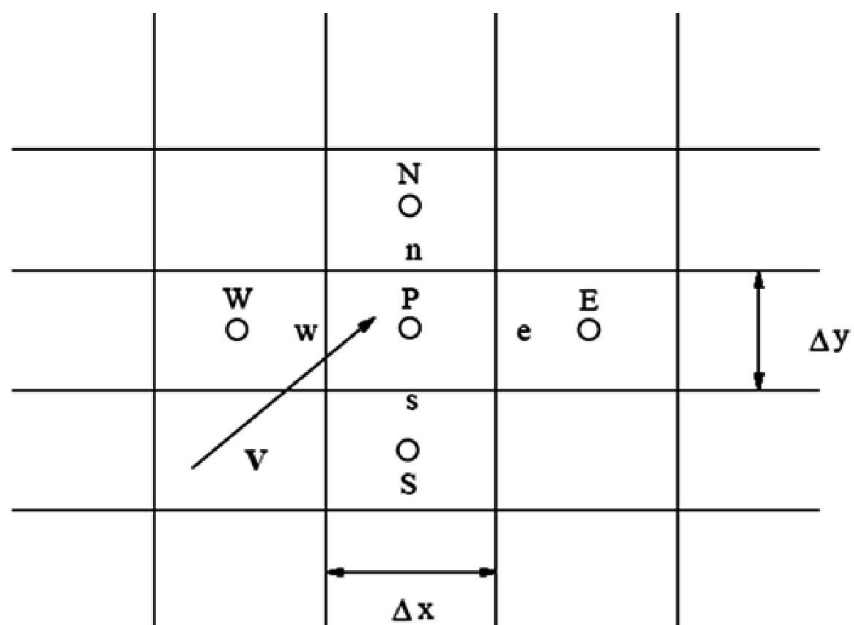
که میدان جریان و بردار سرعت در همه نقاط شبکه معلوم هستند. در این شرایط چگونگی انتقال

اسکالر در حضور میدان جریان مورد بررسی قرار می‌گیرد. در واقع جریان سیال و توزیع سرعت در

دامنه محاسباتی نیز باید مورد محاسبه قرار گیرد که در بخش‌های بعد به آن پرداخته خواهد شد.

۲-۶-۱-جابجایی و نفوذ دو بعدی در مختصات کارتیزین

در اینجا دامنه محاسباتی کارتیزین دوبعدی همان طور که در شکل ۲-۶ نشان داده شده است مورد محاسبه قرار خواهد گرفت. دامنه محاسباتی با استفاده از یک شبکه کارتیزین منظم گسسته شده است. مقادیر Δx و Δy ثابت و شبکه در هر دو جهت x و y یکنواخت در نظر گرفته شده است. همان طور که قبلاً اشاره شد مقدار گسسته شده در مرکز سلول ذخیره می شود.



شکل ۲-۶: جابجایی بر روی شبکه کارتیزین

معادله مشخصه انتقال دائم در دامنه محاسباتی به صورت زیر داده شده است:

$$\nabla J = S \quad (2-64)$$

که J به صورت زیر است.

$$J = \rho V \lambda - \Gamma \nabla \lambda \quad (2-65)$$

ρ چگالی و V سرعت سیال است و به صورت زیر داده می شود:

$$V = ui + vj \quad (2-66)$$

با انتگرال گیری از رابطه (۲-۶۴) روی سلول منفرد:

$$\int_{\Delta \forall} \nabla J d\forall = \int_{\Delta \forall} S d\forall \quad (2-67)$$

با بکارگیری تئوری دیورژانس رابطه زیر را بدست می آوریم:

$$\int_A J dA = \bar{S} \Delta \forall_p \quad (2-68)$$

با فرض ثابت بودن J در سطوح e, w, n, s سلول p و ذخیره مقادیر میانگین سطحی در مرکز آن رابطه زیر بدست می آید:

$$J_e.A_e + J_w.A_w + J_n.A_n + J_s.A_s = (S_C + S_p \lambda_p) \Delta \forall_p \quad (2-69)$$

که

$$A_e = \Delta y_i \quad (2-70)$$

$$A_w = -\Delta y_i$$

$$A_n = \Delta x_j$$

$$A_s = -\Delta x_j$$

بنابراین فرآیند گسسته سازی مشابه فرآیند نفوذ در بخش قبل است. حال یکی از عبارت های انتقال در مرز شرقی مورد بررسی قرار می گیرد.

$$J_e.A_e = (\rho u \lambda)_e \Delta y - \Gamma_e \Delta y \left(\frac{\partial \lambda}{\partial x} \right)_e \quad (2-71)$$

از معادله (2-71) دیده می شود که مولفه ی جابجایی به صورت زیر است:

$$F_e \lambda_e \quad (2-72)$$

که

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y \quad (2-73)$$

این عبارت نشان دهنده جریان جرمی گذرنده از سطح شرقی است. مقدار سطحی λ_e برای تعیین میزان جابجایی در سطح مورد نیاز است. در این بخش فرض بر این است که مقدار F_e در سطح مشخص است. پیش تر عبارت نفوذ روی سطح شرقی بدست آمده است.

$$-Di_e (\lambda_E - \lambda_P) \quad (2-74)$$

که

$$Di_e = \Gamma_e \frac{\Delta y}{(\delta x)_e} \quad (75-2)$$

عبارت‌های مشابهی برای نفوذ روی دیگر سطوح نوشته می‌شود.

عبارت

$$Pe = \frac{F}{Di} = \frac{\rho u \delta x}{\Gamma} \quad (76-2)$$

عدد پکلت نامیده می‌شود و نشان‌دهنده میزان اهمیت نسبی جابجایی به نفوذ در انتقال λ است. عدد پکلت بر اساس معیار طولی سلول، δx بیان می‌شود. دیده می‌شود که شار سطحی J_e به دو نوع اطلاعات نیاز دارد ۱- مقدار سطحی λ_e ۲- گرادیان سطحی $(\partial \lambda / \partial x)_e$. گرادیان روی سطح پیش‌تر مورد بررسی قرار گرفته است. در ادامه روش‌های مختلفی به منظور برآورد مقدار سطحی λ_e که در مرکز سلول ذخیره شده است مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲-۶-۲- تفاضل مرکزی

در این روش گسسته‌سازی، عبارت جابجایی به یک میان‌یابی برای λ_e از مقادیر λ که در مراکز سلول‌های مجاور ذخیره شده‌اند خلاصه می‌شود. در این تقریب فرض بر این است که λ میان نقاط شبکه به صورت خطی تغییر پیدا می‌کند که برای شبکه یکنواخت به صورت زیر است:

$$\lambda_e = \frac{\lambda_E + \lambda_P}{2} \quad (77-2)$$

بنابراین جابجایی در سطح به صورت زیر می‌شود:

$$F_e \frac{\lambda_E + \lambda_P}{2} \quad (78-2)$$

عبارت‌های مشابهی روی سطوح دیگر نوشته می‌شود. با جمع عبارت‌های جابجایی و نفوذ روی سطوح مختلف معادله گسسته زیر برای سلول P بدست می‌آید:

$$a_p \lambda_p = \sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b \quad (۷۹-۲)$$

که

$$a_E = Di_e - \frac{F_e}{2} \quad (۸۰-۲)$$

$$a_w = Di_w + \frac{F_w}{2}$$

$$a_N = Di_n - \frac{F_n}{2}$$

$$a_s = Di_s + \frac{F_s}{2}$$

$$a_p = \sum_{nb} a_{nb} - S_p \Delta \forall_p + (F_e - F_w + F_n - F_s)$$

$$b = S_c \Delta \forall_p$$

در معادلات بالا داریم

$$Di_e = \Gamma_e \frac{\Delta y}{(\delta x)_e} \quad (۸۱-۲)$$

$$Di_w = \Gamma_w \frac{\Delta y}{(\delta x)_w}$$

$$Di_n = \Gamma_n \frac{\Delta x}{(\delta y)_n}$$

$$Di_s = \Gamma_s \frac{\Delta x}{(\delta y)_s}$$

عبارت

$$F_e - F_w + F_n - F_s \quad (۸۲-۲)$$

جریان جرم خروجی از سلول P را نشان می‌دهد. اگر میدان جریان معادله پیوستگی را ارضاء نماید

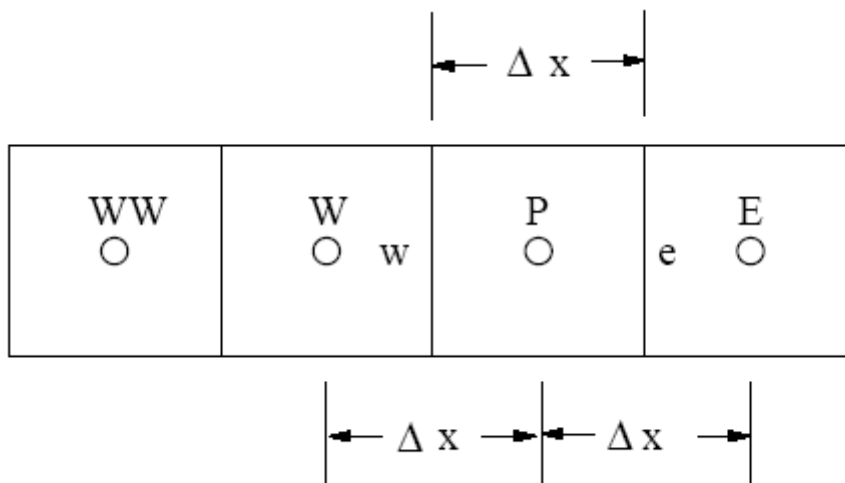
انتظار داریم که این عبارت برابر صفر قرار گیرد.

۲-۶-۳- طرح بالادست

. در طرح بالادست، مقدار سطحی λ برابر با مقدار آن در مرکز سلول بالادست قرار می‌گیرد. بنابراین

برای سطح e در شکل ۲-۷ داریم:

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \lambda_p \text{ if } F_e \geq 0 \\ &= \lambda_E \text{ if } F_e < 0 \end{aligned} \quad (۸۳-۲)$$



شکل ۲-۷: حجم کنترل یک بعدی.

این عبارت نشان دهنده این است که مقدار λ روی سطح با استفاده از جهت جریان که به سمت سطح سلول می‌آید تعیین می‌شود. عبارت‌های مشابهی روی سطوح دیگر نوشته می‌شود. معادله و ضرایب آن برای این طرح به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$a_p \lambda_p = \sum_{nb} a_{nb} \lambda_{nb} + b \quad (2-84)$$

که

$$\begin{aligned} a_E &= Di_e + \text{Max} [-F_e, 0] \\ a_W &= Di_w + \text{Max} [F_w, 0] \\ a_N &= Di_n + \text{Max} [-F_n, 0] \\ a_S &= Di_s + \text{Max} [F_s, 0] \\ a_p &= \sum_{nb} a_{nb} - S_p \Delta \forall_p + (F_e - F_w + F_n - F_s) \\ b &= S_c \Delta \forall_p \end{aligned} \quad (2-85)$$

همان‌طور که مشاهده می‌شود طرح بالادست به ضرائب مثبت منتهی می‌شود. اگر میدان جریان معادله پیوستگی را ارضاء کند و $S = 0$ مقدار λ_p بوسیله مقادیر همسایه‌اش محدود می‌شود ($a_p = \sum_{nb} a_{nb}$). در پروژه حاضر از این طرح برای بدست آوردن ضرایب عبارت‌های جابجایی استفاده شده است.

۲-۶-۴- دقت تفاضل مرکزی و بالادست

با فرض شبکه یکنواخت همان طور که در شکل ۲-۷ نشان داده شده و با استفاده از بسط سری تیلور حول نقطه e می توان نوشت:

$$\lambda_p = \lambda_e - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) \left(\frac{d\lambda}{dx}\right)_e + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 \left(\frac{d^2\lambda}{dx^2}\right)_e + O((\Delta x)^3) \quad (2-86)$$

$$\lambda_E = \lambda_e + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) \left(\frac{d\lambda}{dx}\right)_e + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 \left(\frac{d^2\lambda}{dx^2}\right)_e + O((\Delta x)^3) \quad (2-87)$$

از معادله (۲-۸۶) می توان نتیجه گرفت که:

$$\lambda_e = \lambda_p + O(\Delta x) \quad (2-88)$$

در معادله (۲-۸۸) از طرح تفاضل بالادست برای $F_e > 0$ استفاده شده است. دیده می شود که تفاضل بالادست از دقت مرتبه اول برخوردار است. با اضافه کردن معادله (۲-۸۶) به (۲-۸۷) و تقسیم بر دو و مرتب کردن آنها رابطه زیر را بدست می آید.

$$\lambda_e = \frac{\lambda_p + \lambda_E}{2} - \frac{(\Delta x)^2}{8} \left(\frac{d^2\lambda}{dx^2}\right)_e + O((\Delta x)^3) \quad (2-89)$$

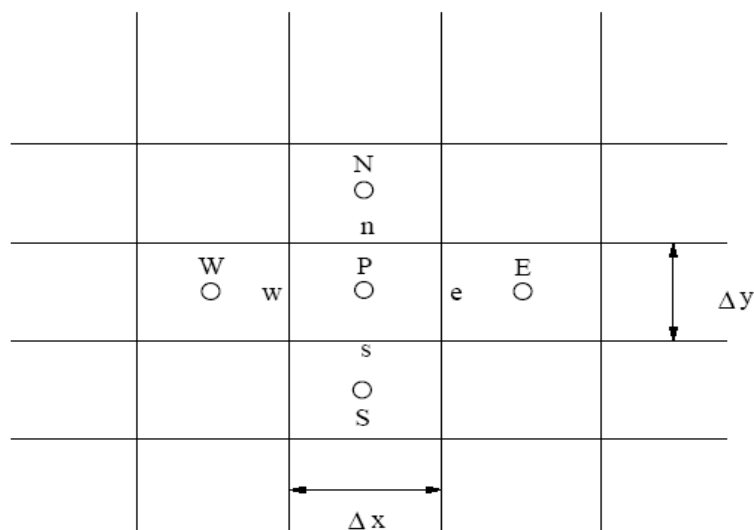
دیده می شود که تفاضل مرکزی از دقت مرتبه دوم برخوردار است.

۲-۷- جریان سیال

در بخش قبلی نفوذ و جابجایی یک متغیر اسکالر در حضور میدان جریان معلوم بررسی شده است. در این قسمت به چگونگی محاسبه میدان جریان پرداخته می شود. معادله مومنتوم شکل یکسانی با معادله اسکالر عمومی دارد. بنابراین نحوه گسسته سازی آن مشابه معادله انتقال عمومی پیش گفته است. تنها تفاوت وجود میدان فشار مجهول است که در معادله مومنتوم ظاهر می شود. معادله پیوستگی معادله اضافی به منظور تعیین میدان فشار است. محاسبه میدان فشار با ترکیب این دو معادله پیچیده شده است.

۲-۷-۱- گسسته‌سازی معادله مومنتوم

گسسته‌سازی معادله مومنتوم در میدان محاسباتی کارتزین همان‌گونه که در شکل ۲-۸ نشان داده شده است مورد بررسی قرار خواهد گرفت.



شکل ۲-۸: شبکه متعامد

سیال نیوتنی و جریان دائم در نظر گرفته می‌شود. معادله مومنتوم در دو جهت مختصاتی به شکل زیر نوشته می‌شود.

$$\nabla \cdot (\rho V u) = \nabla \cdot (\mu \nabla u) - \nabla P \cdot i + S_u \quad (2-90)$$

$$\nabla \cdot (\rho V v) = \nabla \cdot (\mu \nabla v) - \nabla P \cdot j + S_v \quad (2-91)$$

در معادلات بالا تانسور تنش به گونه‌ای شکسته می‌شود که یک قسمت از تنش‌های نرمال در عبارت نفوذ و باقی مانده آن در عبارت‌های چشمه (S_u و S_v) ظاهر می‌شوند.

$$S_u = f_u + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \nabla V) \quad (2-92)$$

$$S_v = f_v + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu \nabla V) \quad (2-93)$$

که f_v و f_u به ترتیب شامل مولفه‌های نیروی جسمی در جهت‌های x و y هستند که در این تحقیق صرف نظر می‌شوند. معادله‌های (۲-۹۰) و (۲-۹۱) شکل یکسانی با معادله اسکالر عمومی دارند و پیش‌تر به چگونگی گسسته‌سازی این معادله‌ها اشاره شده است. هر معادله مومنتوم شامل یک عبارت گرادیان فشار، همچنین عبارت چشمه است $(S_v$ و $S_u)$ ، که شامل عبارت‌های تانسور تنش هستند. به منظور گسسته‌سازی معادله‌ها از آن‌ها در سرتاسر حجم کنترل انتگرال گرفته شده است. به منظور محاسبه گرادیان فشار در حجم کنترل از تئوری گرادیان استفاده می‌شود.

$$\int_{\Delta V} \nabla P dV = \int_A P dA \quad (2-94)$$

با فرض اینکه فشار در مرکز سطح نمایانگر فشار روی کل سطح است، معادله بالا به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\int_A P dA = \sum_k P_k A_k \quad (2-95)$$

بردارهای مساحت سطح به شکل زیر هستند:

$$A_w = -\Delta y i \quad (2-96)$$

$$A_e = \Delta y i$$

$$A_s = -\Delta x j$$

$$A_n = \Delta x j$$

بنابراین برای معادله گسسته شده مومنتوم در جهت x ، عبارت گرادیان فشار به شکل زیر است:

$$-i \cdot \int_{\Delta V} \nabla P dV = -i \cdot \sum_k P_k A_k \quad (2-97)$$

که به شکل زیر برگردانده شده است:

$$-i \cdot \sum_k P_k A_k = (P_w - P_e) \Delta y \quad (2-98)$$

به طریق مشابه برای معادله مومنتوم گسسته شده در جهت y گرادیان فشار به شکل زیر در می‌آید:

$$-j \cdot \sum_k P_k A_k = (P_s - P_n) \Delta x \quad (2-99)$$

با کامل کردن گسسته‌سازی معادلات مومنتوم به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$a_P u_P = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + (P_w - P_e) \Delta y + b_x \quad (۱۰۰-۲)$$

$$a_P v_P = \sum_{nb} a_{nb} v_{nb} + (P_s - P_n) \Delta y + b_y$$

مرحله بعدی پیدا کردن فشارهای سطحی P_e, P_w, P_n, P_s است. اگر ما فرض کنیم که فشار به صورت خطی بین مراکز سلول تغییر می کند برای شبکه یکنواخت می توان نوشت:

$$P_e = \frac{P_E + P_P}{2} \quad (۱۰۱-۲)$$

$$P_w = \frac{P_W + P_P}{2}$$

$$P_n = \frac{P_N + P_P}{2}$$

$$P_s = \frac{P_S + P_P}{2}$$

بنابراین گرادیان فشار در معادله مومنتوم به صورت زیر تبدیل می شود:

$$(P_w - P_e) \Delta y = \frac{(P_W - P_E)}{2} \Delta y \quad (۱۰۲-۲)$$

$$(P_s - P_n) \Delta x = \frac{(P_S - P_N)}{2} \Delta x$$

با استفاده از میدان فشار داده شده می توان معادله مومنتوم را گسسته سازی کرد. به هر حال میدان فشار باید محاسبه شود و معادله پیوستگی برای این هدف در نظر گرفته شده است.

۲-۷-۲- گسسته سازی معادله پیوستگی

برای جریان پایا معادله پیوستگی به شکل زیر داده می شود:

$$\nabla \cdot (\rho \mathcal{V}) = 0 \quad (۱۰۳-۲)$$

با انتگرال گیری روی سلول و بکارگیری تئوری دیورژانس داریم:

$$\int_{\Delta \forall} \nabla \cdot (\rho \mathcal{V}) d\forall = \int_A \rho \mathcal{V} dA \quad (۱۰۴-۲)$$

با فرض اینکه مقدار $\rho \mathcal{V}$ میانگین این مقدار در مرکز هر سطح است، می توان نوشت:

$$\int_A \rho \mathcal{V} dA = \sum_k (\rho \mathcal{V})_k A_k \quad (۱۰۵-۲)$$

با استفاده از $V = ui + vj$ و معادله (۲-۹۶) می‌توان معادله گسسته شده پیوستگی را به شکل زیر نوشت:

$$(\rho u)_e \Delta y - (\rho u)_w \Delta y + (\rho v)_n \Delta x - (\rho v)_s \Delta x = 0 \quad (2-106)$$

مقدار سرعت‌های سطحی برای استفاده مستقیم وجود ندارد و باید از میان‌یابی مقادیر ذخیره شده در مرکز سلول برای بدست آوردن آنها استفاده شود.

برای شبکه یکنواخت فرض می‌کنیم که:

$$(\rho u)_e = \frac{(\rho u)_P + (\rho u)_E}{2} \quad (2-107)$$

$$(\rho u)_w = \frac{(\rho u)_W + (\rho u)_P}{2}$$

$$(\rho v)_n = \frac{(\rho v)_P + (\rho v)_N}{2}$$

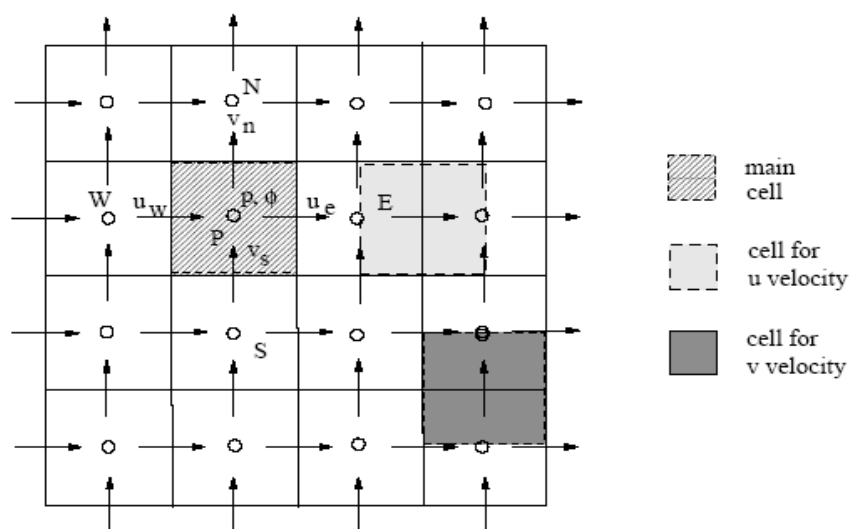
$$(\rho v)_s = \frac{(\rho v)_S + (\rho v)_P}{2}$$

با جمع کردن تمامی عبارت‌های معادله پیوستگی گسسته شده برای سلول P رابطه زیر بدست می‌آید:

$$(\rho u)_E \Delta y - (\rho u)_W \Delta y + (\rho v)_N \Delta x - (\rho v)_S \Delta x = 0 \quad (2-108)$$

۲-۸- شبکه جابجا شده

ترتیب شبکه جابجا شده در شکل ۲-۹ نشان داده شده است. سلول اصلی و جابجا شده از هم قابل تشخیص هستند. فشار در مرکز سلول‌های اسکالر ذخیره خواهد شد.



شکل ۲-۹: شبکه جابجا شده

مولفه سرعت‌ها نیز روی سطوح سلول متغیر اسکالر و مرکز سلول‌های جابجا شده ذخیره می‌شوند. سرعت u روی سطوح e و w و سرعت v روی سطوح n و s ذخیره شده‌اند. مقادیر اسکالر همانند آنتالپی و فشار بر روی مرکز سلول ذخیره می‌شوند. تمامی ویژگی‌های فیزیکی همانند چگالی و ضریب نفوذ، Γ ، نیز در مرکز سلول‌های شبکه اسکالر ذخیره می‌شوند.

سلول p به منظور گسسته‌سازی معادلات پیوستگی مورد استفاده قرار گرفته است.

$$(\rho u)_e \Delta y - (\rho u)_w \Delta y + (\rho v)_n \Delta x - (\rho v)_s \Delta x = 0 \quad (2-109)$$

به هر حال با استفاده از شبکه جابجا شده درونیابی بیشتری برای متغیرهای سرعت لازم نیست. چون سرعت‌های گسسته شده مستقیماً در مکان‌هایی که مورد نیاز هستند محاسبه می‌شوند.

برای معادله مومنتوم حجم کنترل جابجا شده برای نوشتن موازنه مومنتوم مورد استفاده قرار می‌گیرند. در عبارت گرادیان فشار، فشار بر روی سطوح حجم کنترل معادله گسسته مومنتوم قرار می‌گیرد. بنابراین برای معادله مومنتوم گسسته شده و سرعت u_e عبارت گرادیان فشار به شکل زیر است:

$$(P_p - P_E) \Delta y \quad (2-110)$$

به طریق مشابهی برای سرعت‌های دیگر گرادیان فشار بدست می‌آید.

نرخ جریان جرمی مطابق عبارت‌های زیر است:

$$F_e = (\rho u)_e \Delta y \quad (2-111)$$

$$F_w = (\rho u)_w \Delta y$$

$$F_n = (\rho v)_n \Delta x$$

$$F_s = (\rho v)_s \Delta x$$

که بر روی سطوح سلول اصلی جایی که برای گسسته‌سازی عبارت جابجایی در معادله انتقال اسکالر مورد نیاز هستند قرار گرفته‌اند. در واقع با ایجاد شبکه جابجا شده فشارها و سرعت‌های گسسته شده در مکان‌هایی که مورد نیاز هستند قرار خواهند گرفت. بدین‌سان فرآیند گسسته‌سازی تکمیل خواهد شد. معادله مومنتوم در جهت x برای سلولی با مرکزیت e به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$a_e u_e = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + (P_P - P_E) \Delta y + b_e \quad (2-112)$$

به صورت مشابهی معادله مومنتوم در جهت y برای سلولی با مرکزیت n نیز به صورت زیر نوشته می‌کند.

$$a_n v_n = \sum_{nb} a_{nb} v_{nb} + (P_P - P_N) \Delta y + b_n \quad (2-113)$$

۹-۲- الگوریتم سیمپل

الگوریتم سیمپل به طور گسترده‌ای در جریان تراکم ناپذیر مورد استفاده قرار گرفته است. ایده اولیه الگوریتم سیمپل ایجاد یک معادله گسسته برای فشار با استفاده از معادله پیوستگی است. چون معادله پیوستگی شامل سرعت‌های سطحی گسسته شده است روشی برای مرتبط کردن این سرعت‌ها به میدان فشار گسسته مورد نیاز است.

الگوریتم سیمپل از معادلات مومنتوم گسسته شده برای استخراج این ارتباط استفاده می‌کند. اگر u^* و v^* میدان سرعت گسسته شده در نتیجه حل معادله مومنتوم در جهت x و y باشد و نیز P^* میدان

فشار گسسته شده‌ای که برای حل معادلات مومنتوم مورد استفاده قرار می‌گیرد باشد، بنابراین u^* و v^* معادلات زیر را ارضاء می‌کنند.

$$\begin{aligned} a_e u_e^* &= \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}^* + \Delta y \left(P_P^* - P_E^* \right) + b_e \\ a_n v_n^* &= \sum_{nb} a_{nb} v_{nb}^* + \Delta x \left(P_P^* - P_N^* \right) + b_n \end{aligned} \quad (2-114)$$

بیان مشابهی برای u_w^* و v_s^* نوشته می‌شود. اگر میدان فشار P^* صرفاً یک حدس اولیه و یا جایگزین غالب در این مرحله باشد. مقادیر گسسته شده u^* و v^* که با حل معادله مومنتوم بدست آمده‌اند در حالت کلی معادله پیوستگی گسسته شده را ارضاء نمی‌کنند. معادله (2-109) یک تصحیح برای میدان فشار مقادیر ستاره‌دار پیشنهاد کرده است. میدان سرعت موجود با رابطه زیر تصحیح می‌شود.

$$\begin{aligned} u &= u^* + u' \\ v &= v^* + v' \end{aligned} \quad (2-115)$$

همچنین میدان فشار P^* با رابطه زیر تصحیح می‌شود.

$$P = P^* + P' \quad (2-116)$$

اگر معادلات (2-114) را از معادله (2-112) و (2-113) کم کنیم بدست خواهیم آورد:

$$\begin{aligned} a_e u_e' &= \sum_{nb} a_{nb} u_{nb}' + \Delta y \left(P_P' - P_E' \right) \\ a_n v_n' &= \sum_{nb} a_{nb} v_{nb}' + \Delta x \left(P_P' - P_N' \right) \end{aligned} \quad (2-117)$$

بیان مشابهی می‌تواند برای u_w' و v_s' نوشته شود. معادله (2-117) وابستگی عبارت‌های تصحیحی سرعت u' و v' را به تصحیح فشار P' نشان می‌دهد. در حقیقت آنها بیان می‌کنند که میدان سرعت با افزایش و یا کاهش گرادیان فشار تغییر خواهد کرد. با ساده‌سازی یک معادله تخمینی برای رابطه (2-117) بدست می‌آید:

$$\begin{aligned} a_e u_e' &\approx \Delta y \left(P_P' - P_E' \right) \\ a_n v_n' &\approx \Delta x \left(P_P' - P_N' \right) \end{aligned} \quad (2-118)$$

و یا با تعریف

$$d_e = \frac{\Delta y}{a_e} \quad (2-119)$$

$$d_n = \frac{\Delta x}{a_n}$$

معادله (2-118) را به شکل زیر می نویسیم.

$$u'_e \approx d_e (P'_P - P'_E) \quad (2-120)$$

$$v'_n \approx d_n (P'_P - P'_N)$$

بنابراین

$$u_e \approx u_e^* + d_e (P'_P - P'_E) \quad (2-121)$$

$$v_n \approx v_n^* + d_n (P'_P - P'_N)$$

با استفاده از روابط (2-111) می توان نرخ جریان سطحی را از حل معادله مومنتوم بدست آوریم.

$$F_e = \rho_e u_e^* \Delta y \quad (2-122)$$

$$F_n = \rho_n v_n^* \Delta x$$

نرخ جریان تصحیح شده به شکل زیر تبدیل می شود:

$$F_e = F_e^* + F'_e \quad (2-123)$$

$$F_n = F_n^* + F'_n$$

با

$$F'_e = \rho_e d_e \Delta y (P'_P - P'_E) \quad (2-124)$$

$$F'_n = \rho_n d_n \Delta x (P'_P - P'_N)$$

عبارت های مشابهی برای F'_s, F_s, F'_w, F_w می توان نوشت. این عبارت نشان دهنده تغییر جریان سطحی

با تغییر اختلاف فشار روی سطح است. حال می توان یک معادله فشار را با استفاده از معادله پیوستگی

گسسته شده بدست آورد.

۲-۹-۱- معادله تصحیح فشار

در این قسمت به بررسی معادله تصحیح فشار پرداخته می‌شود. سرعت‌های ستاره‌دار u^* و v^* که از حل معادله مومنتوم در میدان فشار غالب P^* بدست آمده‌اند، معادله پیوستگی گسسته شده را ارضاء نمی‌کنند. بنابراین

$$\left(\rho u^*\right)_e \Delta y - \left(\rho u^*\right)_w \Delta y + \left(\rho v^*\right)_n \Delta x - \left(\rho v^*\right)_s \Delta x \neq 0 \quad (2-125)$$

و یا

$$F_e^* - F_w^* + F_n^* - F_s^* \neq 0 \quad (2-126)$$

برای ارضاء معادله پیوستگی به سرعت‌های تصحیح شده (۲-۱۱۵) نیاز است. همچنین نرخ جریان سطحی تصحیح شده بدست آمده بوسیله معادله (۲-۱۲۳) می‌بایستی که معادله پیوستگی را ارضاء نماید.

$$F_e^* + F_e' - F_w^* - F_w' + F_n^* + F_n' - F_s^* - F_s' = 0 \quad (2-127)$$

یا با استفاده از معادله (۲-۱۲۴) داریم:

$$F_e^* + \rho_e d_e \Delta y (P_p' - P_e') - F_w^* - \rho_w d_w \Delta y (P_p' - P_w') + F_n^* + \rho_n d_n \Delta x (P_p' - P_n') - F_s^* - \rho_s d_s \Delta x (P_p' - P_s') = 0 \quad (2-128)$$

با مرتب کردن این عبارتها می‌توان یک معادله برای تصحیح فشار p_p' نوشت.

$$a_p P_p' = \sum_{nb} a_{nb} P_{nb}' + b$$

$$a_e = \rho_e d_e \Delta y$$

$$a_w = \rho_w d_w \Delta y$$

$$a_n = \rho_n d_n \Delta x$$

$$a_s = \rho_s d_s \Delta x$$

$$b = F_w^* - F_e^* + F_s^* - F_n^*$$

(۲-۱۲۹)

اگر نرخ جریان سطحی F^* معادله پیوستگی گسسته شده را ارضاء نماید ($b = 0$). دیده می شود که P' به یک مقدار ثابتی تبدیل خواهد شد و معادله (۲-۱۲۹) را ارضاء می نماید. بنابراین معادله تصحیح فشار تا زمانی که میدان سرعت های ایجاد شده بوسیله معادله مومنتوم، معادله پیوستگی را ارضاء ننماید، مقادیر تصحیح شده را محاسبه و میدان فشار را تصحیح می نماید.

۲-۹-۲- الگوریتم کلی

روند کلی الگوریتم سیمپل به شکل زیر است:

۱- حدس میدان فشار P^* .

۲- گسسته سازی و حل معادله مومنتوم با استفاده از مقدار حدسی فشار P^* که به شکل چشمه در معادله ظاهر می شوند. این فرآیند سرعت های u^* و v^* را نتیجه می دهند.

۳- پیدا کردن نرخ جریان جرمی F^* با استفاده از سرعت های ستاره دار که همان عبارت های چشمه تصحیح فشار هستند.

۴- گسسته سازی و حل معادله تصحیح فشار و محاسبه میدان P'

۵- تصحیح سرعت ها و میدان فشار به ترتیب با استفاده از معادله (۲-۱۱۵) و (۲-۱۱۶)

۶- حل معادله گسسته شده برای اسکالر λ با استفاده از میدان سرعت های ارضا کننده معادله پیوستگی برای عبارت های جابجایی

۷- در صورت همگرایی حل برنامه متوقف می شود در غیر این صورت به مرحله ۲ باز می گردد.

فصل سوم

بررسی عددی رفتار جریان سیالات نانو درون
میکروکانال‌ها

۲-۱- مقدمه

در این بخش به بررسی و مطالعه عددی پیرامون برخی از عوامل موثر بر ویژگی‌های هیدرودینامیکی و حرارتی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها پرداخته شده است. به علت محدودیت‌های فنی و همچنین وقت‌گیر و هزینه‌بر بودن مطالعات آزمایشگاهی، تاثیر برخی از عوامل موثر در انتقال حرارت جابجایی سیال نانو درون میکروکانال‌ها با استفاده از روش عددی انجام گرفته است. آنچه که از داده‌های موجود مشخص است رفتار سیالات نانو بستگی به نوع آن می‌تواند نیوتنی و یا غیرنیوتنی باشد [۶۳، ۶۴]. در برخی از موارد نیز بستگی به میزان غلظت ذرات می‌تواند هر دو رفتار را در غلظت‌های مختلف از خود نشان دهد [۶۴]. در این فصل به بررسی عددی رفتار جریان سیالات نانو با رفتار نیوتنی درون میکروکانالی که به صورت دو بعدی قابل تحلیل است خواهیم پرداخت. این میکروکانال دارای مقطع مستطیلی با نسبت عرض به ارتفاع بالا است که به صورت جریان بین دو صفحه موازی قابل تحلیل است. یک کد محاسباتی جهت بررسی جریان سیالات نانو توسعه داده شده و مورد اعتبارسنجی قرار گرفته است. همان‌طور که در بخش‌های آینده دیده می‌شود نتایج مطالعات عددی به لحاظ کیفی و کمی هم‌خوانی مطلوبی را با منابع مختلف آزمایشگاهی و تحلیلی نشان می‌دهند. به‌طور خلاصه مطالعه حاضر با در نظر گرفتن عبارت‌ها و عوامل مهم در کانال‌های میکرونی در شرایطی که این عوامل در کانال‌های ماکرو قابل صرف‌نظر هستند (همانند اتلافات ویسکوز و ضخامت دیواره‌ی کانال) سعی در ترسیم رفتاری واقع‌بینانه‌تر از جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها دارد. تاثیر پارامترهای جریانی همانند اعداد بدون بعد رینولدز و بریکمن و مشخصه‌های بستر همچون ضخامت و هدایت گرمایی بر روی مشخصه‌های حرارتی و هیدرودینامیکی به صورت گسترده‌ای مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته‌اند.

۲-۲- معادلات مشخصه

بر اساس بررسی‌های پیشین معادلات ناویراستوکس به خوبی رفتار هیدرودینامیکی سیالات درون میکروکانال‌ها را پیش‌بینی می‌کنند [۶۵]. به عنوان نمونه وانگ^۱ و همکاران [۶۶] در یک مطالعه آزمایشگاهی جریان آب درون یک میکروکانال را بررسی کرده و سپس در شرایط مشابه آزمایشگاهی آن را با استفاده از معادلات ناویر استوکس مدل نمودند.

علاوه بر این گزارش‌های متعددی در مطالعات گذشته وجود دارد که نشان می‌دهد به دلیل سرعت و نرخ کرنش بالا و در نتیجه تولید انرژی گرمایی، اتلافات ویسکوز می‌تواند تاثیر قابل توجهی در رفتار حرارتی جریان سیال درون میکروکانال‌ها داشته باشند [۶۷، ۶۸]. با توجه به درجه‌ی بزرگی ضخامت بستر میکروکانال‌ها نسبت به اندازه کانال جریان، لازم است که تاثیر ضخامت بستر در نظر گرفته شود. با توجه به شرایط ذکر شده، در این بخش با توسعه یک کد محاسباتی به حل معادلات سه‌گانه بقاء جرم، بقاء مومنتوم و انرژی پرداخته شده است.

با در نظر گرفتن فرض عدم وجود لغزش بین فاز ذره و مایع و تعادل گرمایی محلی بین ذرات و فاز سیال، سیال نانو می‌تواند به عنوان یک سیال خالص معمولی مورد ارزیابی قرار گیرد. تمام معادلات بقاء (پیوستگی، مومنتوم و انرژی) می‌توانند برای سیال نانو نیز بسط داده شوند. در نتیجه روابط سیال تک‌فازی با بکاربردن ویژگی‌های حرارتی سیال نانو برای این سیالات قابل تعمیم هستند. معادلات پیوستگی و مومنتوم برای جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها و معادله انرژی برای تمام دامنه، شامل سیال و دیواره (بستر میکروکانال)، حل شده‌اند. فرضیات معادلات جریان سیال نانو به شکل حالت پایدار-جریان پایدار، غیرقابل تراکم و آرام منظور گردیده است. در ادامه به تعریف معادلات مشخصه پرداخته شده است:

^۱-Wang

معادله پیوستگی:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_{eff} u_i) = 0 \quad (3-1)$$

معادله مومنتوم:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_{eff} u_j u_i) = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (3-2)$$

که این رابطه به شکل بقایی زیر نیز نوشته می شود.

$$\nabla \cdot (\rho_{eff} V V) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau \quad (3-3)$$

معادله انرژی:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_{eff} C_{p,eff} T u_i) = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \tau_{ij} : \epsilon_{ij} \quad (3-4)$$

که $q_i = -k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i}$ و عبارت $(\tau_{ij} : \epsilon_{ij})$ ضرب دوگانه¹ دو تانسور متقارن یعنی تانسورهای

تنش برشی و تغییر شکل است. این عبارت همان اتلافات ویسکوز و کار فشاری است که در معادله انرژی ظاهر می شود. تانسور تنش و نرخ تغییر شکل به صورت زیر تعریف می شوند.

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= -P\delta_{ij} + 2\mu_{eff} \epsilon_{ij} \\ \epsilon_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (3-5)$$

p فشار و μ_{eff} ویسکوزیته موثر هستند.

معادله انرژی برای بستر میکروکانال فقط شامل عبارت نفوذ است که با سرعت های صفر و هدایت گرمایی معادل با جنس بستر تعریف شده است.

۳-۳- مشخصه های سیال نانوی مورد استفاده در مطالعه عددی مدل تک فاز

مشخصه ها و ویژگی های فیزیکی سیال نانو در مدل تک فاز به صورت زیر تعریف می شوند:

¹doubly contracted product

۳-۳-۱- چگالی موثر

$$\rho_{eff} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p \quad (۳-۶)$$

۳-۳-۲- ظرفیت حرارتی سیال نانو

$$(c_p)_{eff} = \left[\frac{(1-\phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_s}{(1-\phi)\rho_f + \phi\rho_s} \right] \quad (۳-۷)$$

۳-۳-۳- ضریب نفوذ گرمایی

$$\alpha_{eff} = \frac{K_{eff}}{(\rho c_p)_{eff}} = \frac{K_{eff}}{(1-\phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_p} \quad (۳-۸)$$

۳-۳-۴- هدایت گرمایی موثر

به منظور اندازه گیری هدایت گرمایی سیال نانو رابطه نیمه تجربی کرسیون^۱ [۶۹] مورد استفاده قرار گرفته است. این رابطه نقش حرکت برانین و قطر متوسط ذرات را در محاسبه هدایت گرمایی موثر لحاظ نموده است.

$$\frac{k_{eff}}{k_{bf}} = 1 + 4.4 Re_p^{0.4} Pr_{bf}^{0.66} \left(\frac{T}{T_{fr}} \right)^{10} \left(\frac{k_p}{k_{bf}} \right)^{0.03} \phi^{0.66} \quad (۳-۹)$$

که T_{fr} دمای نقطه انجماد و Re_p عدد رینولدز ذرات نانو است که به صورت زیر تعریف می شود:

$$Re_p = \frac{2\rho_f k_b T}{\pi \mu_{bf}^2 d_p} \quad (۳-۱۰)$$

k_b ثابت استفان بولتزمن، ρ_f چگالی سیال پایه، μ_{bf} ویسکوزیته سیال پایه و d_p قطر ذرات

هستند. به منظور کسب اطلاعات بیش تر پیرامون این رابطه می توان به مرجع [۶۹] مراجعه نمود.

^۱Corcione

۳-۳-۵-ویسکوزیته موثر

همچنین کرسیون [۶۹] رابطه‌ای را به منظور پیش‌بینی ویسکوزیته موثر سیال نانو ارائه نموده است. در این رابطه از داده‌های وسیعی از تحقیقات تجربی موجود استفاده شده است. از این رابطه نیمه تجربی به منظور محاسبه ویسکوزیته موثر سیال نانو استفاده شده است:

$$\frac{\mu_{eff}}{\mu_{bf}} = \frac{1}{1 - 34.87 \left(d_p / d_{bf} \right)^{-0.3} \phi^{1.03}} \quad (3-11)$$

$$d_{bf} = \left(\frac{6M}{N\pi\rho_{f0}} \right)^{1/3}$$

که M وزن مولکولی سیال پایه، N عدد آواگادرو و ρ_{f0} چگالی سیال پایه در دمای مرجع (293^0K)

است. μ_{bf} از رابطه تجربی $\log(\mu_{bf}) = -10.2158 + 1.7925E+03/T + 1.7730E - 02 \times T - 1.2631E - 05 \times T^2$

بدست می‌آید که تابعیت دما را دارد.

۳-۴-جریان نانو سیال بین دو صفحه موازی

معادلات جریان سیال نانو بین دو صفحه موازی حل شده‌اند. شکل ۳-۱ تصویر شماتیک مسئله مورد نظر را نشان می‌دهد. با توجه به شرایط مرزی زیر، دستگاه معادلات غیرخطی بیضوی حل شده‌اند:

۳-۴-۱-شرایط مرزی

در ورودی:

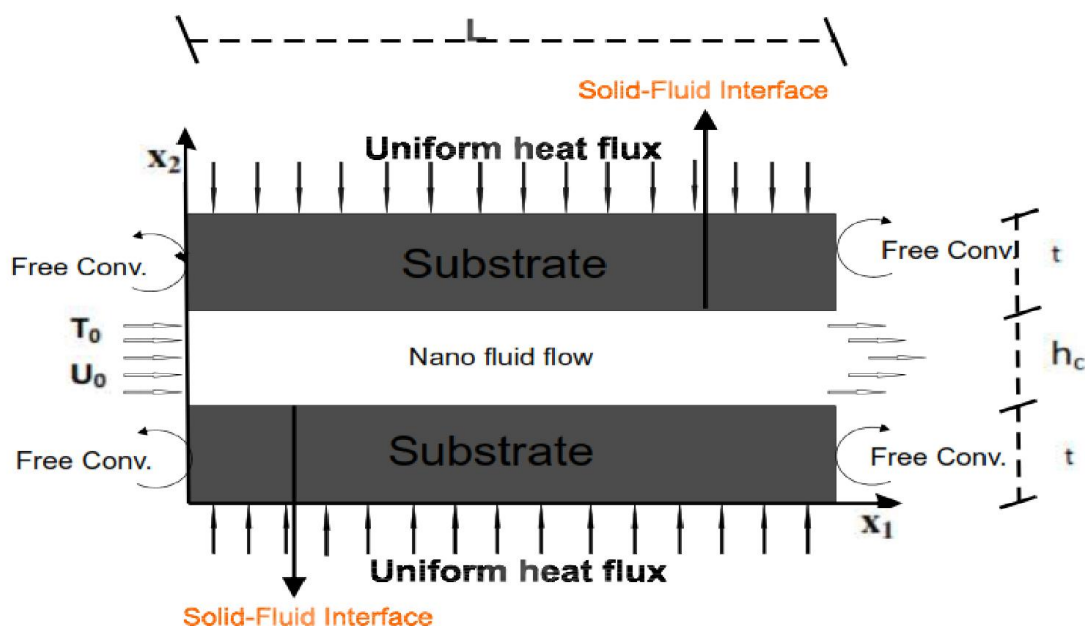
دما و سرعت محوری ثابت

$$T = T_0, u_1 = u_0, u_2 = 0 \quad (3-12)$$

مرز بستر میکروکانال در اتصال با حفره ورودی و خروجی:

برای سیال نانو جهت محاسبه اتلافات حرارتی از دیواره‌ها به حفره ورودی و خروجی رابطه زیر که توسط چرچیل^۱ و چو^۲ [۷۰] ارائه شده، مورد استفاده قرار گرفته است.

$$Nu = 0.68 + \frac{0.67 Ra^{1/4}}{\left[1 + (0.492 / Pr)^{9/16}\right]^{4/9}} \quad Ra \leq 10^9 \quad (3-13)$$



شکل ۳-۱: نمایی از تصویر مجرای عبور جریان سیال نانو از میان دو صفحه موازی

$$Nu = 0.825 + \frac{0.387 Ra^{1/6}}{\left[1 + (0.492 / Pr)^{9/16}\right]^{8/27}} \quad \text{برای سایر اعداد ریلی} \quad (3-14)$$

جزئیات بیش‌تر در مرجع مربوطه ارائه شده است.

روی بستر (دیواره‌ها):

$$q = -k_s \left(\frac{\partial T}{\partial x_2} \right)_s \quad x_2 = 0, x_2 = 2t + h_c \quad (3-15)$$

در خروجی جریان:

^۱Churchill

^۲Chu

شار نفوذی در جهت عمود بر صفحه خروجی برای همه متغیرها به جز دما برابر صفر است.

برای دما در خروجی از موازنه انرژی ورودی به و خروجی از میکروکانال استفاده شده است:

انرژی ورودی جریان سیال + نرخ انرژی ورودی از دیواره‌ها + انرژی ناشی از اتلافات ویسکوز و کار

فشاری = انرژی خروجی از بستر به حفره‌های ورودی و خروجی + انرژی خروجی جریان سیال

$$T_{out} = T_{out,cal} + \frac{(\dot{m}c_{p,eff}T)_{in} + q(2l) + E_{gen} - q_{loss,in}(2t) - q_{loss,out}(2t) - (\dot{m}c_{p,eff}T)_{out,cal}}{(\dot{m}c_{p,eff})_{out}} \quad (3-16)$$

که E_{gen} انرژی ناشی از اتلافات ویسکوز و کار فشاری است. همچنین موازنه جرم کلی برای

تصحیح سرعت‌ها در خروجی در نظر گرفته شده است تا این سرعت‌ها در تصحیح فشار الگوریتم مورد نظر استفاده شوند.

ضریب انتقال حرارت و عدد ناسلت:

ضریب انتقال حرارت جابجایی و عدد ناسلت محلی و متوسط برای روش عددی با استفاده از روابط زیر مورد محاسبه قرار گرفته است:

$$h(x_1) = \frac{q_{sf}}{T_w - T_b} \quad (3-17)$$

$$h_{ave} = \frac{\int_0^l h(x_1) dx_1}{l} \quad (3-18)$$

$$Nu(x) = \frac{h(x)D_h}{k_{eff}} \quad (3-19)$$

$$Nu = \frac{h_{ave}D_h}{k_{eff}} \quad (3-20)$$

مقاومت حرارتی:

یکی از شاخص‌های عملکرد حرارتی چاه‌های میکرونی دفع بالاترین انرژی حرارتی ممکنه در شرایطی

که سطح میکروکانال در دمای پایینی (دمای ایمن) نگه داشته شده است، می‌باشد. با در نظر گرفتن

چنین معیاری عملکرد حرارتی میکروکانال به طور معمول با مقاومت حرارتی کلی (R_t) نشان داده می شود.

$$R_t = \frac{T_{w, \max} - T_{in}}{\dot{q}} \quad (3-21)$$

T_{in} ، $T_{w, \max}$ و $\dot{q}$ به ترتیب دمای بیشینه بستر، دمای ورودی سیال و نرخ حرارت ورودی به میکروکانال هستند. در واقع خنک کنندگی ایمن تر اجزاء مختلف با دمای پایین تر بستر و در نتیجه مقاومت حرارتی کمتر، تامین می شود.

سایر پارامترهای بی بعد به قرار زیر هستند:

$$\begin{aligned} X &= \frac{x_1}{D_h} & Y &= \frac{x_2}{D_h} & D_h &= \frac{2h_c w_c}{h_c + w_c} \cong 2h_c & U_{nf} &= \frac{u_1}{u_{in}} \\ V_{nf} &= \frac{u_2}{u_{in}} & P &= \frac{p_{nf}}{\rho_{eff} u_{in}^2} & Br &= \frac{\mu_{eff} u_{in}^2}{q D_h} & \theta &= (T - T_{in}) / (q^* D_h / k_{eff}) \end{aligned} \quad (3-22)$$

x_1 و x_2 به ترتیب مختصات طولی و عرضی جریان (شکل ۳-۱)، D_h شعاع هیدرولیکی کانال، h_c عرض کانال، u_2 سرعت عرضی، u_1 سرعت محوری، u_{in} سرعت ورودی، p فشار بدون بعد و Br عدد بریکمن هستند. در این جا اعداد بدون بعد با حروف بزرگ نمایش داده شده اند. قطر هیدرولیکی کانال به عنوان طول مشخصه و سرعت ورودی به کانال به عنوان سرعت مرجع منظور گردیده است. حال با استفاده از روابط (۳-۲۲) و جایگزین کردن پارامترهای بدون بعد در معادلات (۳-۱) - (۳-۴) و نیز مرتب کردن معادلات به معادلات سه گانه بدون بعد زیر می رسمیم:

معادله مومنتوم در جهت محوری کانال (x_1):

$$U_{nf} \frac{\partial}{\partial X} (U_{nf}) + V_{nf} \frac{\partial}{\partial Y} (U_{nf}) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_{nf}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U_{nf}}{\partial Y^2} \right) \quad (3-23)$$

معادله مومنتوم در جهت عرضی کانال (x_2):

$$U_{nf} \frac{\partial}{\partial X} (V_{nf}) + V_{nf} \frac{\partial}{\partial Y} (V_{nf}) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V_{nf}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V_{nf}}{\partial Y^2} \right) \quad (3-24)$$

در دو رابطه بالا سمت چپ معادلات عبارت جابجایی مومنتوم و در سمت راست به ترتیب

نیروهای فشاری و تنش برشی موازنه شده‌اند.

معادله انرژی:

$$U_{nf} \frac{\partial}{\partial x} (\theta) + v_{nf} \frac{\partial}{\partial Y} (\theta) = \frac{1}{\text{RePr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) - \frac{Br}{\text{Pr}} P \left(\frac{\partial U_{nf}}{\partial x} + \frac{\partial V_{nf}}{\partial Y} \right) + \left(\frac{Br}{\text{PrRe}} \right) \left\{ 2 \left(\frac{\partial U_{nf}}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_{nf}}{\partial Y} + \frac{\partial V_{nf}}{\partial X} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V_{nf}}{\partial Y} \right)^2 \right\} \quad (3-25)$$

در این رابطه عبارات‌های سمت چپ انتقال انرژی از طریق جابجایی و در سمت راست اولین

عبارت نشان دهنده نفوذ گرمایی، دومین عبارت نشان‌دهنده کار فشاری و سومین عبارت اتلافات ویسکوز را نشان می‌دهد.

۳-۵- روش عددی مورد استفاده در پژوهش حاضر

به منظور بررسی رفتار سیال نانو، یک کد محاسباتی بر اساس معادلات (۳-۱) - (۳-۴) توسعه داده شده است. جهت گسسته‌سازی دستگاه معادلات غیرخطی همان‌گونه که به صورت مشروح در فصل قبل توضیح داده شد از روش حجم محدود استفاده شده است. در محل تماس سیال و جامد پیوستگی دما و شار حرارتی در نظر گرفته شده است. همچنین بر روی سطح جامد سرعت‌ها با اعمال شرط عدم لغزش برابر با صفر در نظر گرفته شده‌اند. در عبارت نفوذ برای محاسبه گرادیان متغیرها بر روی سطوح حجم کنترل روش اختلاف مرکزی که یک تقریب خطی است، بکار گرفته شده است. همچنین در عبارت جابجایی به دلیل اینکه متغیرها در مراکز سلول ذخیره شده‌اند، برای محاسبه مقادیر آن‌ها بر

روی سطوح حجم کنترل مجبور به استفاده از یک تقریب هستیم. از تقریب بالادست^۱ مرتبه اول^۲ به منظور محاسبه مقادیر متغیرها بر روی سطوح حجم کنترل استفاده شده است. این تقریب مقادیر متغیرها را بر روی سطح حجم کنترل برابر مقادیر آنها در مرکز سلول بالادستی در نظر می‌گیرد. این تقریب برای جریان‌هایی که نسبت جابجایی به نفوذ در آنها بالاست (عدد پکلت^۳ بالاتر از ۲) مناسب است.

دامنه محاسباتی با استفاده از یک شبکه غیریکنواخت^۴ با سلول‌های مستطیلی گسسته شده است، به طوری که اندازه سلول‌ها به سمت پایین دست افزایش و همچنین از مرکز فضای بین دو صفحه به سمت دیواره‌ها کاهش می‌یابد. علت استفاده از چنین شبکه‌ای این است که گرادیان متغیرها در ورودی و همچنین در نزدیکی دیواره‌ها بالا است و نیاز به پیش‌بینی دقیق‌تری وجود دارد.

۳-۶- روند نمای به کار گرفته شده

روند کلی الگوریتم مورد استفاده برای رزش عددی به شکل زیر است:

۱- حدس میدان فشار P^*

۲- محاسبه ویسکوزیته و هدایت گرمایی موثر با استفاده از توزیع دمای موجود

۳- گسسته‌سازی و حل معادله مومنتوم با استفاده از مقدار حدسی فشار p^* و در نتیجه محاسبه

سرعت‌های u_1^* و u_2^*

۴- پیدا کردن نرخ جریان جرمی $\dot{F}^*$ با استفاده از سرعت‌های ستاره‌دار

۵- گسسته‌سازی و حل معادله تصحیح فشار و محاسبه میدان P'

1Upwind

2First order

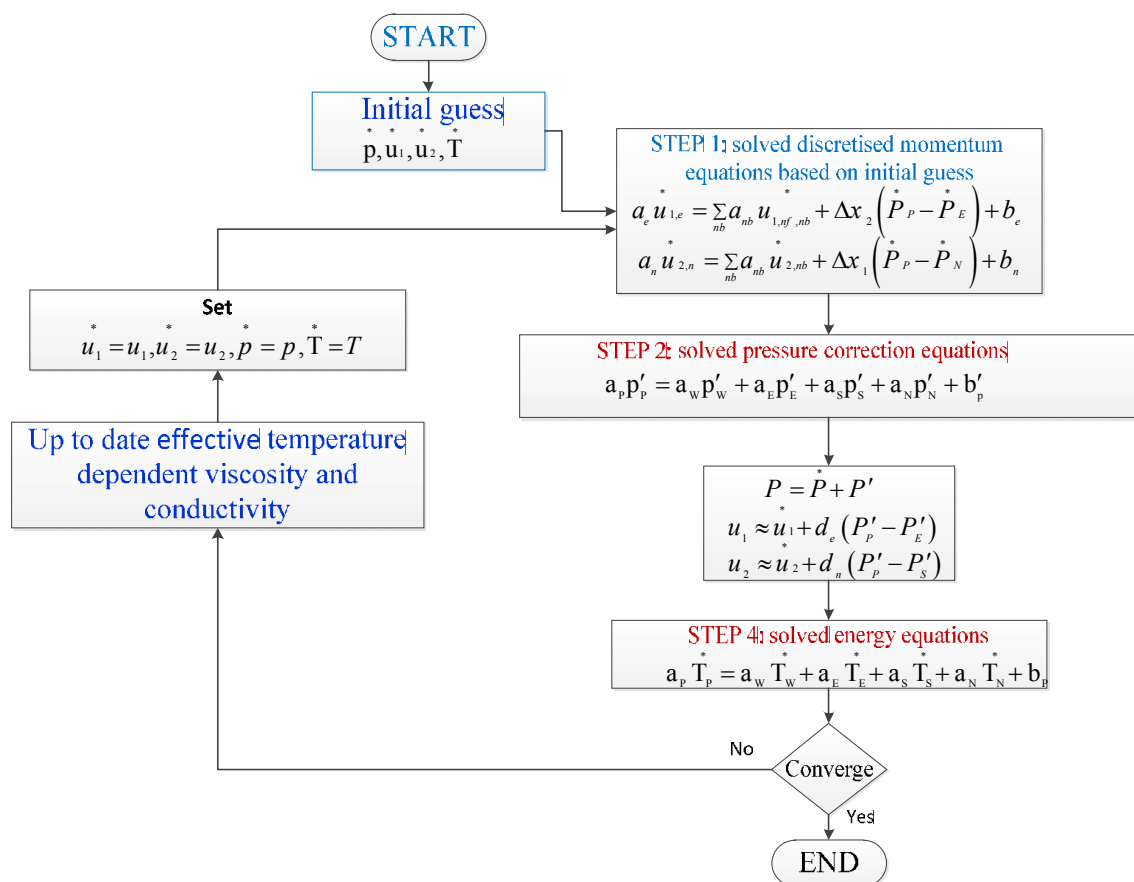
3-Peclet number

4-non-uniform grid

۶- تصحیح سرعت‌ها و میدان فشار

۷- حل معادله گسسته شده انرژی برای محاسبه توزیع دمای T با استفاده از میدان سرعت‌های محاسبه شده

۸- در صورت همگرایی حل برنامه متوقف و در غیر اینصورت به مرحله ۲ باز می‌گردد.
روند نمای به کار گرفته شده در روش عددی در مشاهده می‌شود. لازم به ذکر است که مختصات کار حاضر در جهت محوری x_1 و جهت عرضی x_2 در نظر گرفته شده است.



شکل ۳-۲: روند نمای مورد استفاده در روش عددی

۳-۷-۱- اعتبارسنجی کد محاسباتی در میکروکانال

به منظور راستی آزمایی عددی در بخش‌های زیر استقلال نتایج از چگونگی شبکه‌بندی و مقایسه نتایج با داده‌های آزمایشگاهی و تحلیلی دیگر مورد بررسی قرار گرفته است.

۳-۷-۱-۱- استقلال شبکه و حساسیت آن

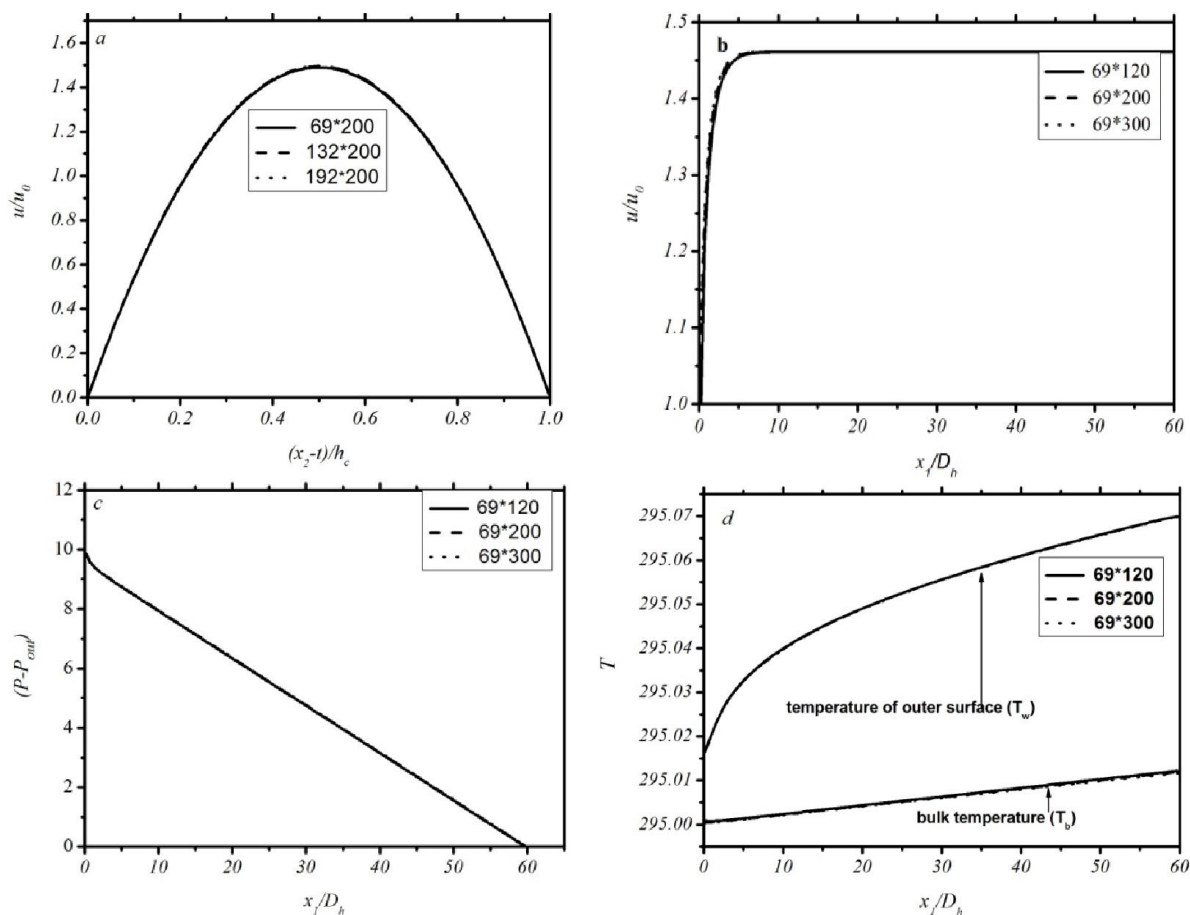
به منظور بررسی استقلال حل از چگونگی شبکه‌بندی، مقایسه‌ای از نتایج در جهت عرضی و محوری جریان سیال‌نانو با کسر حجمی (۰/۶) ذرات نانو، عدد رینولدز ۳۰۰، عدد بریکمن دیوار پایینی و بالایی ۰/۰۰۲، عرض کانال ۵۰۰ میکرون صورت گرفته است. لازم بذکر است که توزیع گره‌ها در جهت عرضی و محوری، یکنواخت نبوده و گره‌ها در اطراف دیواره و ورودی کانال، به هم نزدیک‌ترند. در چنین شرایطی متغیرها در مناطقی با شیب بیش‌تر، بهتر پیش‌بینی می‌شوند. از نتایج بدست آمده می‌توان شبکه‌بندی بهینه را انتخاب کرد. همان‌طور که از مقایسه‌ی نتایج می‌توان استنتاج نمود، حل مسئله بعد از یک توزیع مشخص شبکه‌بندی، مستقل از توزیع شبکه‌بندی خواهد شد. یعنی با افزایش تعداد گره‌ها در دو جهت مختلف تغییر محسوسی در نتایج به وجود نمی‌آید. بدین ترتیب نتایج دیگر حساسیتی به تعداد گره‌ها نشان نمی‌دهد و اصطلاحاً مستقل از توزیع مش‌بندی می‌شوند. این توزیع بهینه عبارت است از:

$$69 \times 200$$

بررسی از تغییر در جهت عرضی شروع می‌شود. شکل ۳-۳ (a) نمودارهای سرعت بدون بعد را در مقطع متناظر با ناحیه توسعه یافته برای سه نوع توزیع شبکه در جهت عرضی نشان می‌دهد. با افزایش تعداد گره‌ها از ۶۹ به ۱۹۲ برای پروفیل سرعت در جهت عرض کانال تغییر بسیار اندکی در نتایج به وجود می‌آید. بنابراین می‌توان تعداد ۶۹ گره را در جهت عرضی به عنوان تعداد گره بهینه، که با افزایش آن تغییری در نتایج بوجود نمی‌آید انتخاب کرد. تغییرات محوری سرعت بدون بعد در یک موقعیت عرضی برای مقایسه توزیع شبکه‌بندی 69×120 ، 69×200 و 69×300 در شکل ۳-۳ (b)

نشان داده شده است. همچنین شکل ۳-۳ (c) و (d) تغییرات محوری فشار بدون بعد (c) و دمای بالکی و دمای دیواره (d) را با مقایسه توزیع شبکه‌بندی‌های مختلف در جهت محور کانال نشان می‌دهد. اشکال نشان‌دهنده استقلال نتایج هیدرودینامیکی و حرارتی در حالی که تعداد گره‌ها از ۱۲۰ به ۳۰۰ در جهت محوری افزایش یافته‌اند می‌باشد.

در این مطالعه تعداد ۲۰۰ گره در جهت محوری به عنوان تعداد گره بهینه، که با افزایش آن تغییری در نتایج بوجود نمی‌آید انتخاب شده است. به بیان دیگر اشکال بالا نشان می‌دهند که در شبکه‌بندی ۶۹×۲۰۰ اندازه سلول‌ها به اندازه کافی کوچک هستند و نتایج مستقل از شبکه مورد نظر خواهند شد. بنابراین با اطمینان کامل از شبکه مورد اشاره در تحلیل نتایج استفاده می‌نماییم.

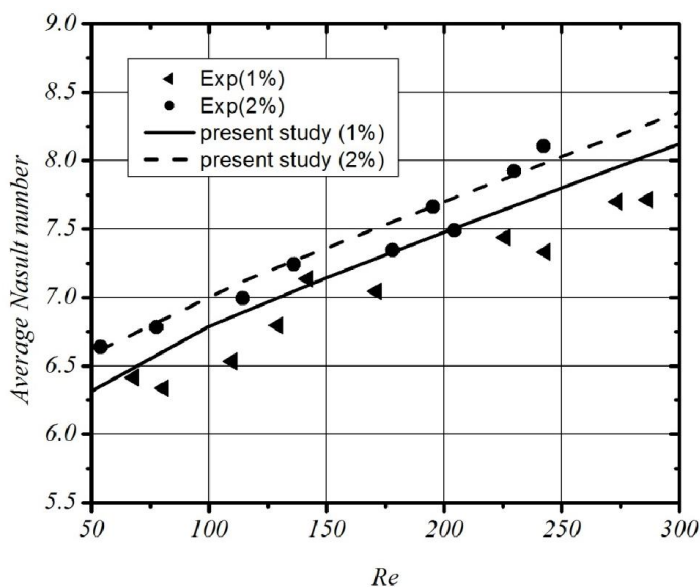


شکل ۳-۳: آزمون استقلال شبکه (a) سرعت بدون بعد (b) تغییرات محوری سرعت (c) تغییرات محوری فشار بدون بعد (d) تغییرات محوری دمای بالکی و دمای دیواره

۳-۷-۲- راستی آزمایی کد محاسباتی^۱

در این بخش نتایج با داده‌های تجربی و آزمایشگاهی^۲ بدست آمده از کار کلت و همکارانش [۷۱] مقایسه شده‌اند. مقایسه دقیقاً برای هندسه و شرایط حرارتی و هیدرودینامیکی متناظر با کار آزمایشگاهی مرجع ذکر شده صورت گرفته است. در این مقایسه از روابط (۳-۹) و (۳-۱۱) که از داده‌های تجربی متعددی بدست آمده‌اند، جهت محاسبه هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر سیال نانو استفاده شده است.

شکل ۳-۴ مقایسه نتایج آزمایشگاهی را با پیش‌بینی کد محاسباتی با تغییر اعداد رینولدز مختلف را برای عدد ناسلت (متناظر با تعریف کار تجربی) نشان می‌دهد. همان‌گونه که در شکل مشاهده می‌شود، تطابق‌پذیری مطلوبی بین نتایج وجود دارد. تفاوت در چگالی و ویژگی‌های ترموفیزیکی برای کار حاضر و کار آزمایشگاهی، همچنین چشم‌پوشی از عواملی همچون خطای گرد کردن اعداد در محاسبات از دلایل بروز خطا در برخی نقاط هستند.

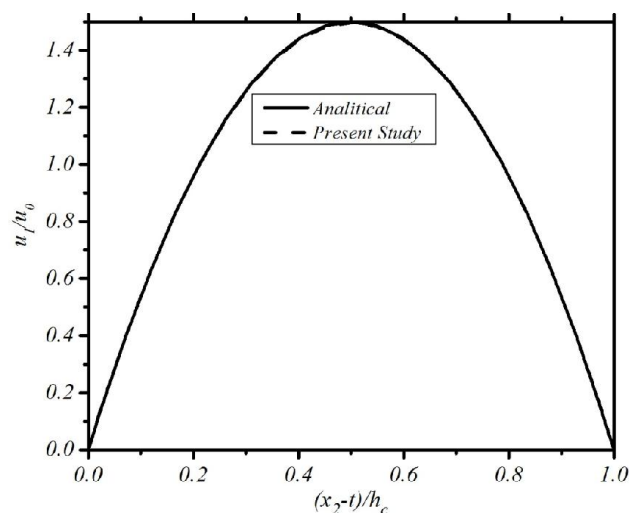


شکل ۳-۴: مقایسه داده‌های عدد ناسلت متوسط با کار آزمایشگاهی کلت و همکاران [۷۱]

^۱Validation

^۲ Experimental

در نتیجه مشاهده می‌شود که نتایج محاسبات عددی، سازگاری خوبی با نتایج تجربی نشان می‌دهند. در ادامه نتایج کار عددی با نتایج بدست آمده از حل تحلیلی موجود در کارهای گذشته [۷۲] نیز مقایسه شده است. شکل ۳-۵ مقایسه پروفیل سرعت بدون بعد در ناحیه توسعه یافته بوسیله کد محاسباتی با نتایج حل تحلیلی را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۵: مقایسه پروفیل سرعت بدون بعد در ناحیه توسعه یافته با نتایج حل تحلیلی [۷۲]

در انتها جدول ۳-۱ مقایسه عدد بدون بعد ناسلت دیواره بالایی در ناحیه توسعه یافته را توسط کد محاسباتی با نتایج حل تحلیلی [۷۲] برای نسبت شارهای مختلف دو دیواره نشان می‌دهد ($\phi=0$ ، $Re=200$ و $t/h_c=0.1$).

جدول ۳-۱: مقایسه عدد بدون بعد ناسلت کد محاسباتی با نتایج حل تحلیلی برای نسبت شارهای مختلف دو دیواره

Nu_u			
نسبت شار بر روی دو دیواره	عددی	تحلیلی	درصد خطا (%)
۰/۲۵	۶/۲۵۲۲	۵/۸۹۴۷	۶/۰۶۴۷۷
۰/۵	۶/۸۱۲	۶/۵۱۱۶	۴/۶۱۳۳۱
۰/۶۵	۷/۲۰۱۰	۶/۹۴۷۹	۳/۶۴۲۸۳
۰/۹	۷/۹۶۳۳	۷/۸۲۱۲	۱/۸۱۶۸۶
۱	۸/۳۱۷۳	۸/۲۳۵۳	۰/۹۹۵۷۱
۱/۱	۸/۷۰۵۴	۸/۶۹۵۷	۰/۱۱۱۵۵
۱/۲۵	۹/۳۶۳۱	۹/۴۹۱۵	۱/۳۵۲۷۹

همان گونه که از نتایج مشخص است در همه موارد نتایج حل عددی با روابط موجود آزمایشگاهی و تحلیلی سازگاری خوبی نشان می دهد. در نتیجه واضح است که با مقایسه های صورت گرفته در بالا به صحت نتایج کد محاسباتی می توان پی برد و پیش بینی کد را در سایر شرایط ملاک تحلیل حل عددی قرار داد.

۳-۸- نتایج و تحلیل

در این بخش رفتار سیال نانو مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات به شکل بعددار و جریان بین دو صفحه با طول ۶۰ میلیمتر و فاصله ۵۰۰ میکرومتر در نظر گرفته شده است. ضخامت صفحات ۵۰۰، ۲۰۰۰ و ۵۰۰۰ میکرومتر در نظر گرفته شده اند. شار حرارتی محوری یکنواختی بر روی صفحات اعمال شده و دیگر شرایط حرارتی در بخش ۳-۴-۱ آمده است. اتلافات حرارتی از دیواره های انتهایی میکروکانال مرتبط با حفره های ورودی و خروجی در نظر گرفته شده و در نتیجه شرط مرزی در این ناحیه به شکل واقع بینانه تری عایق حرارتی در نظر گرفته نشده است. شکل ۳-۱ فیزیک، شرایط جریان و حرارتی مسئله مورد نظر را نشان می دهد. همان گونه که در تحقیقات پیشین آمده است دو عامل ضخامت کانال و همچنین اتلافات ویسکوز در عملکرد چاه های حرارتی میکرونی بر خلاف نمونه ماکرو آنها موثر هستند. در این مطالعه سیال پایه و میکروکانال بدون ضخامت دیواره (H_2) به عنوان حالت های مرجع جهت مقایسه منظور شده اند. در اینجا سعی در بررسی تاثیر عوامل مختلف موثر در جریان سیال نانو درون چاه های حرارتی میکرونی بوده است.

۳-۸-۱- بررسی نتایج جریان سیال نانو

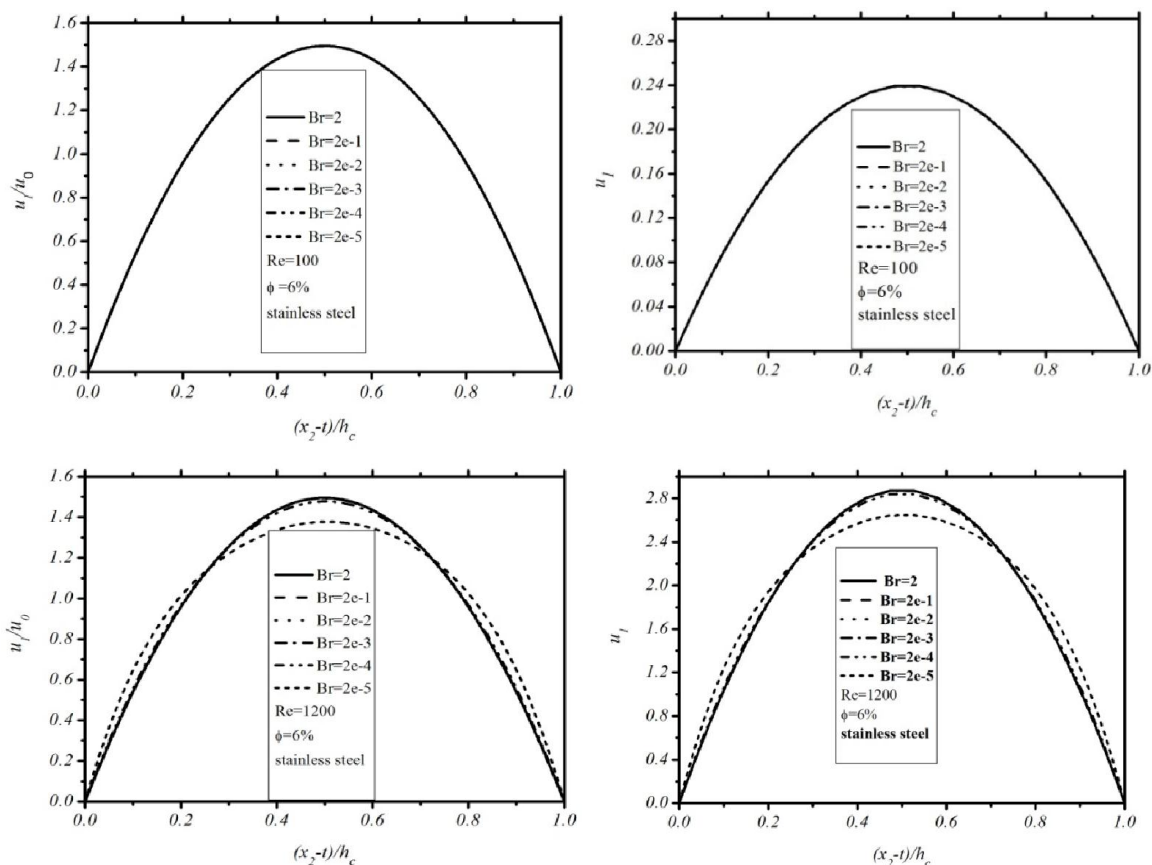
در این بخش از خواص ترموفیزیکی و انتقالی بخش ۳-۳ جهت حل معادلات جریان سیال نانو استفاده شده است. در این تحقیق قطر ذرات ۴۰ نانومتر است. تاثیر عواملی همچون عدد رینولدز، عدد بریکمن جریان، غلظت ذرات سیال نانو ($0 \leq \phi \leq 6\%$)، ضخامت بستر میکروکانال ($0 \leq t \leq 5000 \mu m$) و هدایت

حرارتی ماده تشکیل دهنده بستر (پیرکسی گلاس، آهن ضدزنگ و آلومینیوم) روی عملکرد خنک‌کنندگی جریان سیال نانوی آلومینا/آب درون یک میکروکانال به صورت عددی مورد مطالعه قرار گرفته است. شرط شار حرارتی ثابت بر روی دو صفحه موازی چاه حرارتی در نظر گرفته شده است. همچنین جنس بستر و ضخامت هر دو صفحه میکروکانال یکسان در نظر گرفته شده‌اند. در این پژوهش سیال پایه و همچنین میکروکانال‌ها با چشم‌پوشی از ضخامت بستر (با شار حرارتی یکنواخت) به عنوان شرایط مرجع در نظر گرفته شده‌اند.

۳-۸-۱-۱-تاثیر عدد بریکمن بر روی پارامترهای هیدرودینامیکی جریان سیال نانو در میکروکانال

در این بخش تاثیر عدد بریکمن $(\mu_{eff} u_{in}^2 / (qD_h))$ که نشان دهنده نسبت اتلافات ویسکوز به نرخ دفع حرارت است، بر روی پارامترهای حرارتی و هیدرودینامیکی مورد بررسی قرار گرفته است. به منظور مطالعه اثر عدد بریکمن بر پارامترهای حرارتی و هیدرودینامیکی، اعداد بریکمن ۲، ۰/۲، ۰/۰۲، ۰/۰۰۲، ۰/۰۰۰۲ و ۰/۰۰۰۰۲ در کسرهای حجمی ۲٪ و ۶٪ و اعداد رینولدز ۱۰۰ و ۱۲۰۰ در نظر گرفته شده‌اند. شکل ۳-۶ سرعت محوری جریان توسعه یافته در اعداد رینولدز ۱۰۰ و ۱۲۰۰ را برای اعداد بریکمن متفاوت نشان می‌دهد.

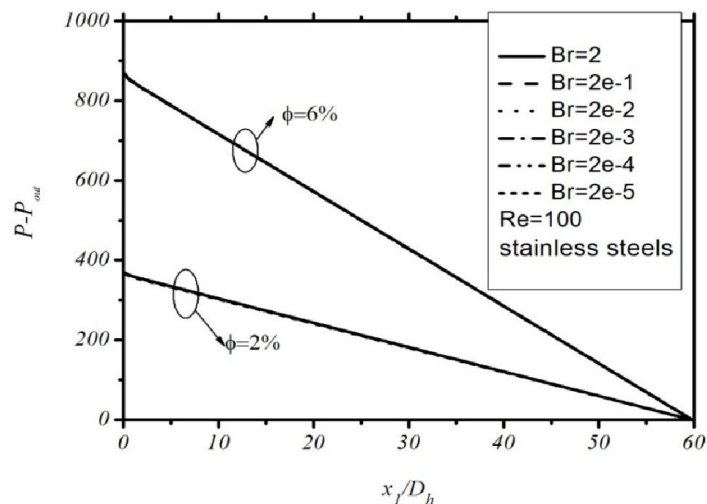
در عدد رینولدز پایین (۱۰۰) مقدار بیشینه پروفیل سرعت محوری در مرکز کانال ظاهر شده و تغییر عدد بریکمن تاثیری بر روی پروفیل سرعت بعددار و بدون بعد ندارد. در شرایطی که هر دو نوع سرعت بعددار و بدون بعد با افزایش عدد رینولدز وابستگی مشهودی به عدد بریکمن به ویژه در اعداد بریکمن پایین از خود نشان می‌دهند. به نظر می‌رسد چنین وابستگی، به تغییرات دمایی محسوس با کاهش عدد بریکمن در اعداد رینولدز بالا مرتبط است. در حقیقت برای یک عدد بریکمن ثابت در عدد رینولدز بالا (۱۲۰۰) میزان بیش‌تری شار حرارتی توسط سیال می‌بایستی دفع شود. چنین شرایطی باعث افزایش دمای سیال می‌شود.



شکل ۳-۶: نمودار سرعت محوری بی بعد جریان توسعه یافته برای اعداد بریکمن متفاوت

این افزایش دما می تواند ویسکوزیته را کاهش داده و سبب تغییر نمودار سرعت شود. به گونه ای که سرعت محوری در نزدیکی دیواره افزایش می یابد. چنین تغییراتی در نمودار سرعت می تواند سبب افزایش در انتقال حرارت از طریق جابجایی در اعداد رینولدز بالا شود. در حالی که عدد بریکمن تأثیری بر روی جریان هایی با اعداد رینولدز پایین ندارد. به طور کلی در عدد بریکمن پایین با افزایش شار ورودی از دیوار جایی که سیال نانوی گرم تر انباشته شده است ویسکوزیته کاهش و در نتیجه سرعت افزایش یافته و انتقال حرارت جابجایی موثرتری اتفاق می افتد. بنابراین همان گونه که در بخش های بعدی مشاهده می شود در اعداد بریکمن پایین عدد ناسلت بالاتری خواهیم داشت. شکل ۳-۷ تغییرات فشار را در طول میکروکانال با اعداد بریکمن و کسر حجمی ذرات مختلف (۲ و ۶٪) در عدد رینولدز پایین (۱۰۰) نشان می دهد. همان طور که در شکل نشان داده شده است هر چند تغییر عدد بریکمن

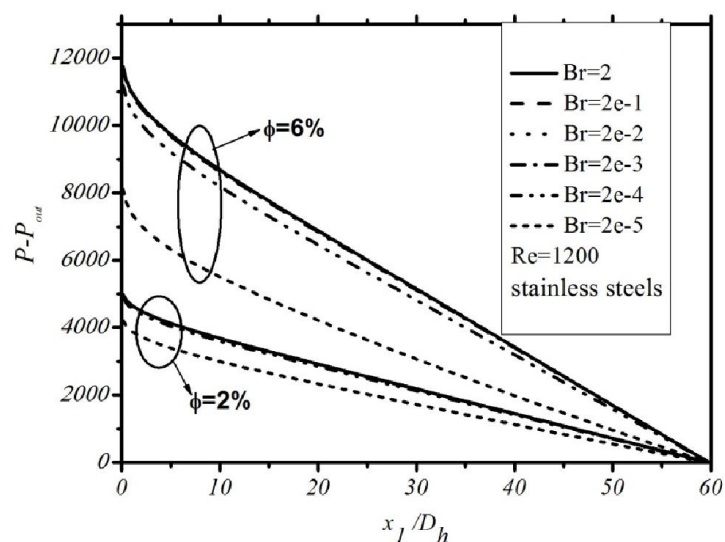
تاثیری بر روی تغییرات فشار بدون بعد ندارد ولی با افزایش کسر حجمی ذرات افت فشار به مقدار قابل توجهی افزایش می یابد.



شکل ۳-۷: تغییرات فشار بدون بعد در امتداد میکروکانال برای اعداد بریکمن در کسرهای حجمی مختلف و عدد رینولدز پایین (۱۰۰)

این افزایش نشان دهنده نیاز به توان پمپ بالاتر برای سیالات نانو با کسر حجمی بیش تر است.

شکل ۳-۸ تغییرات فشار را در طول میکروکانال با اعداد بریکمن مختلف در عدد رینولدز بالاتر (۱۲۰۰) نشان می دهد.

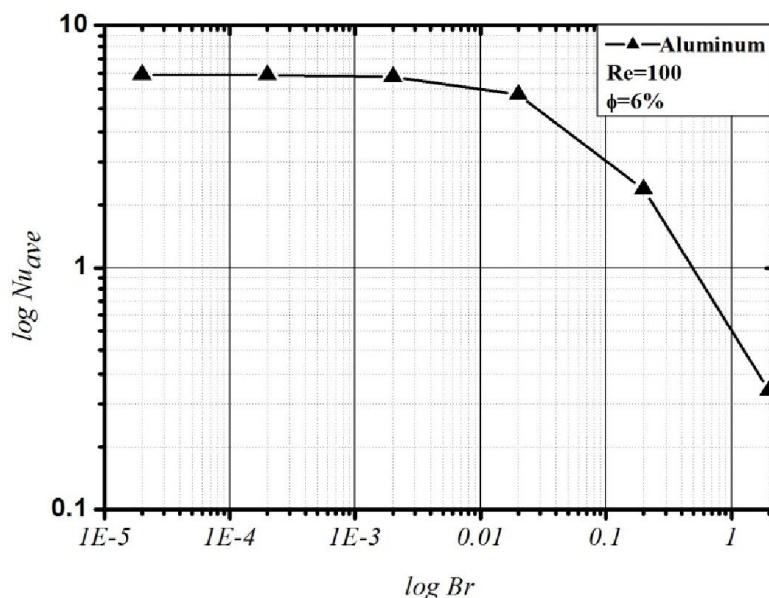


شکل ۳-۸: تغییرات فشار بدون بعد در طول میکروکانال با اعداد بریکمن در کسرهای حجمی مختلف و عدد رینولدز بالا (۱۲۰۰)

همان گونه که تصویر نشان می دهد بر خلاف مورد قبلی (عدد رینولدز پایین)، افت فشار در طول کانال در عدد بریکمن پایین کاهش می یابد. در تصاویر قبلی دیده شد که در عدد رینولدز بالا (۱۲۰۰) نمودار سرعت عرضی در منطقه توسعه یافته با عدد بریکمن تغییر می یابد که به همراه کاهش ویسکوزیته ناشی از افزایش دما می توانند سبب کاهش در تنش برشی وارده از طرف دیواره به سیال نانو شود. این مسئله موجب کاهش در افت فشار سیال نانو و همچنین افزایش سرعت در نزدیکی دیواره با کاهش عدد بریکمن خواهد شد.

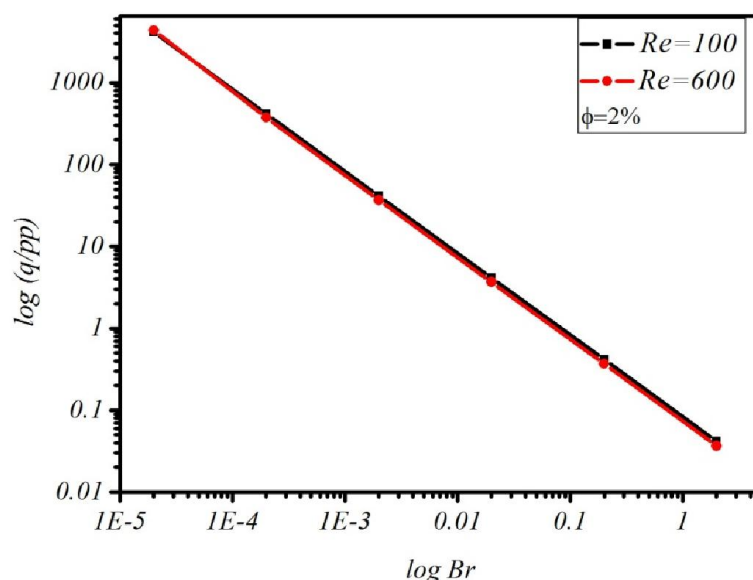
۳-۱-۸-۲- تأثیر عدد بریکمن بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو در میکروکانال

شکل ۳-۹ تغییرات لگاریتمی عدد بدون بعد ناسلت را با تغییر عدد بریکمن نشان می دهد. همان گونه که انتظار می رفت با افزایش عدد بریکمن در اعداد رینولدز ثابت، عدد ناسلت کاهش می یابد. علت این رفتار بالا رفتن مقاومت حرارتی سیستم ناشی از کاهش شار حرارتی ورودی به سیستم است. البته در اعداد رینولدز بالا که در بخش هیدرودینامیکی اشاره شد تغییرات نمودار سرعت محوری می تواند این فرایند را تشدید کند.



شکل ۳-۹: تغییرات لگاریتمی عدد بدون بعد ناسلت با اعداد بریکمن برای جنس های مختلف بستر

به منظور بررسی تاثیر همزمان عدد بریکمن بر حرارت دفع شده و توان مورد نیاز پمپ شاخص عملکرد به شکل نسبت حرارت دفع شده به توان مورد نیاز پمپ $\left(\frac{\dot{q}}{pp}\right)$ تعریف شده است. که در اینجا توان مورد نیاز پمپ به صورت ضرب شار حجمی ورودی در افت فشار $Q\Delta p$ تعریف می‌شود. شکل ۳-۱۰ تغییرات شاخص عملکرد را با افزایش عدد بریکمن نشان می‌دهد. در عدد رینولدز ثابت افزایش عدد بریکمن شاخص عملکرد را کاهش می‌دهد. این نسبت همان‌طور که نشان داده شده است مستقل از عدد رینولدز جریان است.

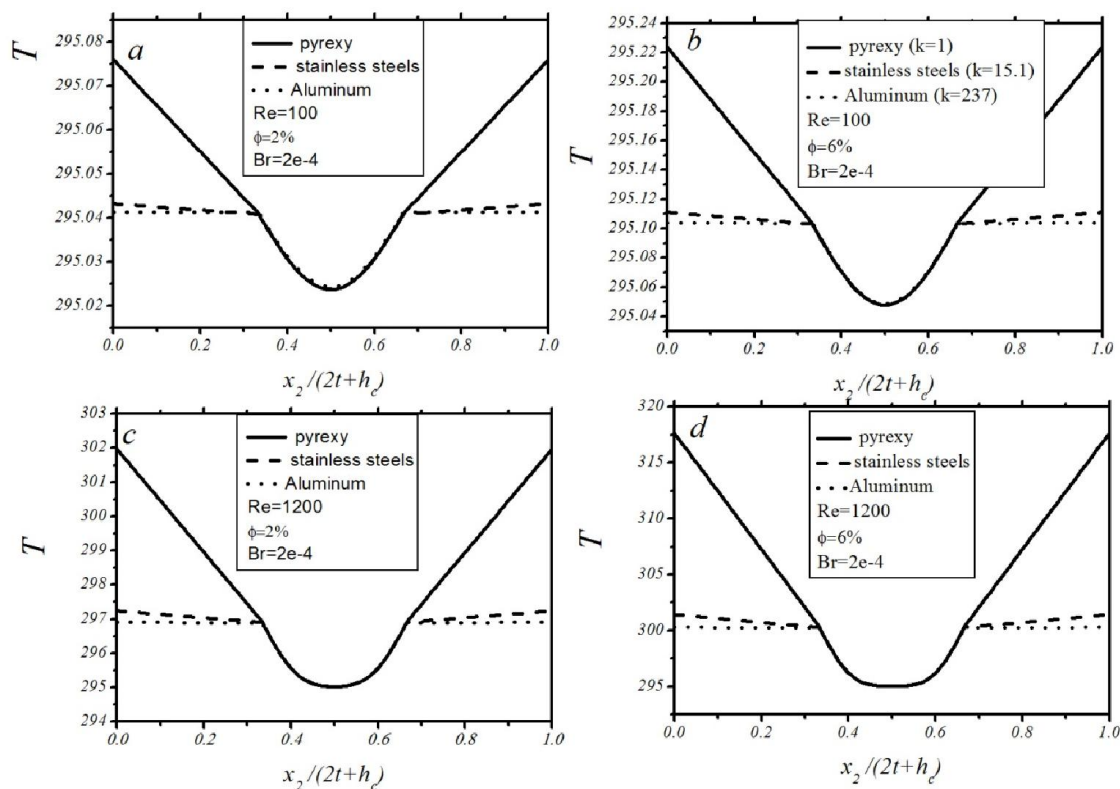


شکل ۳-۱۰: تغییرات شاخص عملکرد در برابر عدد بریکمن

۳-۱-۸-۳- تاثیر جنس بستر میکروکانال بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو

شکل ۳-۱۱ تغییرات دما در عرض کانال و دیواره را برای کانال‌هایی با جنس دیواره مختلف نشان می‌دهد. جنس دیواره کانال‌ها از پیرکس، استیل ضد زنگ و آلومینیوم هستند. این مواد دارای هدایت گرمایی متفاوتی هستند که می‌تواند بر روی شاخص‌های حرارتی کانال اثرگذار باشد. تغییر هدایت گرمایی دیواره میکروکانال تاثیر محسوسی بر روی دمای بالکی سیال ندارد درحالی‌که بیش‌ترین تغییرات در دیواره برای پیرکس که کمترین هدایت گرمایی را دارد اتفاق می‌افتد. بنابراین استفاده از

موادی با هدایت گرمایی بالا می‌تواند با کاهش دمای دیواره شرایط بهتری را در عملکرد حرارتی میکروکانال ایجاد نماید. برای یک عدد بریکمن مشخص ($10^{-4} \times 2$) با افزایش کسر حجمی ذرات در اعداد رینولدز پایین بر خلاف اعداد رینولدز بالا دمای دیواره تغییر محسوسی را نشان نمی‌دهد.

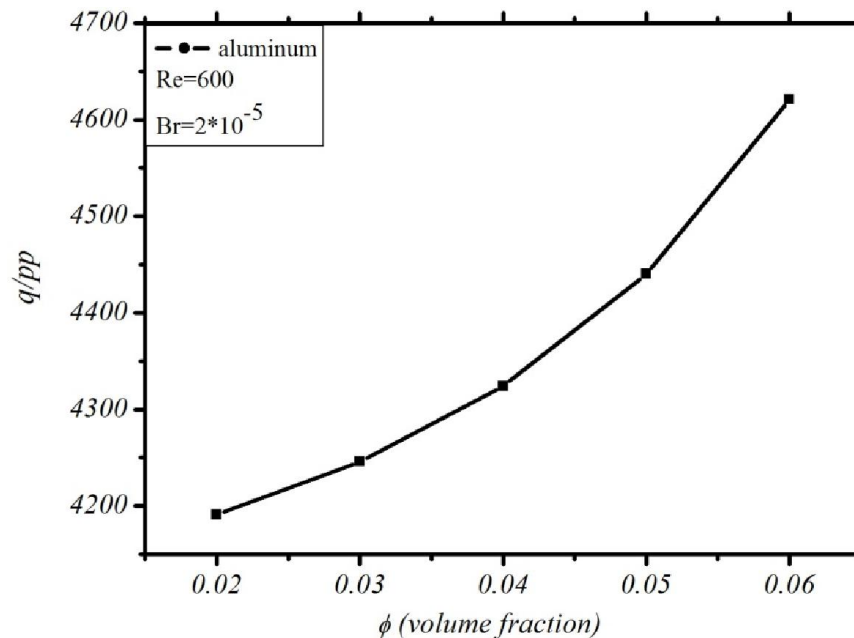


شکل ۳-۱۱: نمودار تغییرات دما در مقطع میکروکانال با جنس دیواره متفاوت

بنابراین کسر حجمی ذرات دمای دیواره را در رینولدزهای پایین تحت تاثیر قرار نمی‌دهد. با افزایش غلظت ذرات ویسکوزیته و به دنبال آن سرعت ورودی در یک عدد رینولدز ثابت افزایش می‌یابد. هر دو عوامل در یک عدد بریکمن ثابت، شار حرارتی را افزایش داده که موجب افزایش دمای دیواره می‌شود. با افزایش عدد رینولدز در عدد بریکمن ثابت شار حرارتی ورودی افزایش یافته و دمای دیواره را تحت تاثیر مقاومت حرارتی آن افزایش می‌دهد.

شکل ۳-۱۲ نشان‌دهنده افزایش شاخص عملکرد با افزایش ورود ذرات به سیال پایه در عدد رینولدز و عدد بریکمن ثابت است. در حقیقت این تصویر نشان‌دهنده این مطلب است که هر چند با

افزایش غلظت ذرات توان مورد نیاز پمپ افزایش می‌یابد ولی نرخ دفع حرارت با سرعت بیشتری افزایش خواهد یافت.



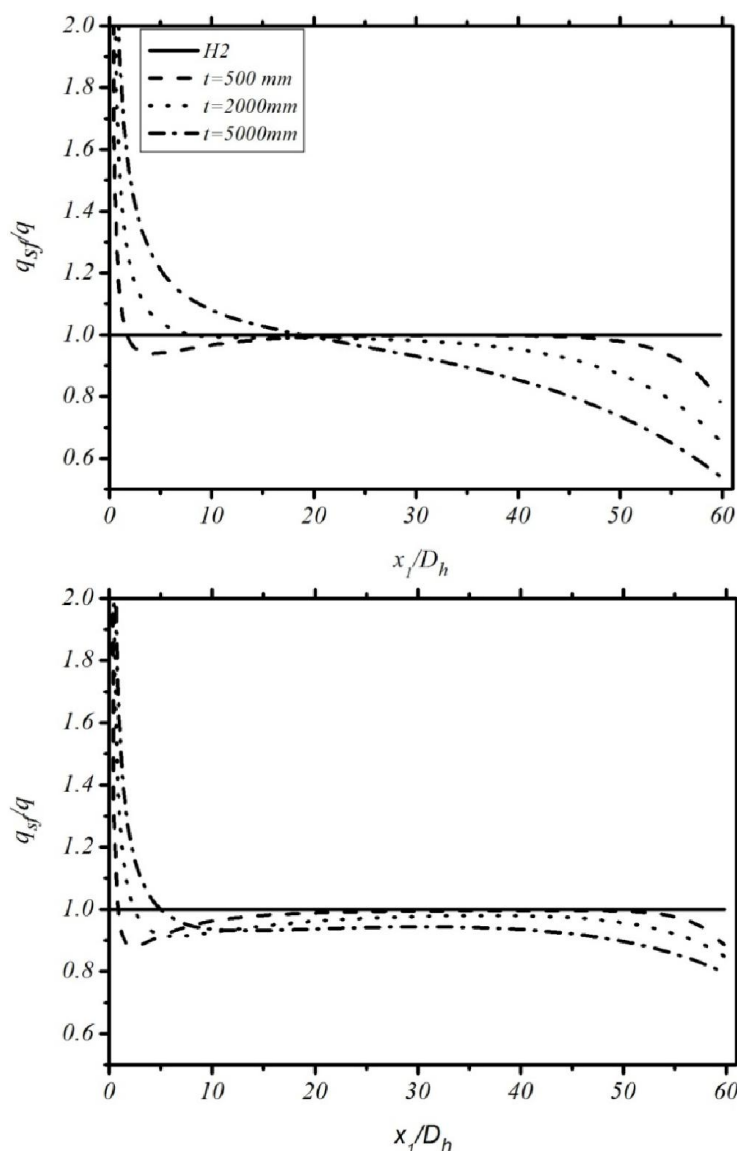
شکل ۳-۱۲: تغییرات شاخص عملکرد با افزایش کسر حجمی ذرات نانو

۳-۸-۱-۴-تاثیر ضخامت دیواره بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو در میکروکانال

به منظور مطالعه اثر ضخامت دیواره بر پارامترهای حرارتی شار حرارتی ثابت 80000 W/m^2 در ضخامت‌های بستر ۵۰۰، ۲۰۰۰ و ۵۰۰۰ میکرومتر، اعداد رینولدز ۱۰۰ و ۶۰۰ در نظر گرفته شده است. همان‌گونه که در شکل ۳-۱۳ نشان داده شده است، با در نظر گرفتن ضخامت دیواره در حل عددی، شرط مرزی شار ثابت ($H2$) بر روی دیواره از بین می‌رود. در واقع با در نظر گرفتن ضخامت دیواره شار حرارتی یکنواخت بر روی مرز جامد - سیال از بین می‌رود. علت این نوع رفتار پدیده مصطلح هدایت محوری^۱ در میکروکانال‌ها است که در تحقیق حاضر در نظر گرفته شده است.

^۱axial conduction effect

هدایت محوری در کانال‌هایی که درجه بزرگی ضخامت دیواره در قیاس با عرض جریان قابل توجه است دارای اهمیت می‌باشد. در واقع انحراف از شار حرارتی یکنواخت نشان دهنده غلبه انتقال حرارت هدایتی محوری بر هدایت عرضی است. همان‌گونه که در اشکال مشخص است دو ناحیه ورودی و ناحیه نزدیک به خروجی میکروکانال می‌تواند به شدت تحت تاثیر هدایت محوری قرار گیرد.



شکل ۳-۱۳: تغییرات محوری شار حرارتی نسبی بر روی مرز مشترک جریان-جامد برای ضخامت‌های مختلف دیواره $k_s=273$ (a) $Re=100$ (b) $Re=600$

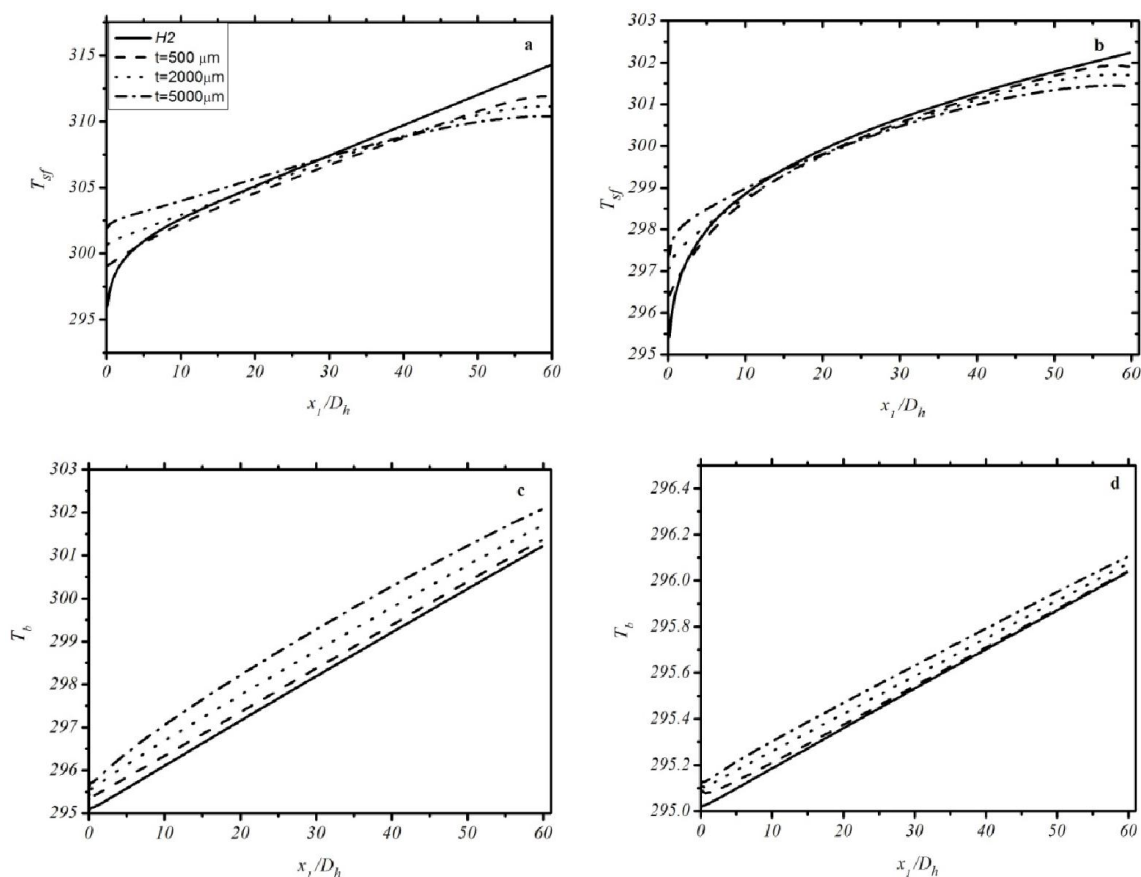
در ناحیه در حال توسعه به سبب بالا بودن ضریب محلی انتقال حرارت جابجایی و همچنین پایین بودن دما میزان قابل توجهی از انرژی حرارتی وارد شده به سمت این ناحیه از طریق دیواره

میکروکانال منتقل می‌شود. چنین گرایی به تدریج با توسعه جریان رو به زوال می‌گذارد. واضح است که جابجایی طبیعی در حفره ورودی در برابر جریان جابجایی اجباری قادر به جذب مقدار قابل توجهی از انرژی حرارتی نیست. مقطع ابتدایی محوری که نزدیک حفره ورودی است با شار حرارتی پایین نشان دهنده قابل توجه بودن هدایت محوری در برابر هدایت عرضی است. سپس شار حرارتی شروع به افزایش در جهت محوری کرده و در میانه میکروکانال به مقدار ثابتی می‌رسد (برای ضخامت‌های کم ($t=500$)). علت این است که در این قسمت جریان توسعه یافته و اتلافات حرارت از انتها به حفره‌ها و همچنین ضخامت دیواره کافی جهت هدایت محوری حرارت به قسمت‌های انتهایی وجود ندارد. در نتیجه هیچ منبعی جهت تشدید هدایت محوری وجود نداشته و شار حرارتی یکنواختی خود را حفظ می‌کند.

در مقابل برای میکروکانال‌هایی با دیواره ضخیم‌تر، غیریکنواختی در شار حرارتی محوری به قسمت‌های میانی گسترش پیدا می‌کند. و در نتیجه شار حرارتی در امتداد میکروکانال روند کاهشی را در پیش می‌گیرد. در مورد اخیر هدایت محوری موثرتر باعث انتقال حرارت در جهت مخالف جریان سیال می‌شود. البته انتظار می‌رود که حرارت به ناحیه‌ای با دمای پایین‌تر در قسمت ابتدایی میکروکانال انتقال یابد. سپس حرارت از این ناحیه و از طریق دیواره میکروکانال وارد سیال نانو شود. این نوع رفتار می‌تواند باعث خنک‌تر شدن بخش‌های انتهایی بستر که دما بالاتر است شده و مقاومت حرارتی کلی را کاهش دهد.

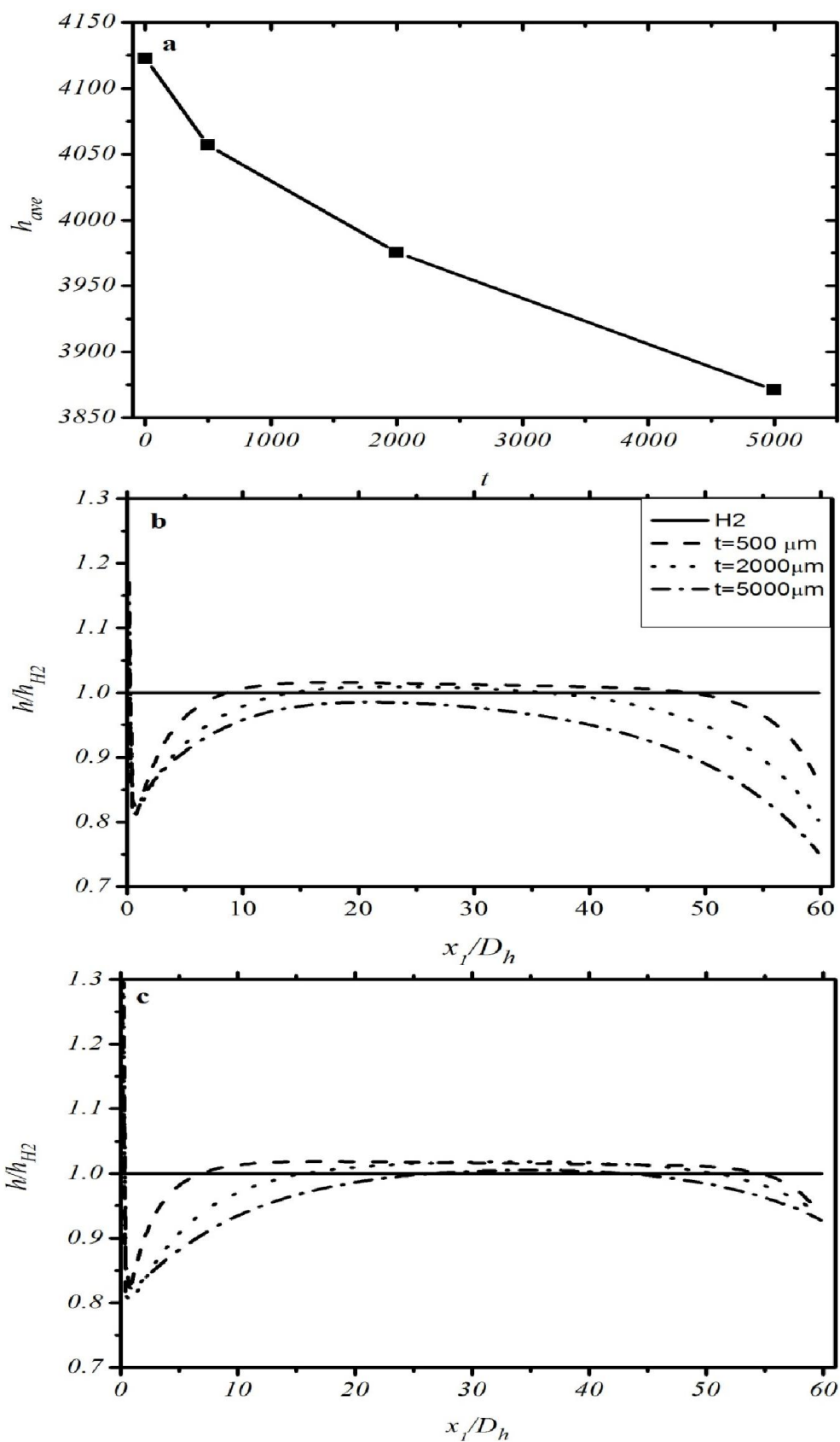
همان‌گونه که در شکل ۳-۱۴ (a) و (b) نشان داده شده است با افزایش ضخامت دیواره، دمای مرز جامد-سیال به سمت یکنواختی بیش‌تر میل می‌کند. از طرف دیگر عدد ناسلت با شرایط مرزی دما ثابت کمتر از مقدار آن با شرایط مرزی شار ثابت است. بنابراین انتظار می‌رود ضریب انتقال حرارت متوسط با افزایش ضخامت دیواره به طوری که در شکل ۳-۱۵ (a) نشان داده شده است تغییر کند. چنین کاهشی در ضریب انتقال حرارت جابجایی ناشی از تغییر در شرایط حرارتی مرز جامد - سیال

است. همچنین همان طور که در شکل ۳-۱۴ (c) و (d) نشان داده شده است با افزایش ضخامت دیواره کانال دمای بالکی نیز افزایش می یابد. با افزایش ضخامت بستر، مقاومت حرارتی میکروکانال افزایش یافته و همچنین در اثر هدایت محوری شار حرارتی بیشتری از قسمت ابتدایی کانال وارد جریان شده و دما بالکی را افزایش می دهد.



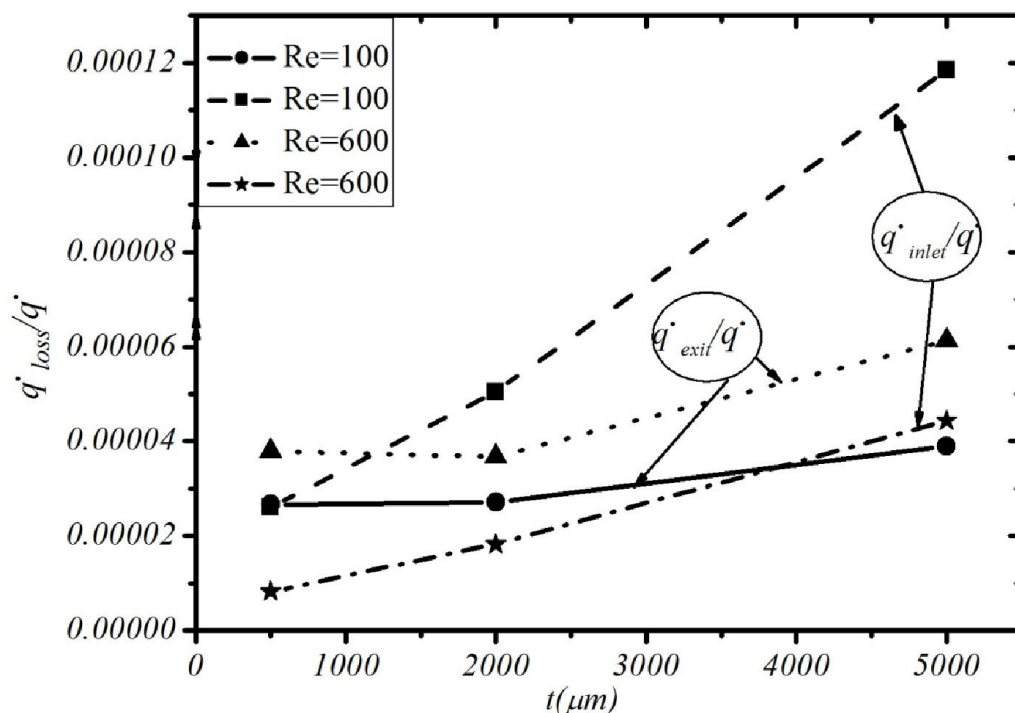
شکل ۳-۱۴: تغییرات محوری دمای مرز جامد - سیال و دمای بالکی سیال نانو برای ضخامت های مختلف دیواره $\phi=0$.
 $k_s=273$ (a) و $Re=100$ (c) و $Re=600$ (b) و (d)

شکل ۳-۱۵ ضریب انتقال حرارت متوسط (شکل ۳-۱۵(a)) و نرمال شده محلی نسبت به میکروکانال بدون دیواره (شکل ۳-۱۵(b) و (c)) را نشان می دهد. از شکل مشخص است که تاثیر کلی افزایش ضخامت کانال کاهش ضریب انتقال حرارت متوسط است. این رفتار می تواند توسط دو عامل ناشی از هدایت محوری تفسیر شود: ۱- افزایش در اتلافات انتهایی از طریق جابجایی به حفره ها (شکل ۳-۱۶). ۲- یکنواختی بیش تر در تغییرات محوری دمای مرز جامد-سیال.



شکل ۳-۱۵: (a) تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط و ضخامت دیوار با تغییرات ضریب انتقال حرارت محوری برای ضخامت‌های مختلف بستر (b) $Re=100$ و (c) $Re=600$

در واقع سهم بیشتری از دفع حرارت از طریق اتلافات انتهایی اتفاق می افتد. هرچند تاثیر کلی ضخامت کانال کاهش ضریب انتقال حرارت متوسط است، اما ضریب انتقال حرارت نرمال شده محلی در بخش های میانی بالاتر از عدد واحد است که این نوع رفتار ناشی از تغییرات حرارتی در اثر هدایت محوری است.



شکل ۳-۱۶: تغییرات اتلافات انتهایی با ضخامت بستر میکروکانال

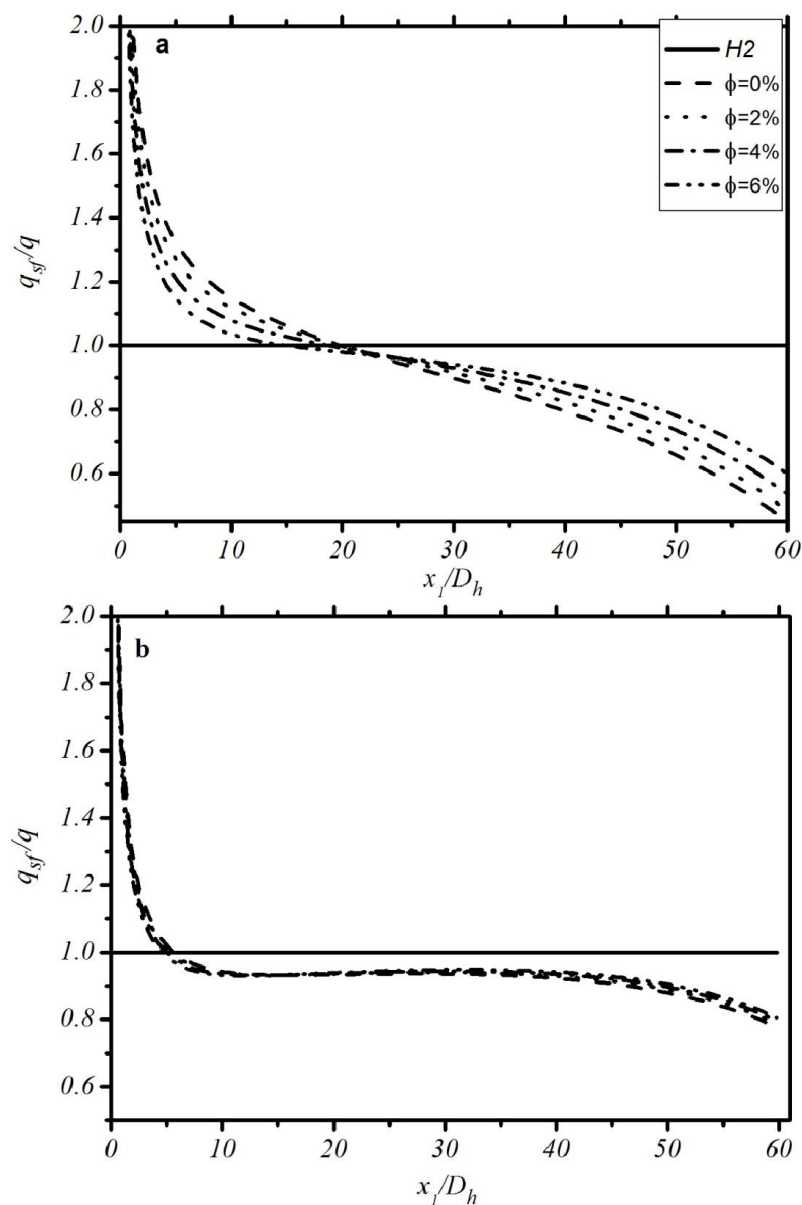
در بخش هایی که تحت تاثیر هدایت محوری قرار می گیرد ضریب انتقال حرارت کاهش می یابد. در قسمت میانی نتیجه تغییرات در شرایط حرارتی افزایش ضریب انتقال حرارت نرمال شده محلی است. به طور کلی در قسمت میانی شرایط حرارتی به سمت شرایط میکروکانالی بدون در نظر گرفتن ضخامت دیواره (H2) میل می کند. در واقع همان طور که قبلا دیده شد هدایت محوری در این ناحیه تاثیر کمتری را خواهد داشت. عدد رینولدز ضریب انتقال حرارت نرمال شده محلی را افزایش می دهد. اتلافات انتهایی کمتر که در شکل ۳-۱۶ نیز نشان داده شده و یکنواختی بیش تر شار حرارتی محوری (شکل ۳-۱۳) (b) می توانند از دلایل این رفتار باشند. بنابراین در اعداد رینولدز بالا به علت یکنواختی

بیشتر در شار حرارتی محوری در مرز جامد - سیال تاثیر وجود دیواره و هدایت محوری نسبت به حالت شار ثابت کمتر می شود.

۲-۸-۱-۵- تاثیر کسر حجمی ذرات نانو بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو در میکروکانال

تغییرات محوری شار حرارتی بر روی مرز جامد - سیال برای غلظت های مختلف ذرات در

شکل ۳-۱۷ نشان داده شده است.



شکل ۳-۱۷: تغییرات محوری شار حرارتی نسبی بر روی مرز جامد - سیال نانو برای کسر حجمی مختلف ذرات

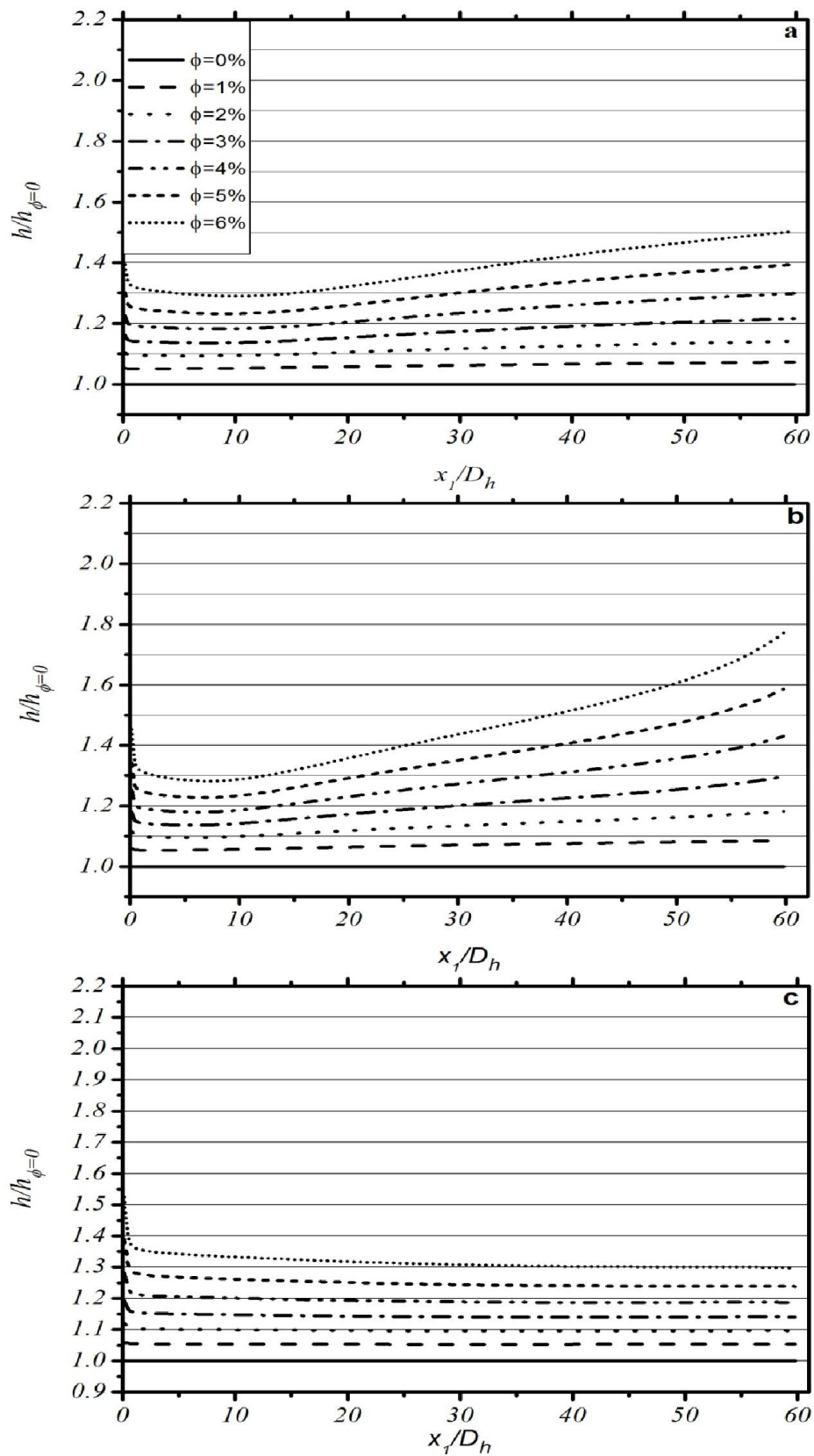
Re=۶۰۰ (b) Re=۱۰۰ t=۵۰۰۰ μm

کسر حجمی ذرات نانو برای $Re=100$ (شکل ۳-۱۷(a))، تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر روی هدایت محوری دیواره دارد. افزایش کسر حجمی به یکنواختی بیش‌تر شار حرارتی بر روی مرز مشترک منتهی شده است. در واقع با افزایش کسر حجمی ذرات و در نتیجه افزایش انتقال حرارت جابجایی جریان سیال، هدایت محوری کاهش می‌یابد که نتیجه آن یکنواختی بیش‌تر شار حرارتی است.

برای سیال پایه، انرژی حرارتی بیش‌تری از طریق هدایت محوری در دیواره به سمت نواحی با دمای پایین‌تر در ابتدای کانال منتقل شده و یکنواختی شار حرارتی محوری را در مقایسه با سیال نانو کاهش می‌دهد. این رفتار می‌تواند باعث تضعیف انتقال حرارت جابجایی شود.

به‌طور کلی برای اعداد رینولدز بالاتر ($Re=600$)، یکنواختی بیش‌تری در شار حرارتی بر روی مرز جامد - سیال مشاهده می‌شود. که علت آن افزایش انتقال حرارت جابجایی در اعداد رینولدز بالاتر است. این رفتار همان‌طور که در شکل ۳-۱۸(c) نشان داده شده است باعث یکنواختی محوری بیش‌تر در ضریب انتقال حرارت جابجایی خواهد شد. همچنین در اعداد رینولدز بالاتر تغییرات محسوسی در شرایط مرزی سیال - جامد با ورود ذرات درون سیال پایه مشاهده نمی‌شود و به علت بالا بودن میزان بزرگی انتقال حرارت جابجایی به شار ورودی، ورود ذرات به سیال پایه قادر به تغییر قابل توجهی در هدایت محوری نیست.

شکل ۳-۱۸ تغییرات محوری ضریب انتقال حرارت نرمال شده نسبت به سیال پایه را به صورت تابعی از غلظت ذرات مختلف نشان می‌دهد. در اعداد رینولدز پایین‌تر جایی که درجه بزرگی مومنتوم به شار حرارتی کم است ($Re=100$)، تغییرات ضریب انتقال حرارت نرمال شده پایین دست جریان غیریکنواخت می‌شود (شکل ۳-۱۸(a) و (b)). افزایش در ضریب هدایت حرارتی سیال ناشی از افزایش دما در پایین‌دست جریان می‌تواند دلیل عمده این رفتار باشد. برای شکل ۳-۱۸(b)، هدایت محوری بستر نیز این غیریکنواختی را افزایش می‌دهد.

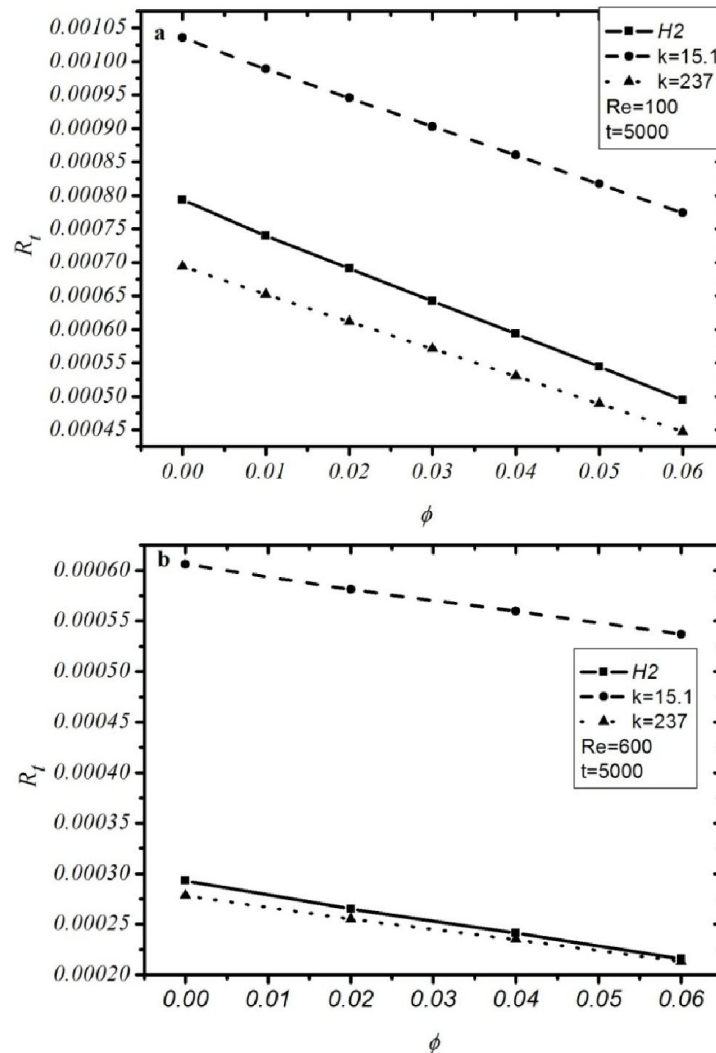


شکل ۳-۱۸: تغییرات محوری ضریب انتقال حرارت نسبی برای کسرهای حجمی مختلف ذرات (a) $Re=100$ و (b) $Re=100$ ، $d=5000 \mu m$ و (c) $Re=600$

مقایسه شکل ۳-۱۸ (a) و (b) نشان دهنده این واقعیت است که تاثیر ورود ذرات بر روی ضریب انتقال حرارت نرمال شده در حضور تاثیرات دیواره و هدایت محوری اهمیت بیشتری دارد. علت این نوع رفتار، تغییر شرایط حرارتی مرز جامد - سیال در نتیجه ورود ذرات است که با حذف اثرات دیواره وجود ندارد. با افزایش کسر حجمی ذرات، ضریب انتقال حرارت محوری نرمال شده در پایین دست جریان حالت غیریکنواخت داشته در حالی که برای کسر حجمی ذرات کمتر یکنواخت می شود. به طور کلی با افزایش کسر حجمی ذرات تغییرات شار حرارتی روی مرز مشترک جامد - سیال یکنواخت تر شده و باعث افزایش ضریب انتقال حرارت محوری نرمال شده نسبت به حالتی که دیواره در نظر گرفته نمی شود خواهد شد. چنین رفتاری در اعداد رینولدز بالاتر که درجه بزرگی مومنتوم در مقایسه با انرژی حرارتی قابل توجه است مشاهده نمی شود. در واقع برای اعداد رینولدز بالا، یکنواختی برای همه کسرهای حجمی وجود خواهد داشت (شکل ۳-۱۸ (c)). این یکنواختی ناشی از کاهش تاثیر هدایت محوری در دیواره و همچنین کاهش تغییرات محوری ضریب هدایت حرارتی سیال نانو در اثر تغییرات دما است. به طور خلاصه برای اعداد رینولدز پایین و در حضور بستر، تاثیر ورود ذرات نانو قابل توجه خواهد بود. در اعداد رینولدز پایین بزرگی انتقال حرارت جابجایی در مقایسه با هدایت محوری در دیواره پایین بوده و درچنین شرایطی هدایت محوری به غلظت ذرات وابستگی بیشتری دارد. مقاومت حرارتی میکروکانال به عنوان تابعی از غلظت ذرات برای جنسهای مختلف بستر در شکل ۳-۱۹ نشان داده شده است. به طور کلی مقاومت حرارتی با افزایش غلظت ذرات کاهش می یابد. به طور کلی بسترهایی با هدایت حرارتی پایین ($k_s=15/1$) مقاومت حرارتی بالاتری را نسبت به حالتی که دیواره در نظر گرفته نمی شود نشان می دهند. در حالی که برای دیوارههایی با هدایت گرمایی بالاتر میزان آن از حالت بدون دیواره مرجع کمتر است.

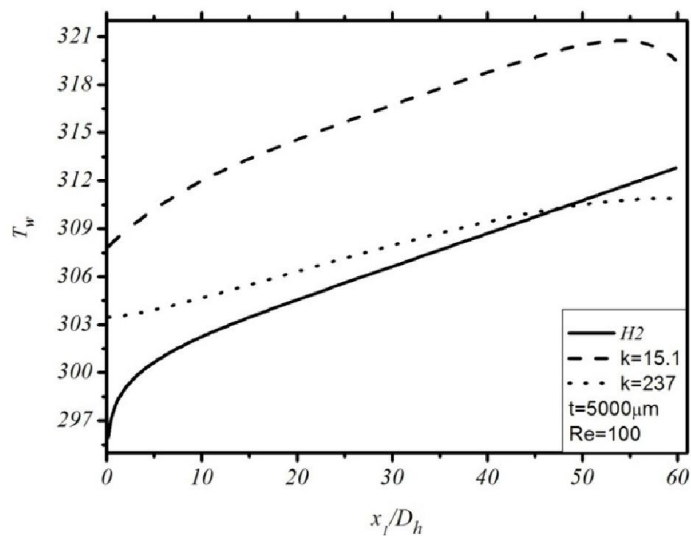
علت این رفتار این است که بستر میکروکانالهایی با هدایت حرارتی بالا تحت تاثیر اتلافات انتهایی و انتقال حرارت هدایت محوری در جهت مخالف جریان اصلی قرار گرفته و در نتیجه دمای

بیشینه بستر که در نواحی انتهایی اتفاق می افتد در مقایسه با حالت بدون دیوار کاهش می یابد (شکل ۳- ۲۰).

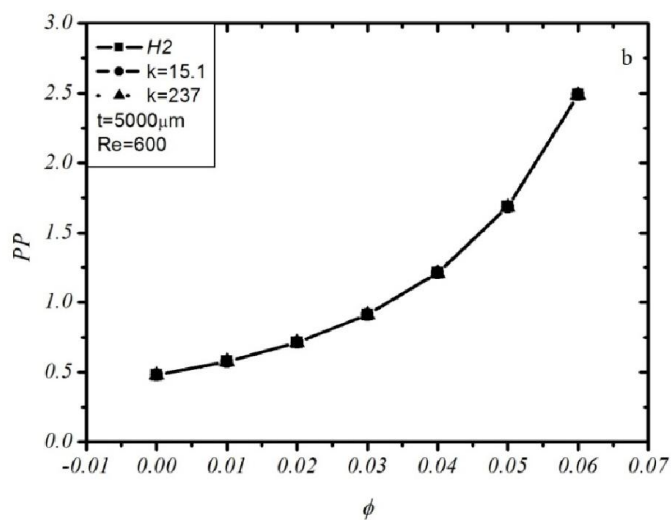
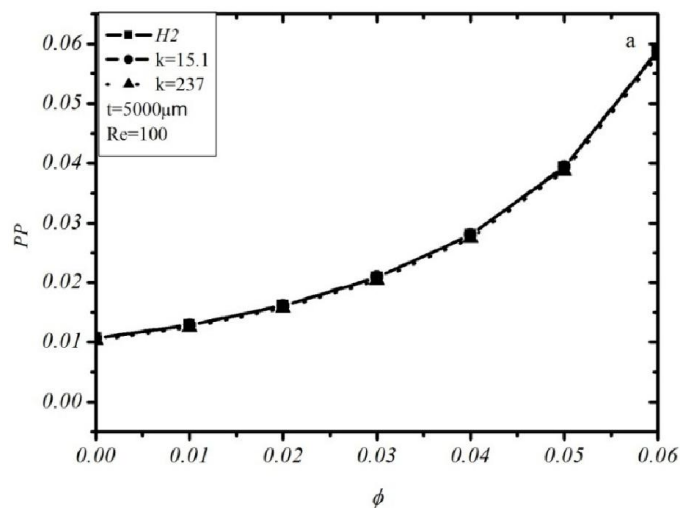


شکل ۳- ۱۹: تغییرات مقاومت حرارتی کلی با کسر حجمی مختلف ذرات

به طور کلی برای $Re=600$ ، مقاومت حرارتی کم شده است ولی در مقایسه با $Re=100$ نشان می دهد که تاثیر حضور دیوار کاهش یافته و باعث نزدیکی مقاومت حرارتی میکروکانال در مقایسه با حالت بدون دیوار آن می شود. علت این امر کاهش تاثیرات هدایت محوری در رینولدزهای بالای جریان در مقایسه با جابجایی حرارتی است.

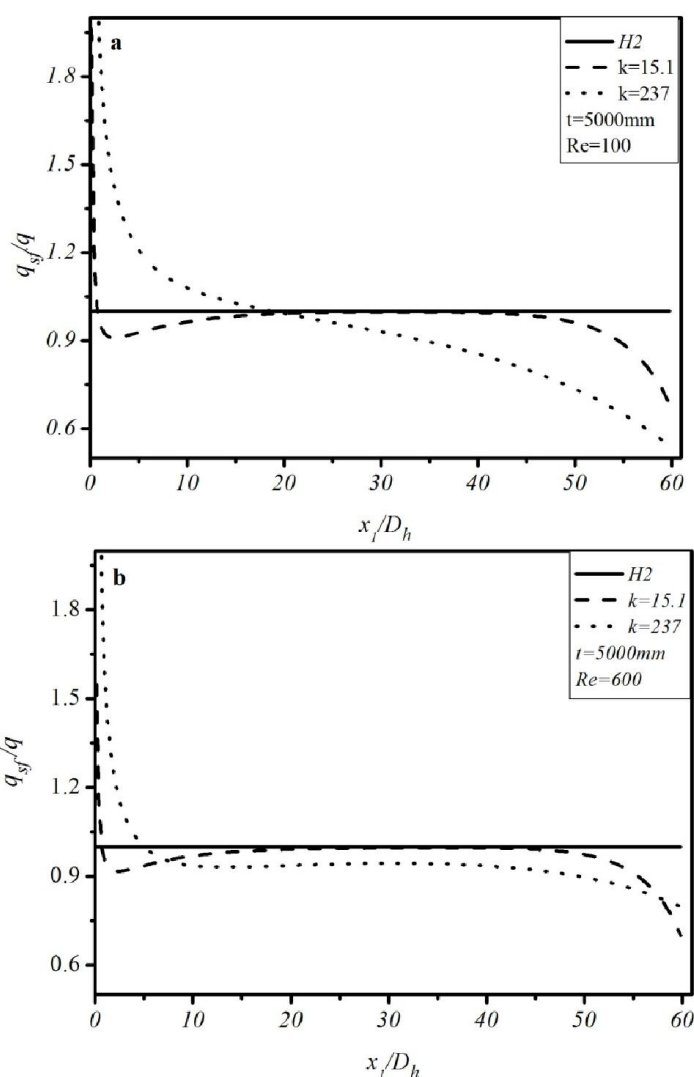


شکل ۳-۲۰: تغییرات محوری دمای دیواره برای $t=5000 \mu m$ و $Re=100$



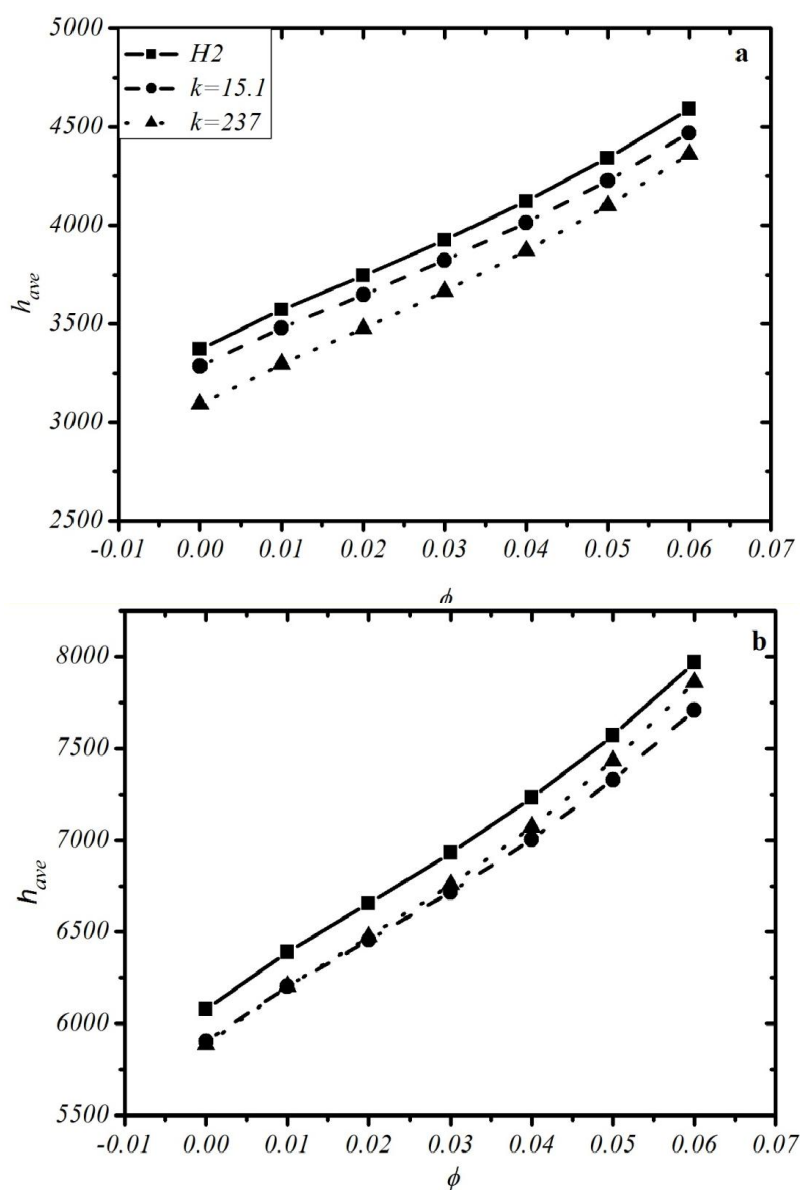
شکل ۳-۲۱: تغییرات توان مصرفی پمپ با کسر حجمی ذرات نانو ($t=5000 \mu m$) (a) $Re=100$ (b) $Re=600$

در بسترهایی با هدایت گرمایی پایین، صرفاً یک مقاومت در برابر انتقال حرارت ایجاد خواهد شد. شکل ۳-۲۱ تاثیر ورود ذرات به سیال پایه بر توان مورد نیاز پمپ را برای اعداد رینولدز مختلف نشان می‌دهد. همچنین مشخص است که جنس بستر تاثیری بر توان مورد نیاز پمپ ندارد. در حقیقت تغییرات حرارتی در میکروکانال از جمله هدایت محوری و شرایط حرارتی در مرز جامد - سیال بر روی توان مورد نیاز پمپ اثری ندارد. از طرف دیگر عدد رینولدز و غلظت ذرات تاثیر افزایشی بر روی این شاخص دارند. شیب این تغییرات با افزایش ورود ذرات افزایش می‌یابد ($\phi=6\%$) که ناشی از افزایش ویسکوزیته و مومنتوم ورودی در رینولدز ثابت است.



شکل ۳-۲۲: تغییرات محوری شار حرارتی نسبی بر روی مرز جامد - سیال نانو برای جنس مختلف بستر میکروکانال $t=5000\mu m$ (a) $Re=100$ (b) $Re=600$

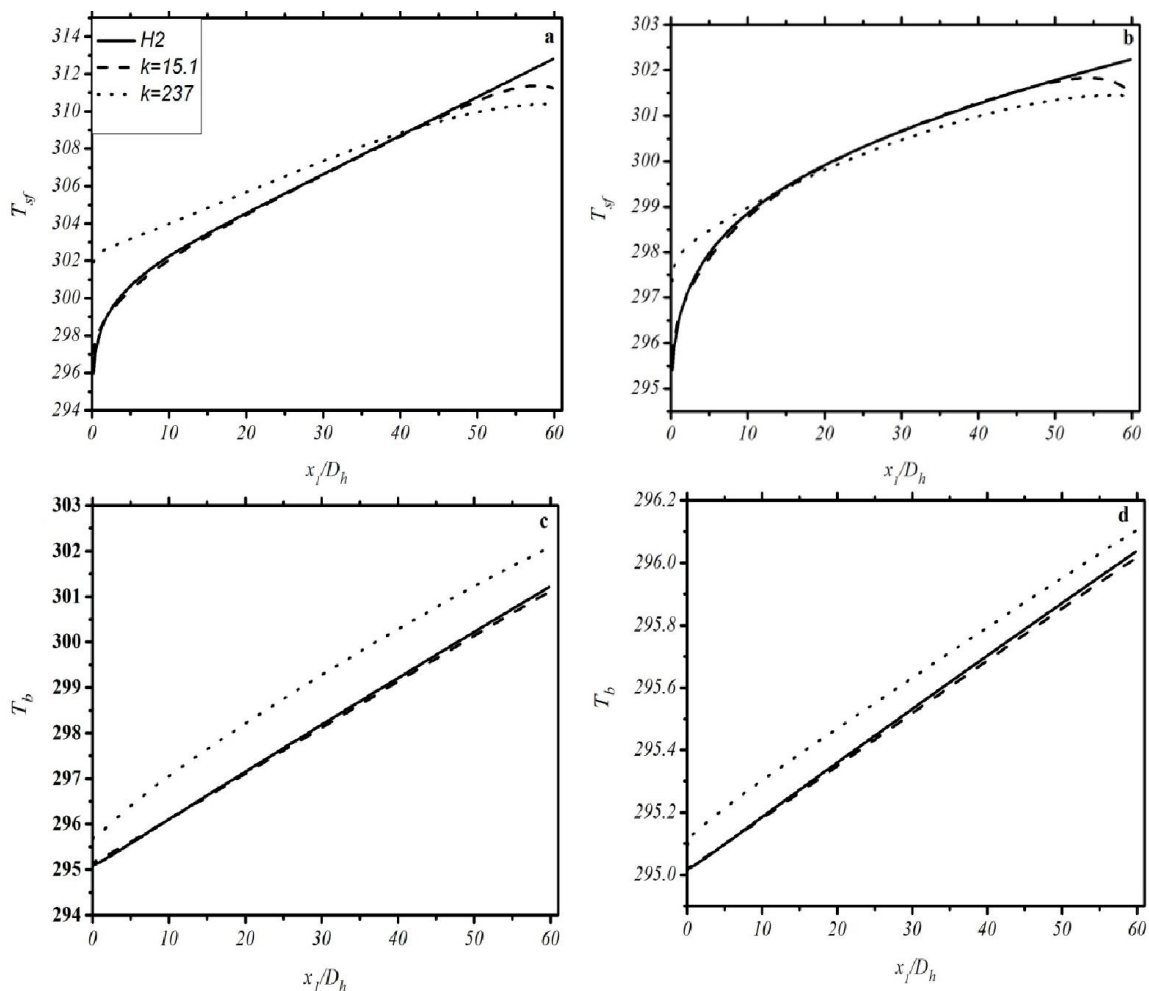
تغییرات محوری شار حرارتی بر روی مرز جامد - سیال جنس‌های مختلف بستر در شکل ۳-۲۲ (a) نشان داده است. جنس بستر تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر روی هدایت محوری دیواره دارد. هدایت محوری برای بسترهایی با ضریب هدایت گرمایی بالاتر افزایش یافته و تغییرات پیوسته‌ای را در شار حرارتی روی مرز جامد - سیال بوجود می‌آورد. چنین تغییراتی که در رابطه با ضخامت بستر دیده شد سبب کاهش ضریب انتقال حرارت جابجایی می‌شود. تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط با افزایش کسر حجمی ذرات در شکل ۳-۲۳ نشان داده شده است.



شکل ۳-۲۳: تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط با کسر حجمی ذرات نانو ($t=5000\mu m$) (a) $Re=100$ (b)

$Re=600$

شکل به وضوح نشان می‌دهد که با در نظر گرفتن دیواره ضریب انتقال حرارت متوسط کاهش می‌یابد. در $Re=100$ ، نزدیکی شرایط مرزی سیال-جامد به حالت شار یکنواخت در میکروکانالی با هدایت گرمایی پایین جنس بستر (کل ۳-۲۴)، ضریب انتقال حرارت را افزایش می‌دهد. در حالی که برای $Re=600$ تاثیر جنس بستر به ویژه در کسرهای حجمی پایین کاهش می‌یابد. در رینولدزهای بالا انتقال حرارت جابجایی در برابر هدایت محوری تقویت شده و باعث می‌شود تاثیر هدایت عرضی و عمود بر جریان اصلی تقویت شود. در حقیقت با کاهش هدایت محوری شار یکنواخت تری روی مرز جامد-سیال شکل خواهد گرفت.



کل ۳-۲۴: تغییرات محوری دمای مرز مشترک سیال و دیواره (a) $Re=100$ (b) $Re=600$ و بالکی (c) $Re=100$ (d) $Re=600$ برای جنس مختلف بستر و شار حرارتی یکنواخت ($\phi=4\%$, $t=5000 \mu m$)

در چنین شرایطی استفاده از بسترهایی با هدایت گرمایی بالاتر مقاومت حرارتی را کاهش داده و سبب تقویت ضریب انتقال حرارت متوسط به ویژه در کسرهای حجمی بالاتر می شود. همچنین تاثیر جنس بستر بر روی دمای بالکی در کل ۳- ۲۴ (c) و (d) نشان داده شده است.

دیده می شود که برای بستر میکروکانالهایی با هدایت گرمایی پایین ($k_s=15/1$) دمای بالکی به حالت دمای بالکی شار ثابت نزدیک می شود درحالی که برای مقادیر بالاتر هدایت گرمایی بستر دمای بالکی در ورودی میکروکانال افزایش یافته و در طول میکروکانال با شیب نسبتاً ثابتی افزایش می یابد. این مسئله به علت افزایش هدایت محوری و انتقال قابل توجهی از انرژی حرارتی به سیال در ورودی کانال است.

فصل چہارم

تحلیل ابعادی

۴-۱- مقدمه

در علوم مکانیک سیالات و انتقال حرارت اغلب پدیده‌ها به متغیرهای زیادی وابسته‌اند. در نتیجه تجزیه و تحلیل آنها با استفاده از نمونه اصلی و تعداد زیاد متغیرها، کار پرهزینه و وقت‌گیری است. این مسئله با استفاده از آنالیز ابعادی قابل حل است. بدین ترتیب که به جای استفاده از تمامی متغیرها، اعداد بدون بعد مربوطه را بدست آورده و آنها را معیار مطالعه قرار می‌دهیم. در چنین شرایطی می‌بایستی که متغیرهای موثر در پدیده فیزیکی مورد نظر شناخته شده باشد. به این ترتیب تعداد آزمایش‌های لازم به منظور تعیین رابطه بین متغیرها کمتر شده و غالباً نوع آزمایش‌ها نیز ساده‌تر می‌شوند. به هر حال با استفاده از آنالیز ابعادی می‌توان پدیده‌ها را به صورت رابطه‌ای بین چند گروه بی‌بعد که تعدادشان کمتر از تعداد متغیرهای اولیه است نشان داد.

به هر کمیتی که می‌سنجیم یا محاسبه می‌کنیم، بعدی نسبت داده شده است. هر کمیت را می‌توان بر حسب یکاهای متفاوتی بیان کرد، اما این کار بعد کمیت را عوض نمی‌کند. با توجه به کمیت‌های بنیادی (مثل طول، زمان و ...) می‌توانیم مجموعه‌ای از ابعاد بنیادی را بر اساس استانداردهای مستقل، انتخاب کنیم. در میان کمیت‌های مکانیکی، جرم، طول، زمان، دما مستقل از یکدیگرند و کمیت‌های دیگر را می‌توان بر حسب آنها بیان کرد. بنابراین چنین کمیت‌هایی به عنوان ابعاد بنیادی در نظر گرفته می‌شوند. کمیت‌های بنیادی جرم، طول، زمان و دما به ترتیب با M ، L ، T و θ نشان داده می‌شوند. در هر معادله‌ای لازم است که بعد کمیت‌های دو طرف معادله یکسان باشد. تحلیل ابعادی از طریق نوعی فشرده‌کردن متغیرها، به رفع پیچیدگی و کاستن از تعداد متغیرهای تجربی موثر روی یک پدیده معین فیزیکی منجر می‌شود.

۴-۲- قضیه پی باکینگهام^۱

این قضیه را برای اولین بار پی باکینگهام در سال ۱۹۱۴ پیشنهاد کرد. نام پای به معنای حاصلضرب متغیرها گرفته شده است. گروه‌های بی‌بعد یافته شده توسط این روش حاصلضرب‌هایی توانی هستند. در این روش می‌توان پای‌ها را سلسله‌وار پیدا کرد. این قضیه شامل دو بخش است: بخش اول بیانگر کاهش تعداد متغیرهای یک پدیده فیزیکی است. این پدیده شامل n متغیر ابعادی است و می‌توان آن را به یک رابطه بین تنها p متغیر بی‌بعد کاهش داد. اگر r تعداد ابعاد مستقل، پایه یا اساسی موثر بر یک پدیده فیزیکی باشد، تعداد متغیرهای بدون بعد را حداقل به $p=n-r$ ، کاهش می‌یابد. بخش دوم چگونگی یافتن متغیرهای بدون بعد را بررسی می‌کند.

اگر $a_1, a_2, \dots, a_n$ متغیرهای ابعادی و $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p$ گروه‌های بدون بعد باشند. با استفاده از روابط زیر تعریف می‌شوند.

$$\begin{aligned} a_1 &= f(a_2, a_3, \dots, a_n) \\ \Pi_1 &= f'(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_p) \end{aligned} \quad (۴-۱)$$

برای کمیت‌های فیزیکی مختلف (متغیرهای ابعادی) ماتریس دیمانسیون را تشکیل می‌دهیم.

$$\begin{bmatrix} a_1 & a_2 & a_3 & . & . & . & a_n \\ M & & & & & & . \\ L & & & & & & . \\ T & & & & & & . \\ . & & & & & & . \\ . & & & & & & . \\ . & & . & . & . & . & . \end{bmatrix}$$

متغیرهای تکراری (که تعداد آن برابر با ابعاد اصلی موجود در متغیرها است) را طوری انتخاب می‌کنیم که تمامی ابعاد اصلی در آنها وجود داشته و دارای تنوع در مشخصه‌های پدیده فیزیکی باشند

^۱Buchingham pi theory

(هندسه، نوع سیال، جریان و غیره). سپس هر کدام از متغیرهای دیگر را جداگانه در این متغیرهای تکراری با توان مجهول ضرب کرده و توان مجهول را به گونه‌ای که نمای هر یک از ابعاد برابر با ۰ باشد، بدست می‌آوریم.

۳-۴- آنالیز ابعادی پژوهش حاضر

همان‌گونه که گفته شد به منظور یافتن پارامترهای بدون بعد موثر بر جریان سیال و انتقال حرارت و کاهش تعداد آزمایش‌ها، از تحلیل ابعادی استفاده شده است. ابتدا با جستجو در تحقیق‌های گذشته و نتایج اولیه آزمایش عوامل بعددار موثر بر جریان سیال و انتقال حرارت بدست آورده شده‌اند.

۳-۴-۱ عوامل موثر بر جریان سیال

در این بخش به بررسی عوامل موثر بر افت فشار درون میکروکانال پرداخته می‌شود. قطر هیدرولیکی مجرای منفرد (D_h)، سرعت در کانال‌ها (u)، چگالی موثر سیال (ρ_{eff})، ویسکوزیته موثر (μ_{eff})، ارتفاع زبری‌ها (h_R)، طول میکروکانال (l)، قطر ذرات (d_p) و درصد وزنی ذرات (wt) از عوامل موثر بر افت فشار جریان سیال نانو هستند. این رابطه به شکل ریاضی زیر نوشته می‌شود:

$$\Delta p = f(D_h, u, \rho_{eff}, \mu_{ef}, h_R, l, d_p, wt) \quad (۳-۴)$$

که می‌توان این متغیرهای بعددار را به شکل گروه‌های بدون بعد در آورد.

$$\Pi_1 = f_1(\Pi_2 \Pi_3 \dots \Pi_6) \quad (۳-۴)$$

در اینجا با توجه به اینکه ۳ بعد اصلی در متغیرهای بعددار وجود دارد، ۳ متغیر تکراری ($r=3$) را انتخاب می‌کنیم که شامل هر سه بعد اصلی هستند. متغیرهای تکراری نشان‌دهنده مشخصه سیال،

چگالی موثر (ρ_{eff})، مشخصه جریان، سرعت (u) و مشخصه هندسی، قطر هیدرولیکی (D_h) هستند.

حال ماتریس ابعادی را برای متغیرهای بعددار تشکیل می‌دهیم:

(۴-۴)

$$\begin{bmatrix} \Delta p & D_h & u & \rho_{eff} & \mu_{eff} & h_R & l & wt & d_p \\ M & 1 & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ l & -1 & 1 & 1 & -3 & 1 & 1 & 0 & 1 \\ T & -2 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

در اینجا داریم:

$$\left. \begin{matrix} n=9 \\ r=3 \end{matrix} \right\} \rightarrow p = n - r = 6$$

که p تعداد گروه‌های بدون بعد است. حال به منظور محاسبه این گروه‌ها، شرط بدون بعد را اعمال

می‌کنیم.

۱- گروه Π_1

$$\begin{aligned} [\Delta p \times \rho^\alpha v^\beta D_h^\gamma] &\rightarrow ML^{-1}T^{-2} \times (ML^{-3})^\alpha (LT^{-1})^\beta (L)^\gamma = 1 \\ \rightarrow M^{1+\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-2-\beta} &= 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\alpha=0 \\ -1-3\alpha+\beta+\gamma=0 \\ -2-\beta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha=-1 \\ \beta=-2 \\ \gamma=0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [\Delta p \times \rho_{eff}^\alpha u^\beta D_h^\gamma] &\rightarrow ML^{-1}T^{-2} \times (ML^{-3})^\alpha (LT^{-1})^\beta (L)^\gamma = 1 \\ M^{1+\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-2-\beta} &= 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\alpha=0 \\ -1-3\alpha+\beta+\gamma=0 \\ -2-\beta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha=-1 \\ \beta=-2 \\ \gamma=0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_1 = \frac{\Delta p}{\rho_{eff} u^2}$$

۲- گروه Π_2

$$\left[\mu_{eff} \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} \right] \rightarrow ML^{-1} T^{-1} \times (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-1})^{\beta} (L)^{\gamma} = 1$$

$$M^{1+\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-1-\beta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\alpha=0 \\ -1-3\alpha+\beta+\gamma=0 \\ -1-\beta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha=-1 \\ \beta=-1 \\ \gamma=-1 \end{cases}$$

$$\Pi_2 = \frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff} u D_h}$$

۳- گروه Π_3

$$\left[h_R \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} \right] \rightarrow L \times (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-1})^{\beta} (L)^{\gamma} = 1$$

$$M^{\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-\beta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \alpha=0 \\ -1-3\alpha+\beta+\gamma=0 \\ -\beta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha=0 \\ \beta=0 \\ \gamma=-1 \end{cases}$$

$$\Pi_3 = \frac{h_R}{D_h}$$

۴- گروه Π_4

$$\left[l \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} \right] \rightarrow L \times (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-1})^{\beta} (L)^{\gamma} = 1$$

$$M^{\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-\beta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \alpha=0 \\ -1-3\alpha+\beta+\gamma=0 \\ -\beta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha=0 \\ \beta=0 \\ \gamma=-1 \end{cases}$$

$$\Pi_4 = \frac{l}{D_h}$$

۵- گروه Π_5

$$\left[wt \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} \right] \rightarrow 1 \times (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-1})^{\beta} (L)^{\gamma} = 1$$

$$M^{\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-\beta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \alpha=0 \\ -3\alpha+\beta+\gamma=0 \\ -\beta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha=0 \\ \beta=0 \\ \gamma=0 \end{cases}$$

$$\Pi_5 = wt$$

۶- گروه Π_6

$$\left[d_p \times \rho^{\alpha} v^{\beta} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow (L) \times (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-1})^{\beta} (L)^{\gamma} = 1$$

$$\rightarrow M^{\alpha} L^{-1-3\alpha+\beta+\gamma} T^{-\beta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \alpha = 0 \\ -1-3\alpha+\beta+\gamma = 0 \\ -\beta = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha = 0 \\ \beta = 0 \\ \gamma = -1 \end{cases}$$

$$\Pi_6 = \frac{d_p}{D_h}$$

در اینجا تابعیت گروه های بدون بعد برای شاخص های هیدرودینامیکی به صورت زیر در می آید:

$$\frac{\Delta p}{\rho_{eff} u^2} = f_1 \left(\frac{\mu_{ff}}{\rho_{eff} u D_h}, \frac{h_R}{D_h}, \frac{l}{D_h}, wt, \frac{d_p}{D_h} \right)$$

حال می توان با ترکیب این گروه ها، گروه های بدون بعد جدیدی را ایجاد کرد. به عنوان نمونه می توان بر اساس ضریب اصطکاک فانین و طول بدون بعد ترکیبی را به صورت زیر نوشت:

$$\Delta p \frac{D_h}{l \rho_{eff} u^2} = f_2 \left(\frac{\mu_{ff}}{\rho_{eff} u D_h}, \frac{h_R}{D_h}, wt, \frac{d_p}{D_h} \right) \quad (4-5)$$

بر اساس عدد پویزل و طول بدون بعد به صورت زیر نوشته می شود:

$$\Delta p \frac{D_h^2}{2l \mu_{eff} u} = f_3 \left(\frac{l \mu_{eff}}{\rho_{eff} u D_h^2}, \frac{h_R}{D_h}, wt, \frac{d_p}{D_h} \right) \quad (4-6)$$

که به فرم ساده زیر تبدیل می شود:

$$po = f_3 \left(L^+, \frac{h_R}{D_h}, wt, \frac{d_p}{D_h} \right) \quad (4-7)$$

بنابراین می توان افت فشار بدون بعد را بر اساس متغیری از گروه های بدون بعد گوناگون مورد بررسی قرار داد.

۴-۳-۲- عوامل موثر بر انتقال حرارت

در این بخش به بررسی عوامل موثر بر انتقال حرارت جابجایی درون میکروکانال پرداخته می‌شود. قطر هیدرولیکی مجرای منفرد (D_h)، سرعت در کانال‌ها (u)، چگالی موثر سیال (ρ_{eff})، ویسکوزیته موثر سیال (μ_{eff})، اندازه زبری‌ها (h_R)، طول میکروکانال (l)، قطر ذرات (d_p) و درصد وزنی ذرات (wt)، ضخامت بستر (t)، هدایت گرمایی بستر (k_s)، هدایت گرمایی موثر سیال (k_{eff})، ظرفیت حرارتی سیال ($C_{p,eff}$)، ضریب انبساط حرارتی (β_{eff})، شتاب ثقلی (g)، نرخ حرارت دفع شده توسط جریان ($\dot{q}$)، سطح موثر میکروکانال ($Nl(w_c + 2\eta h_c)$) از عوامل موثر بر افت فشار جریان سیال نانو هستند. این رابطه به شکل ریاضی زیر نوشته می‌شود:

$$h_{ave} = f'_2(D_h, u, \rho_{eff}, \mu_{eff}, h_R, l, wt, t, k_s, k_{eff}, C_{p,eff}, d_p, \beta_{eff}, g, \dot{q}, Nl(w_c + 2\eta h_c)) \quad (۴-۸)$$

که می‌توان این متغیرهای بعددار را به شکل گروه‌های بدون بعد در آورد.

$$\Pi_1 = f'_2(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{13}) \quad (۴-۹)$$

در اینجا با توجه به اینکه ۴ بعد اصلی در متغیرهای بعددار وجود دارد، ۴ متغیر تکراری ($r=4$) را انتخاب می‌کنیم که شامل هر چهار بعد اصلی هستند. متغیرهای تکراری نشان‌دهنده مشخصه سیال، چگالی (ρ_{eff}) و هدایت گرمایی (k_{eff})، مشخصه جریان، سرعت (u) و مشخصه هندسی، قطر هیدرولیکی D_h هستند. حال ماتریس ابعادی را برای متغیرهای بعددار تشکیل می‌دهیم:

	D_h	u	ρ_{eff}	μ_{eff}	h_R	l	wt	t	k_s	k_{eff}	$C_{p,eff}$	d_p	β_{eff}	g	$\dot{q}$	$Nl(w_c + 2\eta h_c)$	h_{ave}
M	0	0	1	1	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	1	0	1
L	1	1	-3	-1	1	1	0	1	1	1	2	1	0	1	2	2	0
T	0	-1	0	-1	0	0	0	0	-3	-3	-2	0	0	-2	-3	0	-3
θ	0	0	0	0	0	0	0	0	-1	-1	-1	0	-1	0	0	0	-1

$$(۴-۱۰)$$

در اینجا داریم:

$$\begin{cases} n = 17 \\ r = 4 \end{cases} \rightarrow p = n - r = 13$$

حال به محاسبه گروه‌های بدون بعد می‌پردازیم.

۱- گروه Π_1

$$\left[h_{ave} \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow (MT^{-3}\theta^{-1}) \times (LT^{-1})^{\alpha} (ML^{-3})^{\beta} (L)^{\gamma} (MLT^{-3}\theta^{-1})^{\delta} = 1$$

$$M^{1+\beta+\delta} L^{\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-3-\alpha-3\delta} \theta^{-1-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\beta+\delta=0 \\ \alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -3-\alpha-3\delta=0 \\ -1-\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta=0 \\ \gamma=1 \\ \alpha=0 \\ \delta=-1 \end{cases}$$

$$\Pi_1 = \frac{h_{ave} D_h}{k_{eff}}$$

۲- گروه Π_2

$$\left[\mu_{eff} \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow (ML^{-1}T^{-1}) \times (LT^{-1})^{\alpha} (ML^{-3})^{\beta} (L)^{\gamma} (MLT^{-3}\theta^{-1})^{\delta} = 1$$

$$M^{1+\beta+\delta} L^{-1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-1-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\beta+\delta=0 \\ -1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -1-\alpha-3\delta=0 \\ -\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta=-1 \\ \gamma=1 \\ \alpha=-1 \\ \delta=0 \end{cases}$$

$$\Pi_2 = \frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff} u D_h}$$

۳- گروه Π_3

$$\left[h_R \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow (L) \times (LT^{-1})^{\alpha} (ML^{-3})^{\beta} (L)^{\gamma} (MLT^{-3}\theta^{-1})^{\delta} = 1$$

$$M^{\beta+\delta} L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \beta+\delta=0 \\ 1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -\alpha-3\delta=0 \\ -\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta=0 \\ \gamma=-1 \\ \alpha=0 \\ \delta=0 \end{cases}$$

$$\Pi_3 = \frac{h_R}{D_h}$$

۴- گروه Π_4

$$\left[l \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow (L) \times (LT^{-1})^{\alpha} (ML^{-3})^{\beta} (L)^{\gamma} (MLT^{-3}\theta^{-1})^{\delta} = 1$$

$$M^{\beta+\delta} L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \beta + \delta = 0 \\ 1 + \alpha - 3\beta + \gamma + \delta = 0 \\ -\alpha - 3\delta = 0 \\ -\delta = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta = 0 \\ \gamma = -1 \\ \alpha = 0 \\ \delta = 0 \end{cases}$$

$$\Pi_4 = \frac{l}{D_h}$$

۵- گروه Π_5

$$\left[wt \times \rho_{eff}^{\alpha} u^{\beta} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow 1 \times (LT^{-1})^{\alpha} (ML^{-3})^{\beta} (L)^{\gamma} (MLT^{-3}\theta^{-1})^{\delta} = 1$$

$$M^{\beta+\delta} L^{\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \beta + \delta = 0 \\ \alpha - 3\beta + \gamma + \delta = 0 \\ -\alpha - 3\delta = 0 \\ -\delta = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta = 0 \\ \gamma = 0 \\ \alpha = 0 \\ \delta = 0 \end{cases}$$

$$\Pi_5 = wt$$

۶- گروه Π_6

$$\left[t \times \rho_{eff}^{\beta} u^{\alpha} D_h^{\gamma} k_{eff}^{\delta} \right] \rightarrow (L) \times (ML^{-3})^{\beta} (LT^{-1})^{\alpha} (L)^{\gamma} (MLT^{-3}\theta^{-1})^{\delta} = 1$$

$$\rightarrow M^{\beta+\delta} L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1 + \beta + \delta = 0 \\ 1 + \alpha - 3\beta + \gamma + \delta = 0 \\ -3 - \alpha - 3\delta = 0 \\ -1 - \delta = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta = 0 \\ \gamma = 0 \\ \alpha = 0 \\ \delta = -1 \end{cases}$$

$$\Pi_6 = \frac{t}{D_h}$$

۷- گروه Π_7

$$\begin{aligned} [K_s \times \rho_{eff}^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta] &\rightarrow (MLT^{-3}\theta^{-1}) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow M^{1+\beta+\delta} L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-3-\alpha-3\delta} \theta^{-1-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\beta+\delta=0 \\ 1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -3-\alpha-3\delta=0 \\ -1-\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta=0 \\ \gamma=0 \\ \alpha=0 \\ \delta=-1 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_7 = \frac{k_s}{k_{nf}}$$

۸- گروه Π_8

$$\begin{aligned} [C_{p,eff} \times \rho^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta] &\rightarrow (L^2 T^{-2} \theta^{-1}) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow M^{1+\beta+\delta} L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-2-\alpha-3\delta} \theta^{-1-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\beta+\delta=0 \\ 1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -2-\alpha-3\delta=0 \\ -1-\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta=1 \\ \gamma=1 \\ \alpha=1 \\ \delta=-1 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_8 = \frac{C_{p,eff} u \rho_{eff} D_h}{k_{eff}}$$

۹- گروه Π_9

$$\begin{aligned} [d_p \times \rho^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta] &\rightarrow (L) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow M^{\beta+\delta} L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \beta+\delta=0 \\ 1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -\alpha-3\delta=0 \\ -\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \beta=0 \\ \gamma=-1 \\ \alpha=0 \\ \delta=0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_9 = \frac{d_p}{D_h}$$

۱۰- گروه Π_{10}

$$\begin{aligned} \left[g \times \rho^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta \right] &\rightarrow (LT^{-2}) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow L^{1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-2-\alpha-3\delta} M^{\beta+\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -2-\alpha-3\delta=0 \\ \beta+\delta=0 \\ -\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \gamma=-1 \\ \alpha=-2 \\ \beta=0 \\ \delta=0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_{10} = \frac{g D_h}{u^2}$$

۱۱- گروه Π_{11}

$$\begin{aligned} \left[\beta \times \rho^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta \right] &\rightarrow (\theta^{-1}) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow \theta^{-1-\delta} L^{\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} M^{\beta+\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} -1-\delta=0 \\ \alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -\alpha-3\delta=0 \\ \beta+\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \gamma=1 \\ \alpha=3 \\ \beta=1 \\ \delta=-1 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_{11} = \frac{\beta u^3 \rho D_h}{k_{eff}}$$

۱۲- گروه Π_{12}

$$\begin{aligned} \left[\dot{q} \times \rho^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta \right] &\rightarrow (ML^2 T^{-3}) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow M^{1+\beta+\delta} L^{2+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-3-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} 1+\beta+\delta=0 \\ 2+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -3-\alpha-3\delta=0 \\ -\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \gamma=-2 \\ \alpha=-3 \\ \beta=-1 \\ \delta=0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_{12} = \frac{\dot{q}}{u^3 \rho D_h^2}$$

۱۳- گروه Π_{13}

$$\begin{aligned} \left[Nl(w_c + 2\eta h_c) \times \rho^\beta u^\alpha D_h^\gamma k_{eff}^\delta \right] &\rightarrow (L^2) \times (ML^{-3})^\beta (LT^{-1})^\alpha (L)^\gamma (MLT^{-3}\theta^{-1})^\delta = 1 \\ &\rightarrow M^{\beta+\delta} L^{2+\alpha-3\beta+\gamma+\delta} T^{-\alpha-3\delta} \theta^{-\delta} = 1 \rightarrow \begin{cases} \beta+\delta=0 \\ 2+\alpha-3\beta+\gamma+\delta=0 \\ -\alpha-3\delta=0 \\ -\delta=0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \gamma=-2 \\ \alpha=0 \\ \beta=0 \\ \delta=0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Pi_{13} = \frac{Nl(w_c + 2\eta h_c)}{D_h^2}$$

که تابعیت گروه های بدون بعد برای شاخص های حرارتی به صورت زیر در است:

$$\frac{h_{ave} D_h}{k_{eff}} = f_2' \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff} u D_h}, \frac{h_R}{D_h}, \frac{l}{D_h}, wt, \frac{t}{D_h}, \frac{k_s}{k_{eff}}, \frac{C_{p,eff} u \rho_{eff} D_h}{k_{eff}}, \frac{d_p}{D_h}, \frac{g D_h}{u^2}, \frac{\beta u^3 \rho D_h}{k_{eff}}, \frac{\dot{q}}{u^3 \rho D_h^2}, \frac{Nl(w_c + 2\eta h_c)}{D_h^2} \right)$$

که می توان با ترکیب آنها، گروه های بی بعد جدیدی ایجاد کرد. عدد ناسلت $\left(\frac{\bar{h} D_h}{k_{eff}} \right)$ را می توان بر

اساس طول بدون بعد حرارتی $\left(L_t^+ = \frac{k_{eff} l}{C_{p,eff} u \rho_{eff} D_h^2} \right)$ مرتب نمود.

$$\frac{h_{ave} D_h}{k_{eff}} = f_2' \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff} u D_h}, \frac{h_R}{D_h}, wt, \frac{t}{D_h}, \frac{k_s}{k_{eff}}, \frac{k_{eff} l}{C_{p,eff} u \rho_{eff} D_h^2}, \frac{d_p}{D_h}, \frac{g D_h}{u^2}, \frac{\beta u^3 \rho D_h}{k_{eff}}, \frac{\dot{q}}{u^3 \rho D_h^2}, \frac{Nl(w_c + 2\eta h_c)}{D_h^2} \right)$$

در نهایت به صورت زیر در می آید:

$$Nu = f_2' \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff} u D_h}, \frac{h_R}{D_h}, wt, \frac{t}{D_h}, \frac{k_s}{k_{eff}}, L_t^+, \frac{d_p}{D_h}, \frac{g D_h}{u^2}, \frac{\beta u^3 \rho D_h}{k_{eff}}, \frac{\dot{q}}{u^3 \rho D_h^2}, \frac{Nl(w_c + 2\eta h_c)}{D_h^2} \right) \quad (11-4)$$

با ترکیب تعدادی از گروه های بدون بعد به شکل زیر در می آید:

$$Nu = f_2' \left(\frac{h_R}{D_h}, wt, \frac{t}{D_h}, \frac{k_s}{k_{eff}}, L_t^+, \frac{d_p}{D_h}, \frac{g \beta \frac{\dot{q}}{Nl(w_c + 2\eta h_c)} D_h^4}{k_{eff} \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff}} \right)^2} \right) \quad (12-4)$$

$$Gr = \frac{g \beta \frac{\dot{q}}{Nl (w_c + 2\eta h_c)} D_h^4}{k_{eff} \left(\frac{\mu_{eff}}{\rho_{eff}} \right)^2}$$

که در اینجا عدد گراشهوف است.

در فصل آینده به بررسی آزمایشگاهی برخی از گروه‌های بدون بعد بر روی متغیرهای مختلف خواهیم پرداخت. تعدادی نیز به دلیل محدودیت‌های فنی در قسمت عددی مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

فصل پنجم

تحليل آماری داده‌های تجربی

۵-۱- مقدمه

این فصل با تشریح چگونگی ساخت دستگاه آزمایشگاهی همراه با جزئیات آن آغاز شده است. در ادامه نحوه داده‌برداری و دامنه متغیرهای آزمایشگاهی را با تفکیک برای شاخص‌های هیدرودینامیکی و حرارتی انواع سیالات مورد مطالعه قرار خواهیم داد. سپس به تشریح چگونگی محاسبه خطاهای آزمایشگاهی و خطاهای مرتبط با ابزارهای اندازه‌گیری در دو بخش هیدرودینامیکی و حرارتی خواهیم پرداخت. در انتها نیز به پراکندگی داده‌های آزمایشگاهی در قالب نمودارهای مرتبط با انحراف معیار اشاره خواهد شد.

۵-۲- پیکربندی دستگاه آزمایشگاهی

به منظور مطالعه ویژگی‌ها و مشخصه‌های خنک‌کنندگی جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها یک دستگاه آزمایشگاهی تهیه شده است. این دستگاه از قسمت‌های مختلفی از جمله ۱- قسمت آزمون (شکل ۵-۱ (a)) ۲- پمپ و مخزن ذخیره سیال نانو (شکل ۵-۱ (b)) ۳- شیرهای تویی^۱ و تنظیم‌کننده^۲ (شکل ۵-۱ (c)) ۴- لوله‌های رابط ۵- مبدل حرارتی (شکل ۵-۱ (d)) ۶- ترازو و مزور تشکیل شده است. قسمت آزمون از یک قالب از جنس پی‌تی‌اف^۳ تشکیل شده است که دارای ابعاد ۱۵۰×۶۰×۱۱۵ میلی‌متری است. شکل ۵-۲ و شکل ۵-۳ قالب مورد نظر را نمایش می‌دهند. درون این قالب که به لحاظ حرارتی نارسانای گرما است، گرم‌کننده^۴ و بر روی آن بستر میکروکانال^۵ قرار گرفته است. همان‌طور که در شکل ۵-۴ با جزئیات نشان داده شده است، ۱۶ میکروکانال بر روی بستری از جنس مس به شکل مکعب مستطیل و ابعاد ۵۰×۲۰×۵ میلی‌متر ایجاد شده‌اند.

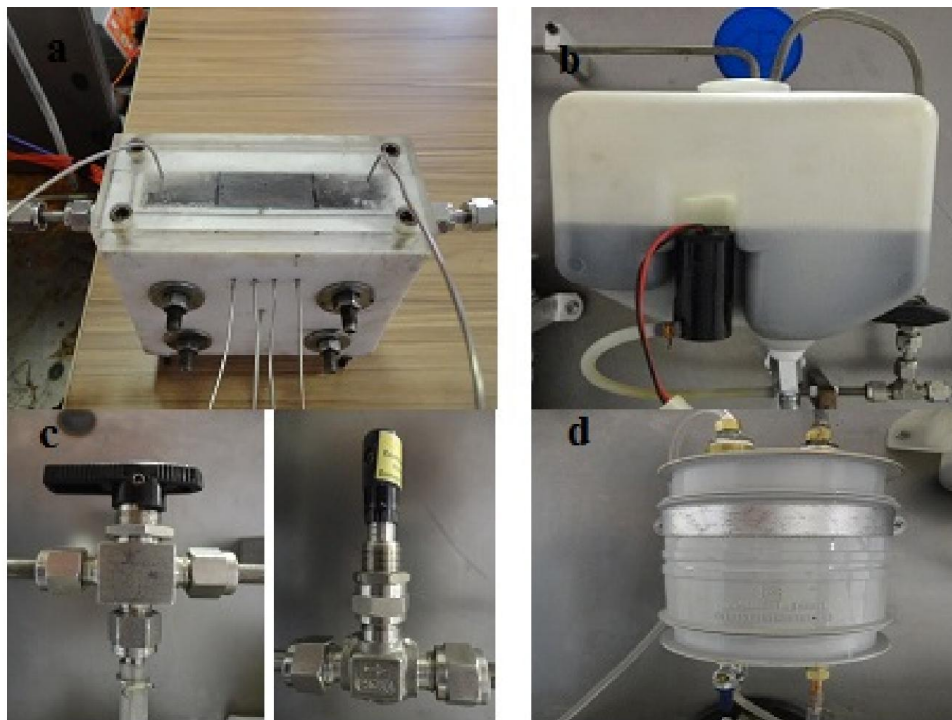
¹ Ball valve

² Metering valve

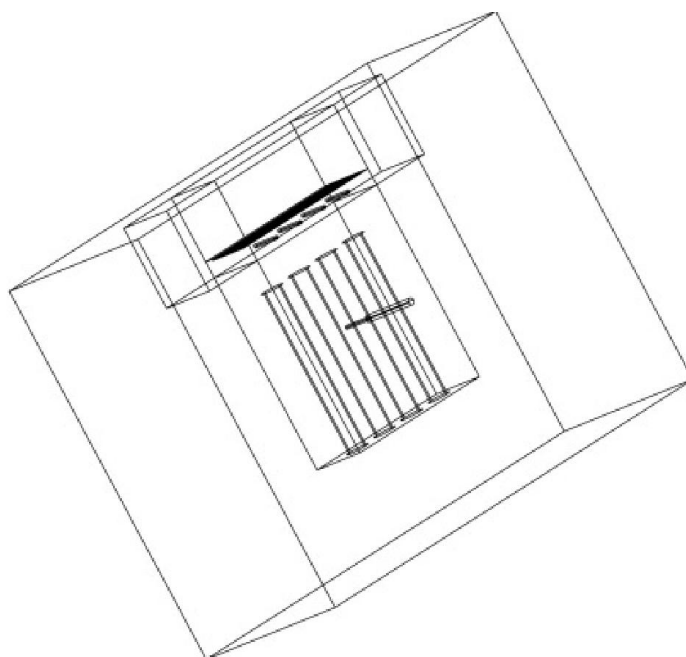
³ P.T.F

⁴ heater

⁵ substrate

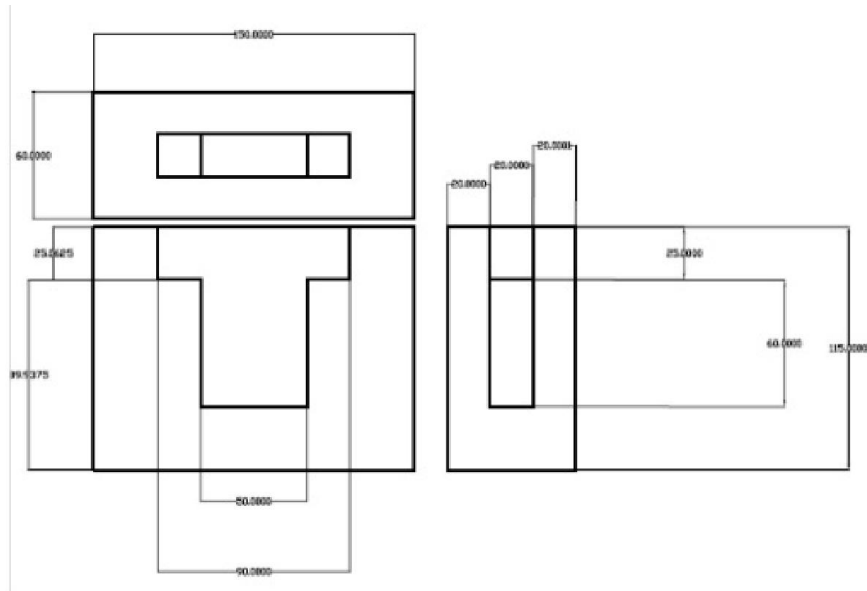


شکل ۵-۱: تصویر بخش‌های مختلف دستگاه آزمایشگاهی



شکل ۵-۲: نمایی از تصویر سه بعدی قالب پی تی اف (PTF)

هر میکروکانال منفرد دارای ابعادی معادل $400\mu\text{m}$ ارتفاع، $400\mu\text{m}$ عرض و 50mm طول است که با یک ضخامت $500\mu\text{m}$ از میکروکانال مجاور جدا شده‌اند. به منظور ورود یکنواخت سیال نانو درون میکروکانال‌ها، مقابل مجموعه کانال‌ها یک حفره جهت تجمع سیال نانو قرار گرفته است.



شکل ۵-۳: ابعاد قالب پی تی اف (PTF)

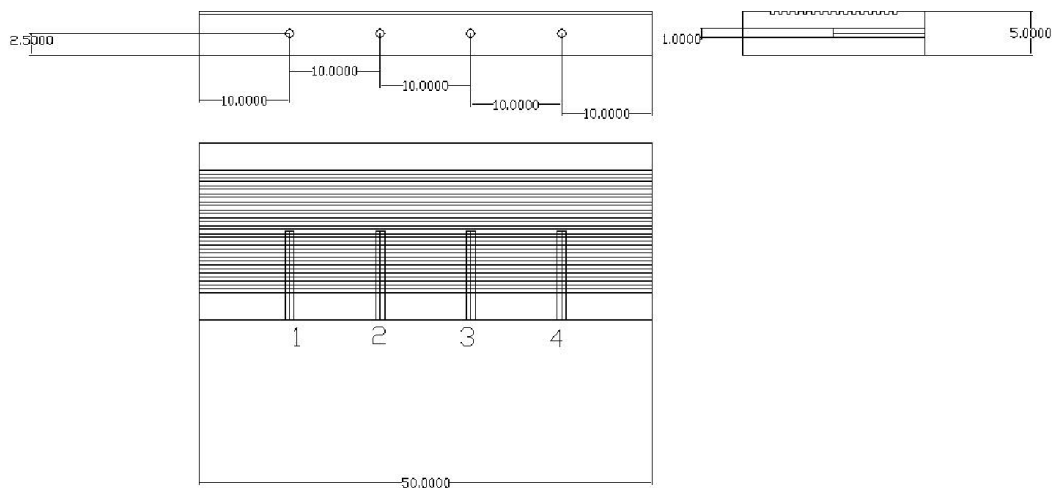
همچنین در خروجی میکروکانال‌ها یک حفره مشابه قرار دارد. کانال‌ها با استفاده از دستگاه تراش وایرکات^۱ با ایجاد حفراتی با اندازه متوسط زیری‌های سطحی معادل $1/2$ میکرومتر بر روی سطح بستر ایجاد شده‌اند. این دستگاه قادر به ایجاد حفراتی با دقت $\pm 20\mu\text{m}$ در جهت‌های مختلف است. روی مجموعه میکروکانال نیز یک قطعه پیرکسی گلاس قرار داده شده است. این قطعه نارسای گرما و دارای شفافیت جهت مشاهده جریان است. به علت پایین و حساس بودن دبی جریان، میزان آن توسط یک لوله برگشت^۲ به مخزن ذخیره سیال و همچنین یک شیر تنظیم‌کننده مدرج^۳ کنترل می‌شود. علاوه بر این بخشی از تنظیمات دبی جریان توسط ولتاژ ورودی به پمپ سانتریفوژ انجام می‌گیرد.

^۱Wire-cut

^۲By-pass

^۳Metering valve

همان‌طور که در شکل ۴-۵ نشان داده شده است، چهار عدد حسگر دمای نوع تی (T) جهت محاسبه دمای دیواره درون بستر میکروکانال و در فواصل مساوی طولی قرار داده شده‌اند.



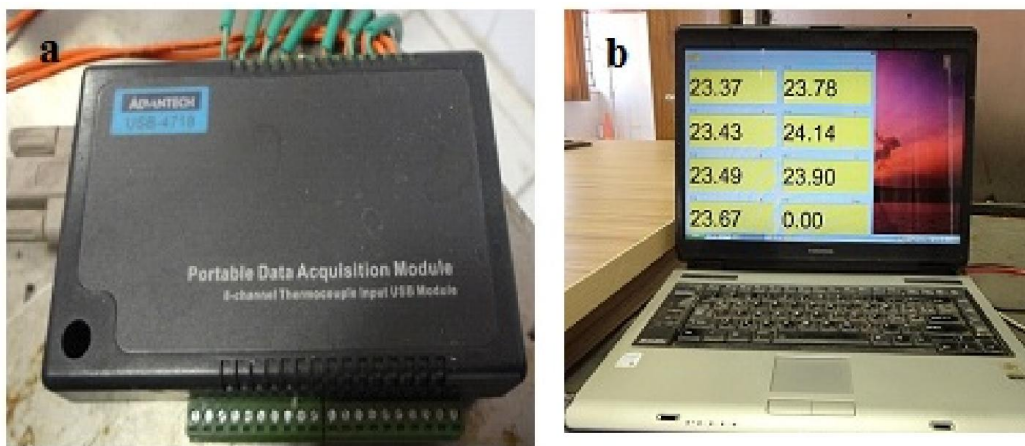
شکل ۴-۵: نمایی از تصویر بستر مسی میکروکانال و موقعیت حسگرهای دما

علاوه بر این دمای ورودی و خروجی توسط دو حسگر دمای دیگر که درون حفره‌های ورودی و خروجی سیال قرار داده شده‌اند، اندازه‌گیری شده است. همچنین به منظور کنترل دمای ورودی به میکروکانال از یک مبدل دو لوله‌های استفاده شده است. دمای ورودی به میکروکانال با تنظیم دبی جریان خنک‌کننده مبدل حرارتی توسط ولتاژ ورودی از یک منبع تغذیه به پمپ گرداننده سیال و همچنین تنظیم شیر ورودی قابل کنترل است.

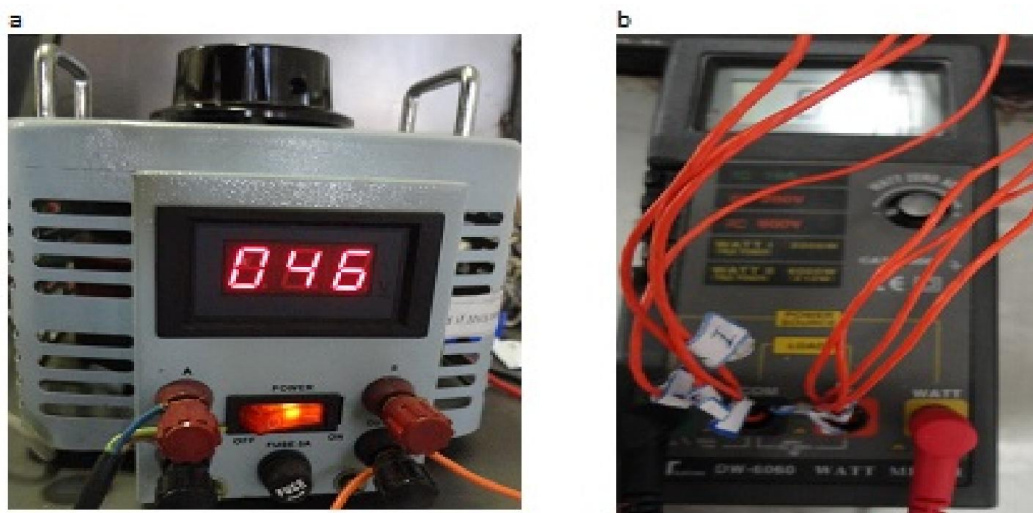
سیستم دریافت و مشاهده اطلاعات شامل یک کارت کسب داده‌ها^۱ (شکل ۵-۵ (a))، یک کامپیوتر و نرم افزارهای مربوطه جهت نمایش داده‌ها (شکل ۵-۵ (b)) است. تمامی اطلاعات و داده‌ها با فاصله زمانی ۱ ثانیه به شکل جدول و همچنین نمودار نمایش داده می‌شوند. نمودارها تغییرات مشخصه‌های سیستم را با زمان نشان می‌دهند که در حالت جریان پایدار تغییری با زمان مشاهده نمی‌شود. برای کنترل شار حرارتی ورودی به گرم‌کننده یک دستگاه واریاک (شکل ۵-۶ (a)) با

^۱ Data acquisition card

قابلیت تنظیم ولتاژ متغیر ورودی به گرم‌کننده‌ها تدارک دیده شده است که به صورت سری به یک توان‌سنج^۱ (شکل ۵-۶ (b)) متصل است. توان نمایش داده شده توسط توان‌سنج همان توان خروجی از گرم‌کننده‌ها است. بنابراین توان‌سنج نرخ حرارت خروجی از گرم‌کننده‌ها و ورودی به سیستم را نمایش می‌دهد. جهت اندازه‌گیری حجم و جرم عبوری سیال در یک بازه زمانی از یک مزور مدرج با دقت ۱ میلی‌لیتر و یک ترازوی دیجیتال استفاده شده است.

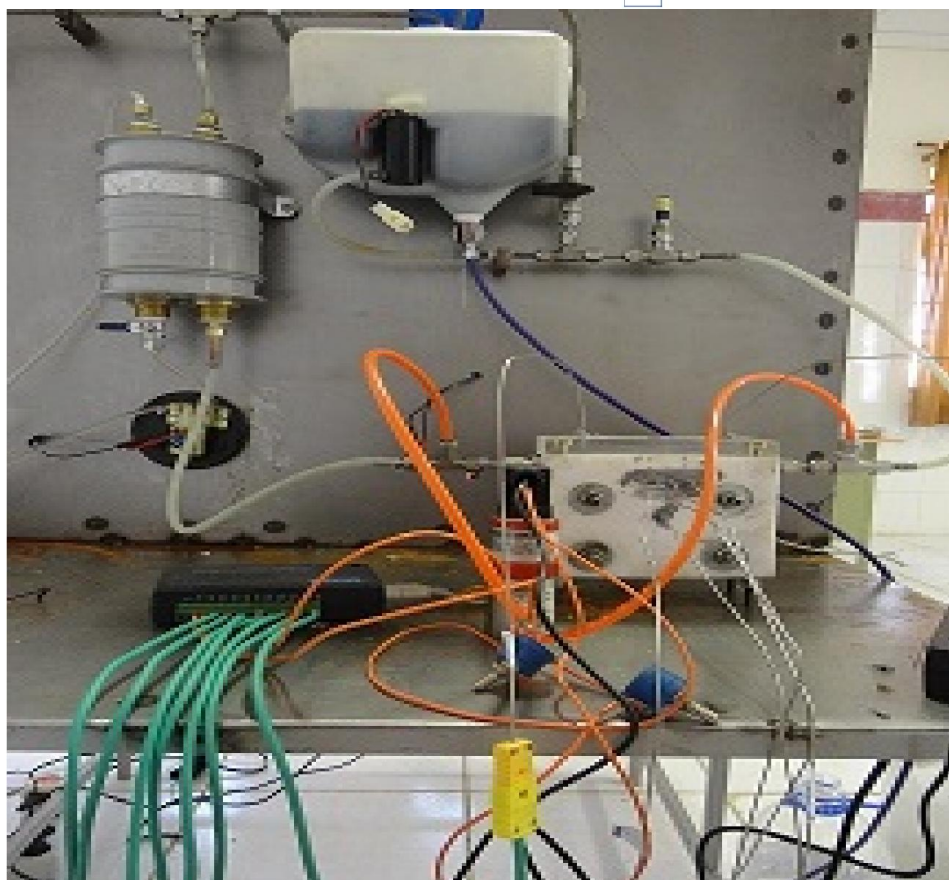
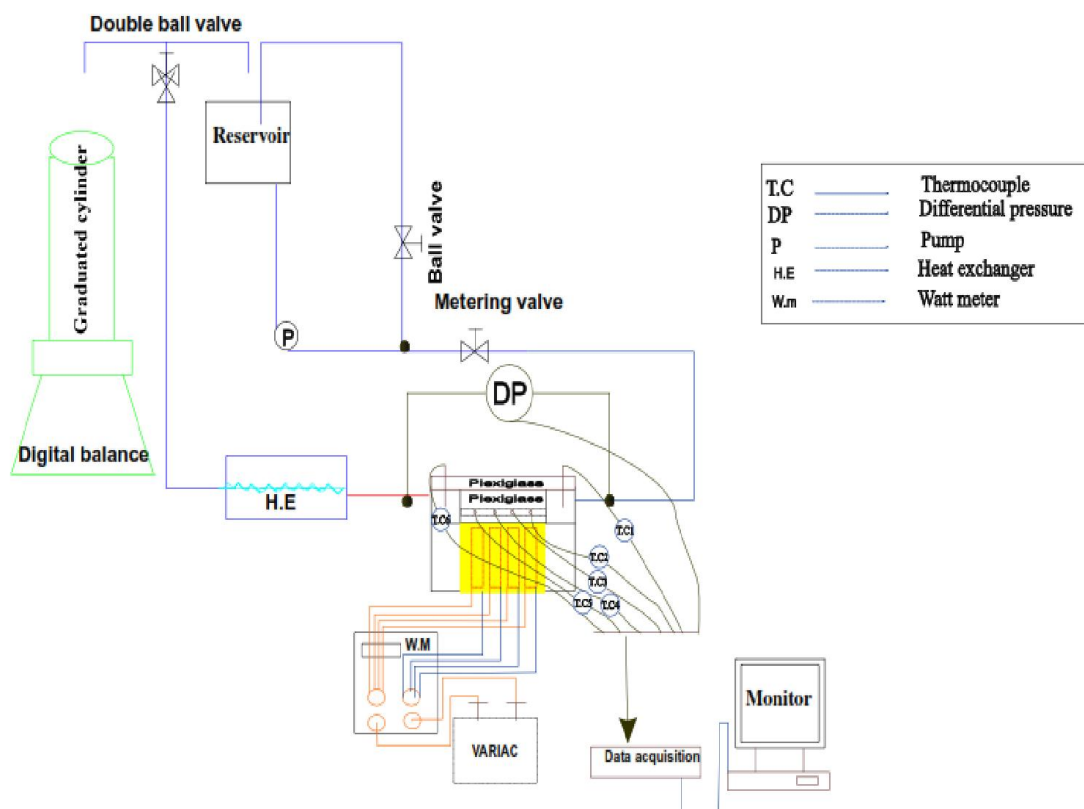


شکل ۵-۵: بخش‌های مختلف دریافت و نمایش داده‌ها



شکل ۵-۶: دستگاه (a) واریاک و (b) توان‌سنج

^۱Watt meter



شکل ۵-۷: تصویر شماتیک و اجزاء مختلف مجموعه دستگاه آزمایشگاهی

به منظور اندازه‌گیری دقیق حجم عبوری جریان، در انتهای مدار بسته جریان با استفاده از یک شیر توپی دوطرفه^۱ دو مسیر کاملاً قرینه یکی جهت برگشت جریان به مخزن ذخیره سیال و دیگری جهت ورود آن به استوانه مدرج تعبیه شده است. شکل ۵-۷ تصویر شماتیکی کاملی را از دستگاه آزمایشگاهی نشان می‌دهد.

۵-۲-۱- بخش آزمون

همان‌طور که اشاره شد بخش آزمون حاوی یک قطعه مسی با ابعاد (۲۰×۵×۶۰mm) است که با استفاده از تراشکاری نوع وایرکات، ۱۶ کانال با اندازه اسمی سطح مقطع $400 \times 400 \mu\text{m}$ ، عرض پره $500 \mu\text{m}$ و اندازه زبری متوسط $1/2 \mu\text{m}$ توسط قوس الکتریکی یک سیم بر روی آن حفر شده است. به علت گرد بودن این سیم گوشه‌های کانال دارای قوسی معادل $r=25 \mu\text{m}$ هستند و کاملاً بر هم عمود نیستند. شکل ۵-۴ جزییات و اندازه قطعه آزمون را نشان می‌دهد.

۵-۳- نحوه داده برداری و محدوده داده‌های آزمایشگاهی

۵-۳-۱- جریان سیال

به منظور مطالعه بر روی جریان سیال ابتدا داده‌ها بر اساس افت فشار کلی جریان گذرنده از بخش آزمون (حفره ورودی، میکروکانال‌ها و حفره خروجی) ثبت می‌شوند. برای هر افت فشار ثبت شده میزان حجم عبوری سیال با انحراف جریان از مدار اصلی توسط یک شیر توپی دو طرفه به سمت سیلندر مدرج در مدت زمان ۶۰ ثانیه اندازه‌گیری می‌شود. سپس توسط این دو متغیر دبی عبوری جریان برای هر افت فشار ثبت شده محاسبه می‌شود. مجموع تمامی داده‌های اندازه‌گیری شده در این

^۱ Double ball valve

بخش ۱۵۱ داده می‌باشد. تعداد داده‌ها و همچنین دامنه تغییر متغیرها برای سیالات مختلف در جدول ۵-۱ آمده است.

۵-۳-۲- انتقال حرارت

برای هر دبی جریان مدار اصلی و نرخ حرارت خروجی از گرم‌کننده، با تنظیم شیر ورودی آب خنک‌کن به مبدل حرارتی دمای سیال محفظه ورودی در حالت پایدار قابل کنترل است. دبی جریان مشابه قسمت قبلی توسط استوانه مدرج و زمان‌سنج اندازه گرفته شده است. برای هر دبی جریان و نرخ حرارت مشخص رسیدن سیستم به پایداری حرارتی با نمایش نمودار تغییرات دما با زمان کنترل می‌شود.

جدول ۵-۱: دامنه تغییرات بخش هیدرودینامیکی و تعداد متغیرهای ثبت شده برای جریان سیالات مختلف

نوع سیال	دبی جریان (میلی لیتر)	افت فشار (بار)	تعداد آزمایش
آب مقطر	۷۵-۳۰۸	۰/۳۲-۰/۰۵	۲۱
آب مقطر/نانولوله چند دیواره ۰/۵٪	۷۳-۳۱۱	۰/۳۵-۰/۰۵	۲۱
آب مقطر/نانولوله چند دیواره ۱٪	۶۶-۴۱۱	۰/۵۸-۰/۰۵	۲۲
آب مقطر/نانولوله تک دیواره ۰/۵٪	۶۶-۴۱۰	۰/۵۹-۰/۰۵	۲۳
آب مقطر/نانولوله تک دیواره ۱٪	۷۵-۴۳۰	۰/۶۶-۰/۰۶	۲۲

در این شرایط برای یک نرخ حرارت گرم‌کننده، با تغییر دبی جریان دمای ورودی به و خروجی از میکروکانال‌ها و همچنین دمای چهار نقطه بستر با فاصله طولی مساوی اندازه‌گیری شده‌اند. نرخ حرارت خروجی از گرم‌کننده توسط یک توان‌سنج که توان خروجی از واریاک را اندازه‌گیری می‌کند نمایش داده می‌شود. در حقیقت واریاک یک منبع تغذیه برای گرم‌کننده به شمار می‌رود و توان ورودی و نرخ حرارت خروجی از آن را تنظیم می‌نماید.

مجموع تمامی داده‌های اندازه‌گیری شده در این بخش ۲۲۰ داده ثبت شده است. تعداد داده‌ها و همچنین دامنه تغییر متغیرها برای سیالات مختلف در جدول ۵-۲ آمده است.

جدول ۵-۲: دامنه تغییرات بخش حرارتی و تعداد متغیرهای ثبت شده برای جریان سیالات مختلف

آب مقطر							
تعداد آزمایش	T _{out}	T _۴	T _۳	T _۲	T _۱	T _{in}	دبی جریان(میلی لیتر)
۳۳	۲۳/۹۹	۳۲/۵۹	۳۱/۱۳	۳۰/۳۲	۲۹/۲۶	۲۰/۲۶	۲۰-۱۹۳
	۳۸/۷۵	۴۱/۲۳	۴۰/۷۱	۳۹/۶۶	۳۸/۶۲	۲۱/۱۴	
آب مقطر/نانولوله چند دیواره ۰/۵٪							
۳۰	۲۴/۶	۳۲/۵	۳۱/۶۹	۳۰/۱۲	۲۸/۰۶	۱۹/۶	۱۶-۱۸۰
	۳۹/۰۹	۴۰/۹۹	۳۹/۷۸	۳۸/۹۱	۳۷/۸	۲۱/۲	
آب مقطر/نانولوله چند دیواره ۱٪							
۲۸	۲۴/۷۷	۳۳/۷۳	۲۹/۰۷	۲۹/۸۳	۲۷/۸۳	۲۲/۱۹	۲۸-۱۸۰
	۳۳/۸۹	۳۶/۸۴	۳۴/۱۱	۳۴/۲۸	۳۲/۸۸	۲۰/۲۸	
آب مقطر/نانولوله تک دیواره ۰/۵٪							
۲۸	۲۴/۲۸	۳۲/۳۱	۲۹/۴	۲۷/۶۲	۲۷/۰۹	۱۹/۸۳	۲۰-۱۷۵
	۳۳/۶۸	۳۶/۰۳	۳۴/۰۴	۳۳/۳۶	۳۲/۴۱	۲۲/۴۹	
آب مقطر/نانولوله تک دیواره ۱٪							
۳۵	۲۶/۳۱	۳۲/۷۹	۲۸/۱۲	۲۹/۱۲	۲۷/۰۶	۱۹/۹۴	۲۲-۱۷۸
	۳۴/۲	۳۶/۶۵	۳۴/۵۴	۳۴/۱۵	۳۲/۹۱	۲۱/۹۶	

۵-۴-محاسبه خطاهای آزمایشگاهی

آزمایش به عنوان ابزاری ضروری در مهندسی و علم مطرح است. در تعریف، آزمایش به عنوان روندی تعیین یک حقیقت، اصل و یا تاثیر یک پدیده مطرح است.

۵-۴-۱-خطای تخمین^۱

خطای تخمین که عدم اطمینان و عدم قطعیت نیز نامیده می‌شود، مقداری ثابت است که همراه با مقادیر اندازه‌گیری شده، دامنه مقادیری را که مقدار صحیح^۲ در آن قرار دارد مشخص می‌کند.

۵-۴-۲-محاسبه خطاهای تخمین

در واقع دو نوع خطا وجود دارد: ۱-خطای ذاتی^۳ ۲-خطای تصادفی^۴

۱-خطای ذاتی: خطاهای ذاتی به علت وجود خطا در ابزارهای اندازه‌گیری و یا روش‌های به کار گرفته در آزمایش‌ها است. این نوع از خطاها با تنظیمات دقیق ابزارهای آزمایشگاهی کنترل می‌شوند. معمول‌ترین این نوع خطاها، خطاهای ابزارهای تنظیم نشده هستند که به صورت کاملاً نظام‌مندی نتایج را بالا و یا پایین نشان می‌دهند. تنظیم دوباره وسایل و ابزارها این خطا را کاهش می‌دهد. در تحقیق حاضر ابزارها قبل از آزمایش تنظیم شده‌اند. زمانی که یک مقدار اندازه‌گیری شده (X) گزارش می‌شود به صورت $X = X_{best} \pm \Delta X$ نمایش داده می‌شود. در اینجا X_{best} بهترین تخمین متغیر مورد نظر و ΔX میزان خطای تخمین مرتبط با اندازه‌گیری است. معادله بالا بدین معنی است که در صورت اندازه‌گیری مقدار X بهترین تخمین متغیر در بازه $(X - \Delta X)$ تا $(X + \Delta X)$ قرار خواهد گرفت. مقدار خطای تخمین به صورت خطای تخمین کسری^۵ و درصدی^۶ بیان می‌شود. نسبت خطای تخمین به

^۱Uncertainty

^۲true value

^۳Systematic uncertainty

^۴Random uncertainty

^۵fractional uncertainty

^۶percent uncertainty

مقدار اندازه‌گیری شده $\left(\frac{\Delta X}{X}\right)$ خطای تخمین کسری و ضرب آن در عدد ۱۰۰، خطای تخمین درصدی نامیده می‌شود.

۲- خطای تصادفی: خطاهای تصادفی مرتبط با متغیرهای غیرقابل پیش‌بینی در شرایط آزمایشگاهی هستند. در صورتی که آزمایش‌های متعددی در شرایط یکسان بر روی مقدار X انجام شود، بهترین تخمین برای متغیر، مقدار متوسط ($\bar{X}$) تمام آزمایش‌ها است. مقدار متوسط برای N آزمایش از رابطه زیر بدست می‌آید.

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{N} = \frac{X_1 + X_2 + \dots + X_N}{N} \quad (۵-۱)$$

که $X_1, X_2, \dots, X_N$ اندازه‌گیری‌های تکراری یک آزمایش هستند. زمانی که محدودیت آزمایشگاهی وجود داشته باشد و صرفاً اجازه یک آزمایش را بدهد بهترین مقدار همان یک آزمایش است که با دقت اندازه‌گیری شده است. حتی بهترین اندازه‌گیری‌ها دارای خطای تخمین هستند که از منابعی همچون دقت محدود ابزارهای اندازه‌گیری، روش‌هایی که اندازه‌گیری بر اساس آن‌ها انجام می‌گیرد و خطای دید آزمایشگر ناشی می‌شوند. عدم اطمینان در واقع نشان‌دهنده این مطلب است که چه میزان اطمینان به یک مقدار اندازه‌گیری شده آزمایشگاهی می‌توان داشت. بنابراین اندازه‌گیری‌ها همراه خطای تخمین ارائه می‌شوند. یک روش ساده در برآورد خطای تخمین گزارش محدودیت در ابزار اندازه‌گیری است. از طرف دیگر بهترین تخمین برای یک متغیر، اندازه‌گیری‌های مکرر متغیر و محاسبه میانگین آن‌ها است. در این صورت خطای تخمین از انحراف معیار تمام متغیرها بدست می‌آید.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2}{N-1}} \quad (۵-۲)$$

انحراف معیار تخمینی را به منظور برآورد عدم اطمینان مرتبط با هر کدام از N آزمایش اندازه گرفته شده مشخص می‌کند. زمانی که خطای تخمین به صورت تصادفی بوده و اندازه‌گیری‌های متعدد جهت

رسیدن به بهترین تخمین متغیر انجام گیرد انحراف استاندارد گزینه مناسب جهت توصیف خطای تخمین مرتبط با اندازه‌گیری‌ها است. بنابراین مقدار اندازه‌گیری شده به صورت $X = X_{best} \pm \sigma$ گزارش می‌شود. جدول ۵-۳ خلاصه‌ای از دقت اندازه‌گیری مرتبط با ابزارهای مورد استفاده در پژوهش را نشان می‌دهد.

۵-۴-۳- خطای تخمین در محاسبات و تبدیل داده‌ها^۱

در بخش قبل به خطای تخمین مقدار اندازه‌گیری شده توسط ابزارهای اندازه‌گیری اشاره شد. در بسیاری از آزمایش‌ها پارامتر مورد نظر به صورت مستقیم قابل اندازه‌گیری نبوده و خروجی یک رابطه است. این رابطه نیز شامل تعدادی از مقادیر اندازه‌گیری شده است.

جدول ۵-۳: دقت اندازه‌گیری ابزارهای مختلف

متغیر	خطای کسری	متغیر	خطاکسری
Δp	۰/۲	جرم	۱e-۸
l_{ch}	۴e-۴	زمان	۱/۶e-۴
w_{ch}	۰/۰۵	حجم	۰/۰۱
h_{ch}	۰/۰۵		
T	۵e-۴		

در واقع اندازه‌گیری‌ها از تعدادی متغیر منفرد (X_i) به منظور رسیدن به نتیجه مطلوب (r) انجام می‌گیرد. بنابراین می‌توان رابطه تبدیل داده‌ها را به نتیجه مطلوب به صورت ریاضی زیر نوشت:

$$r = r(X_1, X_2, \dots, X_j) \quad (۵-۳)$$

۵-۴-۳-۱- رابطه یک متغیره ($j=1$)

اگر مقدار x با تخمین خطای Δx وجود داشته باشد و مقدار اندازه‌گیری شده برای محاسبه $r=r(X)$ مورد استفاده قرار گیرد، میزان خطای تخمین در محاسبه $r(X)$ به صورت زیر است:

^۱Data-Reduction

$$\Delta r = \left| \frac{dr}{dX} \right| \Delta X \quad (۴-۵)$$

۵-۴-۳-۲-رابطه چند متغیره

اگر چندین مقدار اندازه‌گیری شده $(X_1, X_2, X_3, \dots, X_j)$ با خطای تخمین $(\Delta X_1, \Delta X_2, \Delta X_3, \dots, \Delta X_j)$ وجود داشته باشد و مقادیر اندازه‌گیری شده جهت محاسبه $r(X_1, X_2, \dots, X_j)$ مورد استفاده قرار گیرد، خطای تخمین مقدار محاسبه شده از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\Delta r = \sqrt{\left(\frac{\partial r}{\partial X_1} \Delta X_1 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial r}{\partial X_j} \Delta X_j \right)^2} \quad (۵-۵)$$

خلاصه عملیات ریاضی انجام گرفته بر روی متغیرهای اندازه‌گیری شده و محاسبه تخمین خطا در جدول ۴-۵ ذکر شده است. در نهایت خطای تخمین پارامتر محاسبه شده در تحقیق حاضر در جدول ۵-۵ مورد اشاره قرار گرفته است.

جدول ۴-۵: روابط مورد استفاده جهت تخمین خطای توزیع شده

خطای تخمین	معادله تبدیل داده‌ها	
$\Delta r = \sqrt{(\Delta X_1)^2 + (\Delta X_2)^2 \dots (\Delta X_j)^2}$	$r = X_1 + X_2 \dots X_j$	جمع و تفریق
$\frac{\Delta r}{r} = \sqrt{\left(\frac{\Delta X_1}{X_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\Delta X_p}{X_p} \right)^2 + \left(\frac{\Delta X_{p+1}}{X_{p+1}} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\Delta X_j}{X_j} \right)^2}$	$r = \frac{X_1 \cdot X_2 \dots X_p}{X_{p+1} \cdot X_{p+2} \dots X_j}$	ضرب و تقسیم

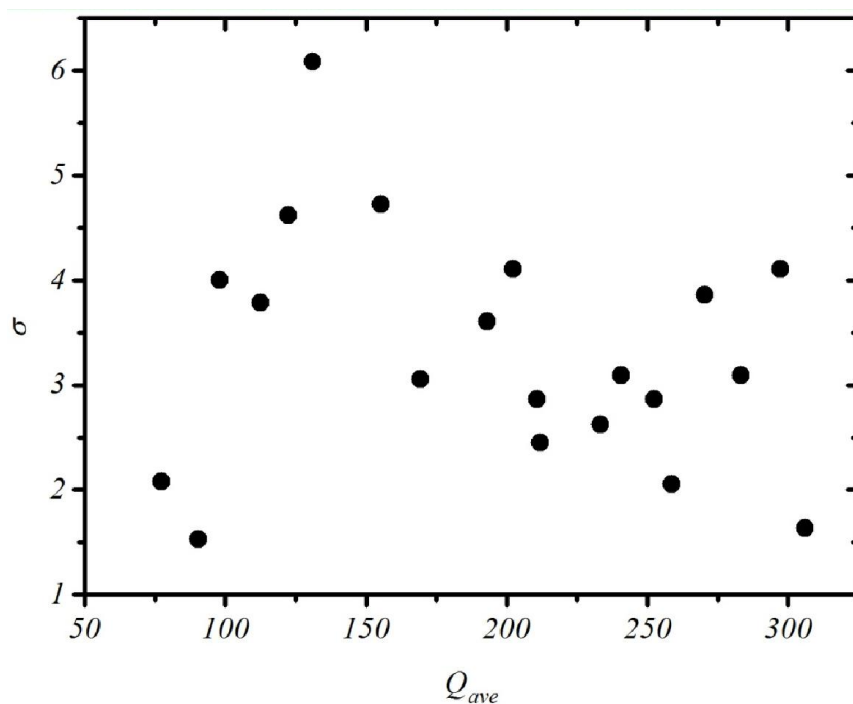
۵-۵-پراکندگی و انحراف معیار داده‌های تجربی

به منظور بررسی میزان پراکندگی داده‌های تجربی نسبت به مقدار متوسط آن به بررسی انحراف معیار داده‌های تجربی پرداخته شده است. آزمایش‌ها با تکرارپذیری سه مرتبه برای جریان آب مقطر در دو بخش هیدرودینامیکی و حرارتی انجام گرفته‌اند. شکل ۵-۸ و شکل ۵-۹ به ترتیب تغییرات انحراف معیار دبی حجمی و افت فشار با میزان متوسط داده‌های تکراری نشان می‌دهند. همچنین شکل ۵-

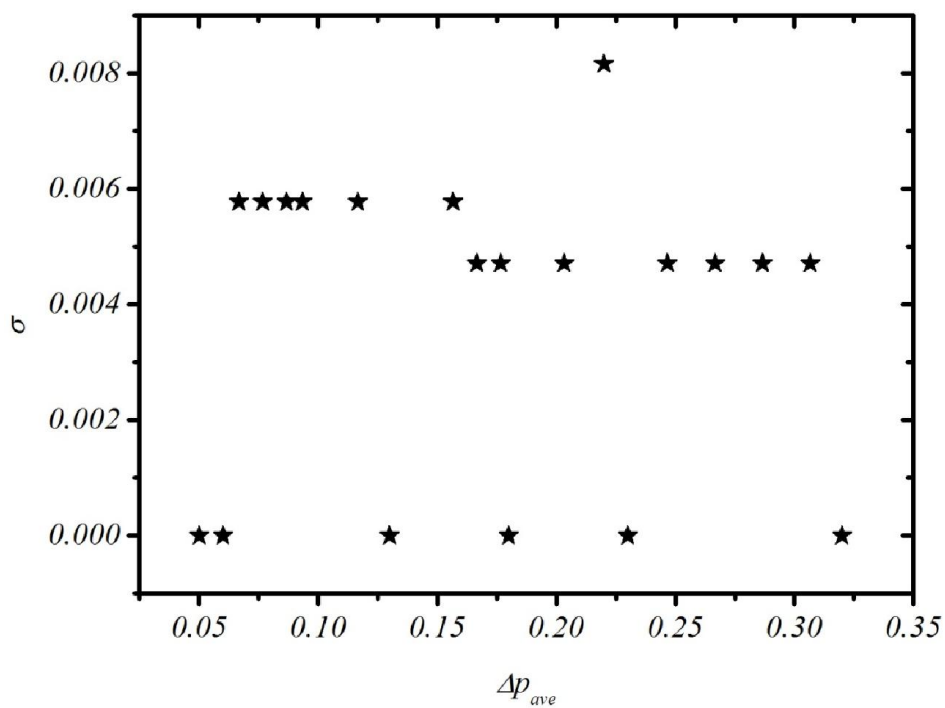
۱۰ الی شکل ۵- ۱۵ نمودار انحراف معیار داده‌های تکراری را با تغییر دماهای متوسط مختلف ثبت شده نشان می‌دهد.

جدول ۵- ۵: خطای تخمین محاسبه شده در روابط به کار گرفته شده در پژوهش حاضر

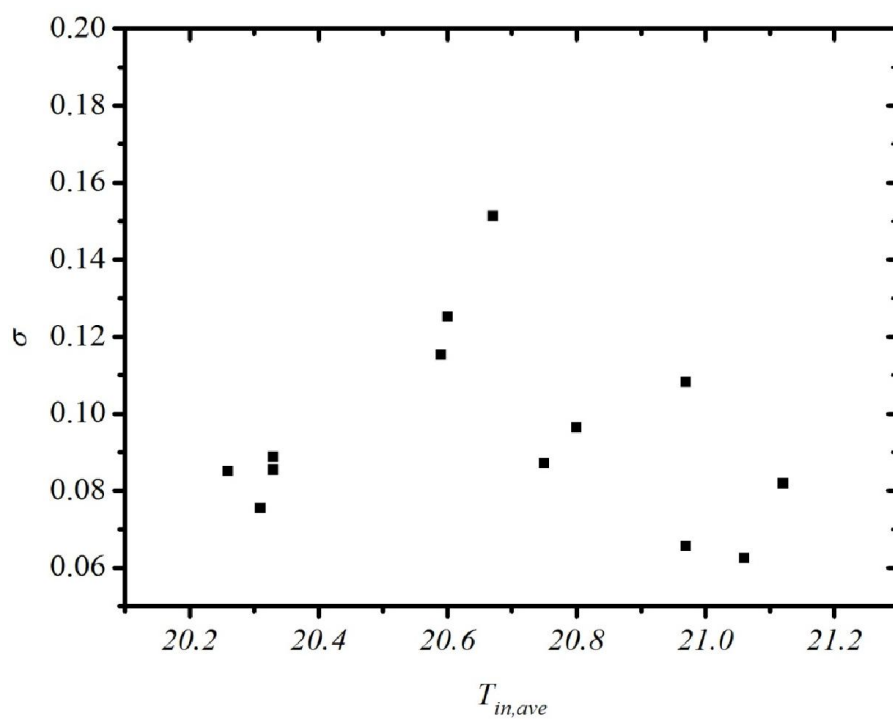
متغیر	خطا	متغیر	خطا
Δp_{net}	۰/۲۱۲	Wt%	۲e-۵
f_{app}	۰/۲۹	$\bar{h}$	۰/۰۳۰۲۵۱۸
ρ_{nf}	۰/۰۱	Re	۰/۰۴۱۹۵۱
u_m	۰/۰۷۳۵۲۲	Ref_{app}	۰/۲۳۱۲۴
D_h	۰/۰۷۹۰۵۷	$\bar{T}_w - T_m$	۰/۰۰۲۱۸۵
Q	۰/۰۲۰۲۴۶	T_b	۰/۰۰۰۷۰۷
L^+	۰/۰۹۱۷۰۵	Nu	۰/۰۸۴۶۴
q_{nf}	۰/۰۲۲۵۹۲	Gr	۰/۱۶۵۳
$w_{ch} + h_{ch}$	۰/۰۳۵۳۵۵	Ri	۰/۱۷۵۶۲۴
$\bar{T}_w$	۰/۰۰۰۳۶۵۵		



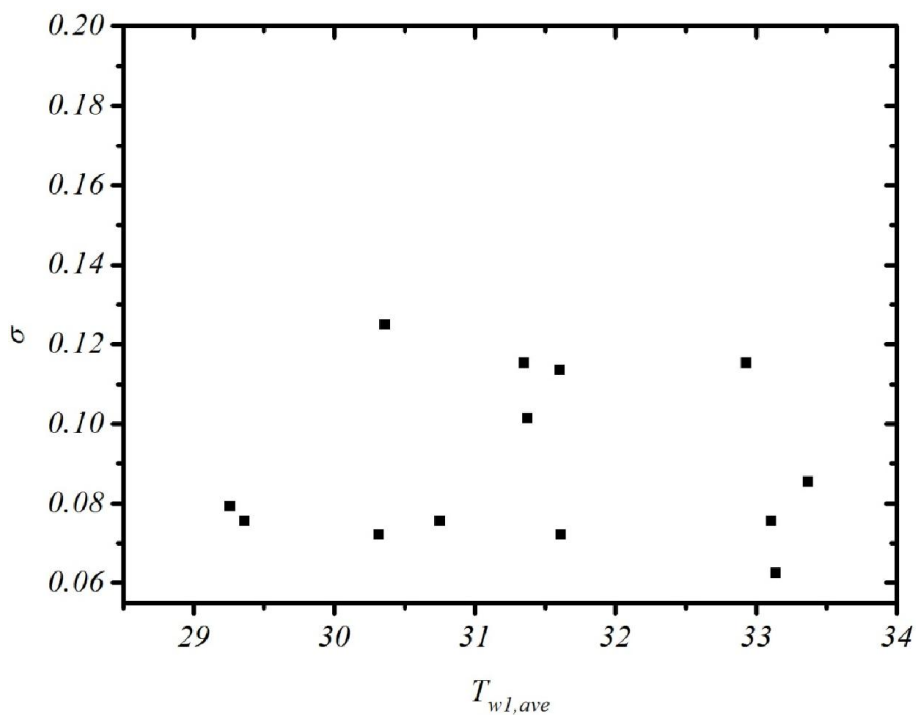
شکل ۵- ۸: تغییرات انحراف معیار دبی حجمی با میزان متوسط داده‌های تکراری



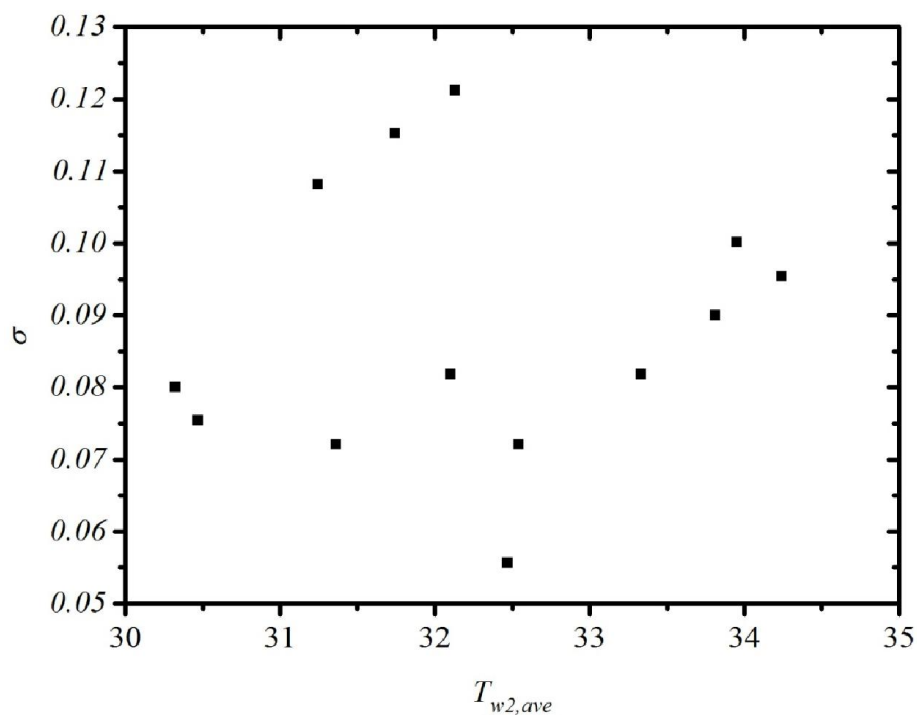
شکل ۵-۹ تغییرات انحراف معیار افت فشار داده‌ها با میزان متوسط داده‌های تکراری



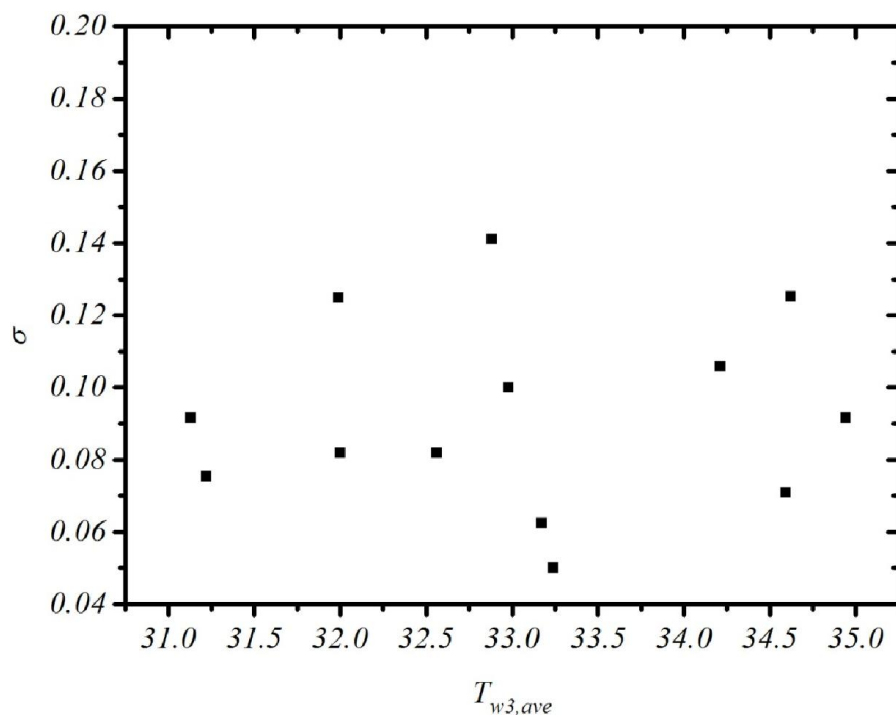
شکل ۵-۱۰: تغییرات انحراف معیار دمای ورودی داده‌ها از میزان متوسط داده‌های تکراری



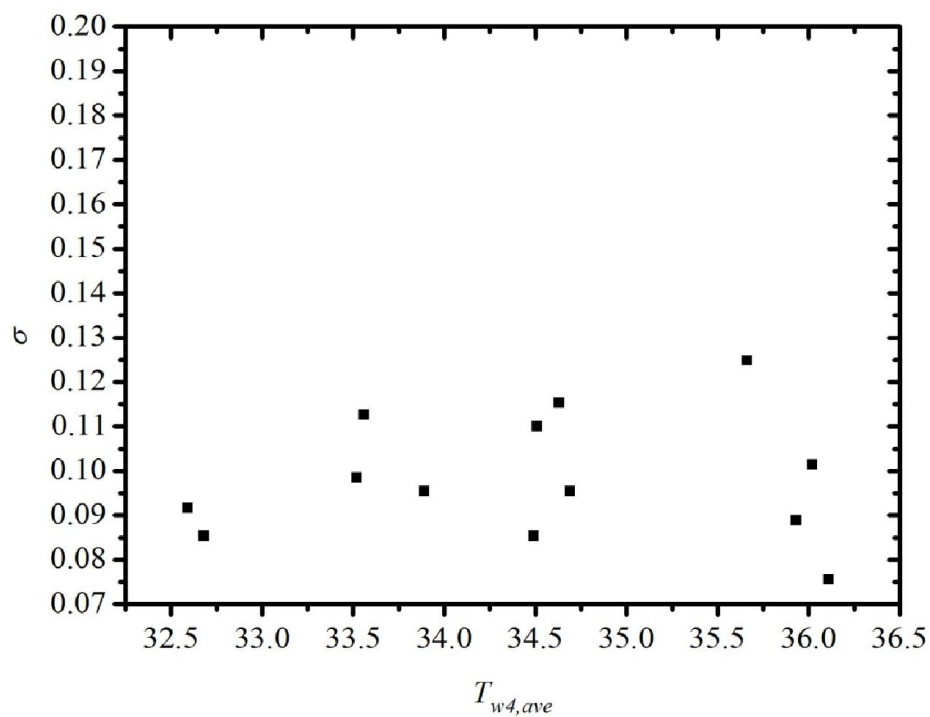
شکل ۵-۱۱: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۱ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری



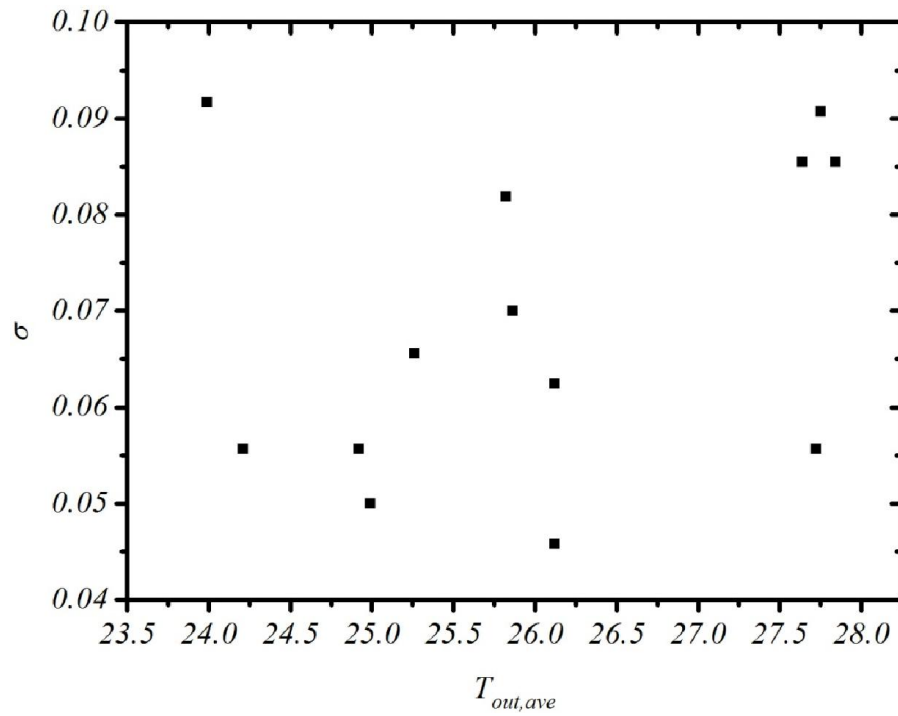
شکل ۵-۱۲: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۲ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری



شکل ۵-۱۳: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۳ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری



شکل ۵-۱۴: تغییرات دمای متوسط بستر در موقعیت ۴ با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری



شکل ۵-۱۵: تغییرات دمای متوسط خروجی با انحراف معیار از میزان متوسط داده‌های تکراری

فصل ششم

بررسی آزمایشگاهی جریان سیال نانوی درون

میکروکانال‌ها

۶-۱- مقدمه

همان‌گونه که قبلاً ذکر شد خنک‌کنندگی توسط میکروکانال‌ها دارای کاربردهای متنوعی در صنایع مختلف است. از طرفی مطالعات آزمایشگاهی به عنوان یک بخش ارزشمند در پژوهش مطرح است. داده‌های آزمایشگاهی می‌توانند به خوبی نوع رفتار پدیده‌ها را در مقیاس ماکرو بررسی نمایند. در مقابل مشاهده‌های پیشین صورت گرفته برای جریان سیال در مقیاس میکرو دارای اختلاف و در مواردی متناقض است. این مسئله به تاثیر عوامل موثر در مقیاس میکرو^۱ که تعدادی از آن‌ها شناخته شده و تعدادی ناشناخته هستند بر می‌گردد. این فصل با تشریح نانو ذرات مورد استفاده و چگونگی ساخت سیال نانو شامل ترکیب آب/نانو لوله‌های کربنی تک‌دیواره و چنددیواره آغاز خواهد شد. نانو ذرات مورد استفاده در پژوهشگاه صنعت نفت ساخته شده و با استفاده از عامل‌های شیمیایی جهت توزیع یکنواخت‌تر و پایداری بیش‌تر درون سیال پایه تحت فرآیندهای شیمیایی قرار گرفته‌اند. پس از آن چگونگی مدل نمودن ویسکوزیته و هدایت گرمایی موثر شرح داده شده است. در نهایت به بررسی و تحلیل داده‌های هیدرودینامیکی و حرارتی خواهیم پرداخت.

۶-۲- نانو ذرات

نانو ذرات مورد استفاده به منظور برآورد هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر شامل نانو لوله‌های کربنی تک دیواره، نانو لوله‌های کربنی چند دیواره، نانوصفحه‌های گرافن تولید شده با استفاده از روش نشست بخار شیمیایی^۲ (G_1)، نانوصفحات گرافنی تولید شده با استفاده از روش اکسید گرافن کاهش یافته^۳ (G_2) و نانوصفحات متخلخل گرافن^۴ (G_3) هستند. در این پژوهش جهت بررسی جریان درون میکروکانال‌ها از سیالات نانوی حاوی نانو لوله‌های کربنی تک و چند دیواره استفاده شده است.

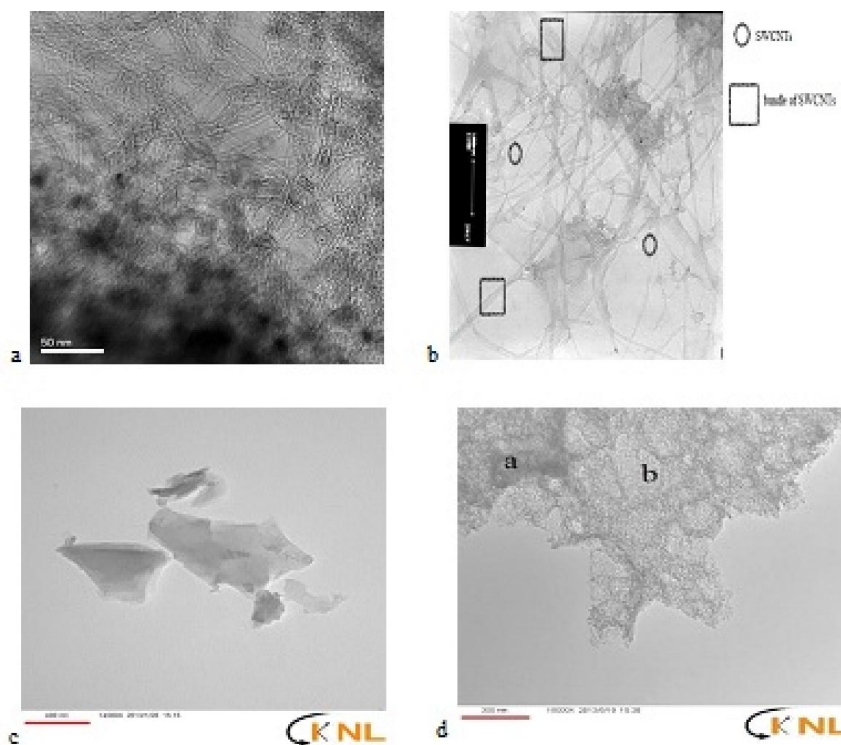
¹ microscale effects

² Carbon vapor deposition (CVD Graphene sheet)

³ Reduced Graphene Oxide (RGO Graphene sheet)

⁴ Nanoporous Graphene sheet

تصاویر میکروسکوپ الکترونی انتقالی^۱ جهت بررسی اندازه و ریخت شناسی ذرات در شکل ۶-۱ آمده است. به طور کلی اندازه ذرات حداقل در یک جهت از درجه نانومتری هستند. یک نانو لوله کربنی چند دیواره منفرد دارای قطری بین ۱۰-۳۰ نانومتر و طولی کمتر از ۵ میکرومتر است. یک نانو لوله کربنی تک دیواره منفرد دارای قطری کمتر از ۳ نانومتر و طولی کمتر از ۵ میکرومتر است.



شکل ۶-۱: تصاویر گرفته شده توسط میکروسکوپ الکترونی انتقالی (a) نانو لوله‌های چند دیواره (b) نانو لوله‌های تک دیواره (c) G_1 (d) G_3

نانو لوله‌های تک دیواره کربنی در بعضی از نقاط که در تصویر نشان داده شده است به هم پیچیده و اصطلاحاً تشکیل یک کلاف را می‌دهند که پس از توزیع در سیال پایه به علت آب دوست بودن عمدتاً از هم جدا می‌شوند.

^۱Transmission Electron Microscopy

منطقه شفاف‌تر در شکل ۶-۱ (c) به تعداد لایه‌های کمتر گرافنی اشاره دارد در شرایطی که منطقه تیره‌تر از تعداد لایه‌ها بیش‌تری برخوردار است. به طور کلی آنالیز رامان و ایکس-آر-دی نشان می‌دهد که تعداد لایه‌ها برای G_1 کمتر از ۵ لایه هستند. این در شرایطی است که برای G_2 تعداد لایه‌ها بین ۸ تا ۱۰ لایه است.

۶-۳-سیال نانو

سیالات نانوی مورد استفاده در این مطالعه دارای ساختارهای کربنی هستند. نانو ذرات مورد استفاده در این بخش جهت دستیابی به سیالات نانوی پایدار با استفاده از فرآیندهای شیمیایی عامل‌دار شده‌اند.

۶-۳-۱-ساخت سیال نانو ذرات کربنی/آب

آب مقطر و نانو ذرات SWCNT، MWCNT، G_1 ، G_2 و G_3 به منظور تهیه سیال نانو مورد استفاده قرار گرفته است. بر اساس تجربه موجود در گروه بهترین روش توزیع ذرات درون سیال پایه استفاده از روش دو مرحله‌ای است. ابتدا مقدار مورد نیاز نانو لوله‌های کربنی و سیال پایه را بر اساس محتوای نمونه (کسر وزنی) تهیه می‌نماییم. در هر نمونه میزان نانو ذرات و آب مقطر توسط یک ترازوی دیجیتال نشان داده شده در شکل ۶-۲ برای کسرهای وزنی مختلف اندازه‌گیری شده است.



شکل ۶-۲: تصویر ترازوی دیجیتال

فصل ششم: بررسی آزمایشگاهی جریان سیال نانودون میکروکانالها

به ترکیب سیالات نانو جهت بررسی هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر در بخش‌های آینده اشاره خواهد شد. سپس ذرات کربنی را با سیال پایه ترکیب می‌کنیم و توسط یک همزن توزیع می‌نماییم.

جدول ۶-۱: ترکیب نمونه‌های مختلف سیالات نانو مورد استفاده در میکروکانال‌ها

درصد وزنی (%)		شماره نمونه‌ها (#)	
آب مقطر	نانو لوله کربنی		
۹۹/۵	(عامل دار) ۰/۵	۱	۱
۹۹	(عامل دار) ۱	۲	۲
۹۹/۵	(عامل دار) ۰/۵	۳	۳
۹۹	(عامل دار) ۱	۴	۴

پس از آن همان‌گونه که در شکل ۶-۳ نشان داده شده است، با استفاده از یک دستگاه ارتعاش مافوق صوت حمامی به مدت ۴۵ دقیقه امواج الکترو مغناطیسی به نمونه داده می‌شود.



شکل ۶-۳: دستگاه ارتعاش مافوق صوت حمامی حاوی نمونه

در انتها هر کدام از نمونه‌های مورد نظر را جهت بررسی پایداری به مدت ۱۲۰ ساعت در یک ظرف شیشه‌ای قرار داده و همان‌گونه که در شکل ۶-۴ نشان داده شده است، هیچ‌گونه ته‌نشینی در ظرف مشاهده نشده است. بنابراین نمونه‌ها دارای پایداری مطلوبی جهت بکارگیری در مطالعه هستند.



شکل ۶-۴: آزمون پایداری پس از ۵ روز

۶-۴-۴- مشخصه‌های سیال نانوی

در اینجا تعدادی از مشخصه‌های سیال نانو حاوی نانو لوله‌های کربنی اندازه‌گیری و یا محاسبه شده است. برای سیال نانوی آب/گرافن صرفاً هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر اندازه‌گیری شده‌اند.

۶-۴-۱- چگالی موثر

چگالی سیال نانو با استفاده از یک استوانه مدرج و ترازوی دیجیتال به ترتیب به منظور اندازه‌گیری حجم و وزن سیال نانو مورد محاسبه قرار گرفته است. جدول ۶-۲ چگالی ذرات و انواع سیالات نانو با کسرهای حجمی مختلف را نشان می‌دهد. خطای برآورد حاصل این محاسبه در ۵-۵-پراکندگی و انحراف معیار داده‌های تجربی

به منظور بررسی میزان پراکندگی داده‌های تجربی نسبت به مقدار متوسط آن به بررسی انحراف معیار داده‌های تجربی پرداخته شده است. آزمایش‌ها با تکرارپذیری سه مرتبه برای جریان آب مقطر در دو بخش هیدرودینامیکی و حرارتی انجام گرفته‌اند. شکل ۵-۸ و شکل ۵-۹ به ترتیب تغییرات انحراف معیار دبی حجمی و افت فشار با میزان متوسط داده‌های تکراری نشان می‌دهند. همچنین شکل ۵-

۱۰ الی شکل ۵- ۱۵ نمودار انحراف معیار داده‌های تکراری را با تغییر دماهای متوسط مختلف ثبت شده نشان می‌دهد.

جدول ۵- ۵ آورده شده است.

۶-۴-۲- ظرفیت حرارتی سیال نانو

ظرفیت حرارتی سیال نانو با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$(c_p)_{nf} = \left[\frac{(1-\phi)(\rho c_p)_f + \phi(\rho c_p)_p}{(1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p} \right] \quad (۶-۱)$$

به منظور محاسبه ظرفیت حرارتی ذره از ظرفیت حرارتی کربن استفاده شده است. لازم به ذکر است

که کسر حجمی سیال نانو (ϕ) برای هر غلظت خاص با استفاده از رابطه $\rho_{eff} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p$ مورد محاسبه قرار گرفته است.

جدول ۶- ۲: مشخصات نانو لوله‌ها در دمای ۲۲ درجه سانتیگراد

wt=۱٪	wt=۰.۵٪	wt=۰	چگالی (kg/m ³)	قطر نانو لوله‌ها (nm)	
۱۰۲۶	۱۰۱۹	۹۹۷	۲۰۷۰	۱۰-۳۰	MWCNT
۱۰۲۵	۱۰۱۷	۹۹۷	۲۰۵۰	۱-۲	SWCNT

۶-۴-۳- ضریب انبساط حرارتی سیال نانو

ضریب انبساط حرارتی سیال نانو با استفاده از رابطه ارایه شده توسط خنفر و همکاران [۷۳] محاسبه شده است:

$$\beta_{eff} = \left[\frac{1}{1 + \frac{(1-\phi)\rho_f}{\phi\rho_p}} \frac{\beta_s}{\beta_f} + \frac{1}{1 + \frac{\phi\rho_p}{(1-\phi)\rho_f}} \right] \beta_f \quad (۶-۲)$$

ضریب انبساط حرارتی نانو لوله تک دیواره با استفاده از کار هو^۱ و همکاران [۷۴] و نانو لوله چند دیواره توسط وو^۲ و همکاران [۷۵] محاسبه شده است.

۴-۴-۶- بررسی رئولوژی سیال نانو

به منظور بررسی ویسکوزیته سیالات نانوی مختلف ابتدا تمام سیالات با بالاترین غلظت مورد مطالعه توسط یک رئومتر مورد بررسی رئولوژیکی قرار گرفته‌اند. آزمایش‌ها توسط دستگاه ویسکو الیت^۳ ساخت شرکت فانگیلب^۴ انجام گرفته است. نتایج بررسی‌ها در جدول ۶-۳ نشان می‌دهد سیالات نانو آب/نانو لوله‌های چند دیواره و آب/نانو لوله‌های تک دیواره در بالاترین غلظت‌های خود مستقل از نرخ برش هستند. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که در محدوده‌های رقیق‌تر دارای رفتار نیوتنی هستند.

جدول ۶-۳: تغییرات ویسکوزیته نمونه‌ها با نرخ برش

شماره	نرخ برش (S ⁻¹)	آب/نانو لوله چند دیواره kg m ⁻¹ s ⁻¹ @T=18 ⁰ C	آب/نانو لوله تک دیواره kg m ⁻¹ s ⁻¹ @T=18 ⁰ C ^۱	G ₁ /Water kg m ⁻¹ s ⁻¹ @T=20 ⁰ C	G ₂ /Water kg m ⁻¹ s ⁻¹ @T=20 ⁰ C	G ₃ /Water kg m ⁻¹ s ⁻¹ @T=20 ⁰ C
۱	۱۰/۳۸	۱/۲۳e-۳	۱/۲۴e-۳	۱/۳۳e-۳	۱/۳۵e-۳	۱/۳۶e-۳
۲	۲۹/۴۸	۱/۲۰e-۳	۱/۲۲e-۳	۱/۳۴e-۳	۱/۳۳e-۳	۱/۳۳e-۳
۳	۴۶/۶۱	۱/۱۹e-۳	۱/۲۰e-۳	۱/۳۵e-۳	۱/۳۵e-۳	۱/۳۸e-۳
۴	۶۲/۷۲	۱/۱۸e-۳	۱/۲۱e-۳	۱/۳۲e-۳	۱/۳۶e-۳	۱/۳۵e-۳
۵	۸۷/۸۴	۱/۱۸e-۳	۱/۲۰e-۳	۱/۳۳e-۳	۱/۳۱e-۳	۱/۳۶e-۳
۶	۱۰۳/۹	۱/۱۸e-۳	۱/۱۹e-۳	۱/۳۸e-۳	۱/۳۶e-۳	۱/۳۳e-۳
۷	۱۱۰/۰	۱/۲۱e-۳	۱/۲۰e-۳	۱/۳۲e-۳	۱/۳۴e-۳	۱/۳۴e-۳

^۱Hu

^۲Wu

^۳Visco Elite

^۴Fungilab



شکل ۶-۵: تصویر ویسکومتر



شکل ۶-۶: دستگاه KD2 جهت اندازه گیری هدایت گرمایی

۶-۴-۵- اندازه‌گیری مشترک ویسکوزیته و هدایت گرمایی با استفاده از طراحی آزمایش

همان‌گونه که پیش‌تر اشاره شد، انواع سیال نانوی مورد استفاده دارای رفتاری نیوتنی هستند. به منظور اندازه‌گیری ویسکوزیته و هدایت گرمایی موثر سیال نانو، یک طراحی آزمایش با استفاده از نرم افزار design-Expert و با روش D-optimal انجام گرفته است.

در این طراحی پنج نوع سیال نانو بین دو سطح دمایی ۱۵-۳۵ درجه سانتیگراد و غلظت‌های وزنی بین ۰/۰۱ تا ۰/۱٪ در نظر گرفته شده‌اند. ترکیب آزمایش‌های طراحی شده بر اساس جدول ۶-۴ هستند. ویسکوزیته سیالات نانو توسط یک ویسکومتر که در شکل ۶-۵ نشان داده شده، مورد اندازه‌گیری قرار گرفته است. به طور کلی هدایت گرمایی سیالات نانو نسبت به دما دارای حساست است [۷۶]. هدایت گرمایی موثر سیال نانو با افزایش دما افزایش می‌یابد [۷۷]. اما این افزایش در موارد مختلف متفاوت است. هدایت گرمایی موثر سیالات نانوی مورد مطالعه توسط دستگاه KD2 اندازه‌گیری شده است. شکل ۶-۶ دستگاه KD2 را نمایش می‌دهد.

نتایج حاصل از تحلیل داده‌ها در دماهای مختلف و برای سیالات نانوی حاوی پنج نوع نانو ذره، نانو لوله‌های کربنی تک دیواره و چند دیواره و سه نوع گرافن، که پیش‌تر به آن اشاره شد در جدول ۶-۴ نشان داده شده است. این مقادیر برای ترکیب آزمایش‌های پیش گفته اندازه‌گیری شده است. در اینجا با استفاده از روش پاسخ سطحی^۱ جهت طراحی آزمایش به ارائه مدلی جهت پیش‌بینی هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر پرداخته شده است. این روش به منظور بررسی پارامترهای موثر بر پدیده‌هایی با فعل و انفعال‌های پیچیده مورد استفاده قرار می‌گیرد [۷۸، ۷۹].

یکی از مهم‌ترین مدل‌ها مدل درجه دو است که برای دو عامل بکار برده شده یعنی دما و درصد وزنی ذرات به صورت زیر در می‌آید:

¹Response surface methodology

$$Y = \beta_0 + \sum_{i=1}^2 \beta_i x_i + \sum_{1 < i < j}^2 \beta_{ij} x_i x_j + \sum_{i < j}^2 \beta_{ii} x_i^2 + \varepsilon \quad (۳-۶)$$

جدول ۶-۴: طرح آزمایش به منظور محاسبه هدایت گرمایی و ویسکوزیته سیال نانو

Effective Viscosity (μ_{eff}) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)e-3	Effective Thermal conductivity (K_{eff})($\text{W m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Type of nanoparticle (TNP)	Temp ($^{\circ}\text{C}$)	Wt (%)	Exp. No.
۰/۸۹۵	۰/۶۱	MWNT	۲۵	۰/۰۱	۱
۱/۱۰۳	۱/۳	G-3	۳۵	۱	۲
۱/۴۶۱	۱/۰۱	G-3	۱۵	۱	۳
۰/۸۹۹	۰/۶	MWNT	۲۵	۰/۰۱	۴
۱/۱۸۱	۰/۹۹	G-2	۲۵	۰/۷۵۲۵	۵
۰/۹۹۹	۱/۱۵	G-1	۳۵	۱	۶
۱/۱۳۱	۰/۷۵	G-2	۲۰	۰/۲۵۷۵	۷
۰/۹۸۲	۰/۷۳	SWNT	۲۵	۰/۲۵۷۵	۸
۱/۴۴۱	۰/۹۴	G-1	۱۵	۱	۹
۱/۱۲۲	۰/۶۱	G-1	۱۵	۰/۰۱	۱۰
۱/۲۱۲	۰/۷۶	MWNT	۱۵	۰/۵۰۵	۱۱
۰/۸۰۹	۰/۷	G-2	۳۵	۰/۰۱	۱۲
۱/۰۳۲	۱/۲۱	G-2	۳۵	۱	۱۳
۰/۷۸۹	۰/۶۸	G-1	۳۵	۰/۰۱	۱۴
۱/۱۰۴	۰/۹۹	MWNT	۲۵	۱	۱۵
۰/۰۸۵	۱/۳۲	G-3	۳۵	۱	۱۶
۱/۱۰۸	۰/۹۸	MWNT	۲۵	۱	۱۷
۱/۱۳۱	۰/۹۷	G-3	۲۵	۰/۵۰۵	۱۸
۰/۷۶۳	۰/۶۷	SWNT	۳۵	۰/۰۱	۱۹
۰/۴۳۶	۰/۹۸	G-2	۱۵	۱	۲۰
۰/۷۸۶۳	۰/۸۸	MWNT	۳۵	۰/۵۰۵	۲۱
۱/۴۰۱	۰/۹۴	SWNT	۱۵	۱	۲۲
۰/۹۲۱	۱/۰۹	SWNT	۳۵	۱	۲۳
۰/۸۵۲	۰/۷۸	G-3	۳۵	۰/۰۱	۲۴
۰/۷۸۶	۰/۸۷	MWNT	۳۵	۰/۵۰۵	۲۵
۱/۱۶۸	۰/۸۵	G-1	۲۰	۰/۵۰۵	۲۶

که $\beta_0, \beta_i, x_i, \beta_{ii}, \beta_{ij}$ و ε به ترتیب ضریب ثابت، ضریب خطی، متغیرها، ضریب پارامتر درجه دو، ضریب پارامتر کنش متقابل و باقیمانده هستند. مدل ارائه شده برای هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر به ترتیب به صورت روابط (۴-۶) و (۵-۶) است:

$$k_{\text{eff}} = (\beta_0 + \beta_1 Wt + \beta_2 T + \beta_{12} Wt \times T + \beta_{11} Wt^2) \times 10^{-3} \quad (۴-۶)$$

$$\mu_{\text{eff}} = (\beta_0 + \beta_1 Wt + \beta_2 T + \beta_{12} Wt \times T) \times 10^{-3} \quad (۵-۶)$$

ثابت‌ها در رابطه‌های (۴-۶) و (۵-۶) به ترتیب در جدول ۵-۶ و جدول ۶-۶ ارائه شده‌اند.

جدول ۵-۶: مقادیر ضرایب ثابت هدایت گرمایی موثر (رابطه (۴-۱۳))

نوع ذات توزیع شده در سیال نانو					
	G-3	G-2	G-1	SWNT	MWNT
β_0	۰/۴۸۹۳۷۷	۰/۵۱۹۹۲۹	۰/۵۵۲۱۱۴	۰/۵۸۶۰۴۹	۰/۵۳۷۴۶۳
β_1	۰/۴۰۸۸۳۳	۰/۳۸۹۸۱۷	۰/۳۴۷۶۴۹	۰/۳۲۳۴۴۱	۰/۳۲۷۴۴۷
β_2	۰/۰۰۸۲۹۶	۰/۰۰۴۹۸۱	۰/۰۰۳۶۲۶	۰/۰۰۱۸۲۷	۰/۰۰۲۴۶۵
β_{12}	۰/۰۰۶۴۰۱	۰/۰۰۶۴۰۱	۰/۰۰۶۴۰۱	۰/۰۰۶۴۰۱	۰/۰۰۶۴۰۱
β_{11}	-۰/۱۰۲۶۱	-۰/۱۰۲۶۱	-۰/۱۰۲۶۱	-۰/۱۰۲۶۱	-۰/۱۰۲۶۱

coefficient

جدول ۶-۶: مقادیر ضرایب ثابت ویسکوزیته موثر (رابطه (۴-۱۴))

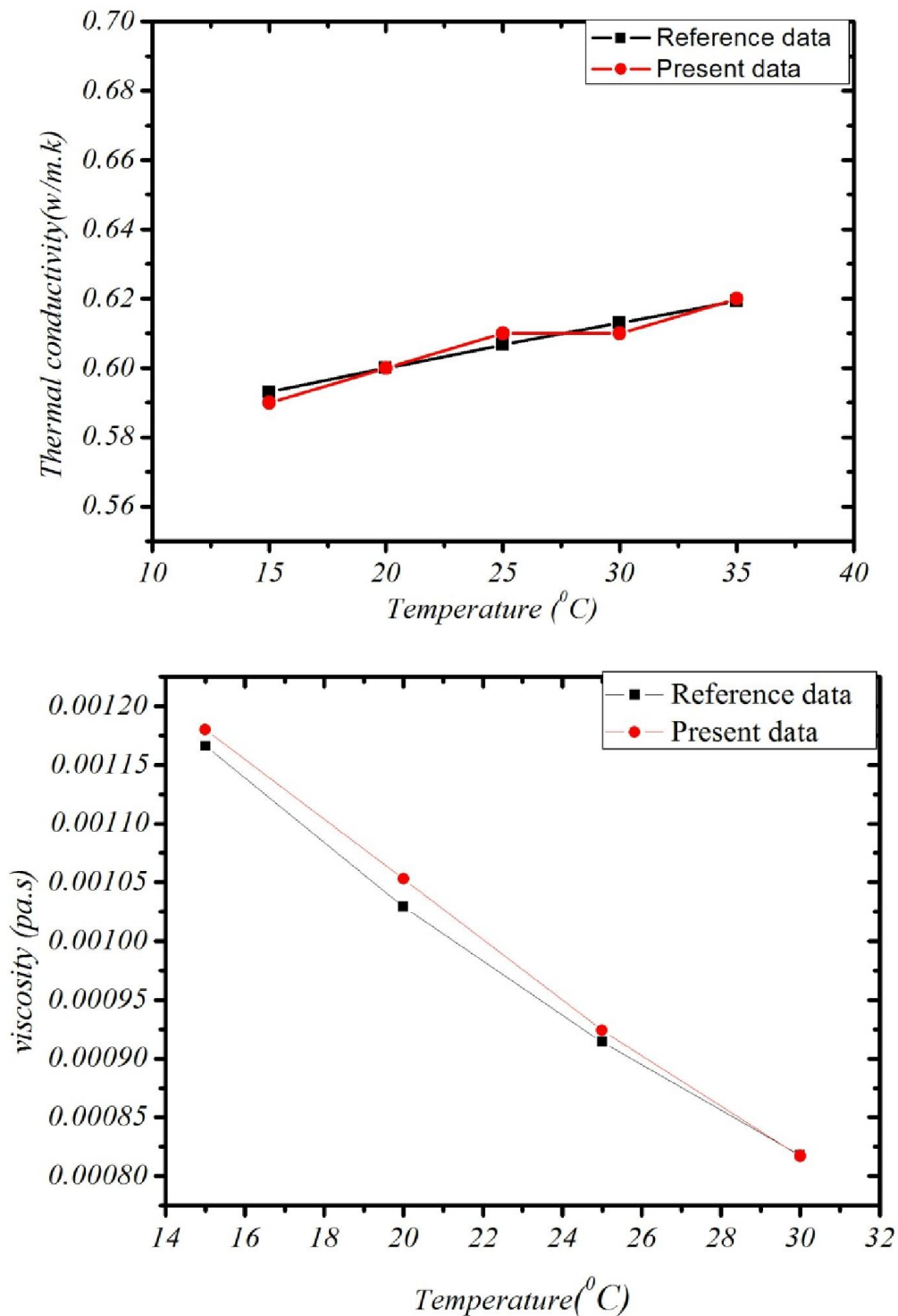
نوع ذات توزیع شده در سیال نانو					
	G-3	G-2	G-1	SWNT	MWNT
β_0	۱/۳۰۸۰۵۴	۱/۳۵۷۹۷۴	۱/۳۶۳۶۱	۱/۳۹۳۴۷۲	۱/۳۶۰۹۷۶
β_1	۰/۴۲۸۵۲۳	۰/۳۹۹۹۹۵	۰/۳۹۸۷۹۱	۰/۳۵۵۳۹۷	۰/۳۴۲۷۳۱
β_2	-۰/۰۱۳۰۹	-۰/۰۱۵۵۲	-۰/۰۱۶۵۶	-۰/۰۱۸۳۱	-۰/۰۱۸۶۸
β_{12}	-۰/۰۰۵۲۶	-۰/۰۰۵۲۶	-۰/۰۰۵۲۶	-۰/۰۰۵۲۶	-۰/۰۰۵۲۶

coefficients

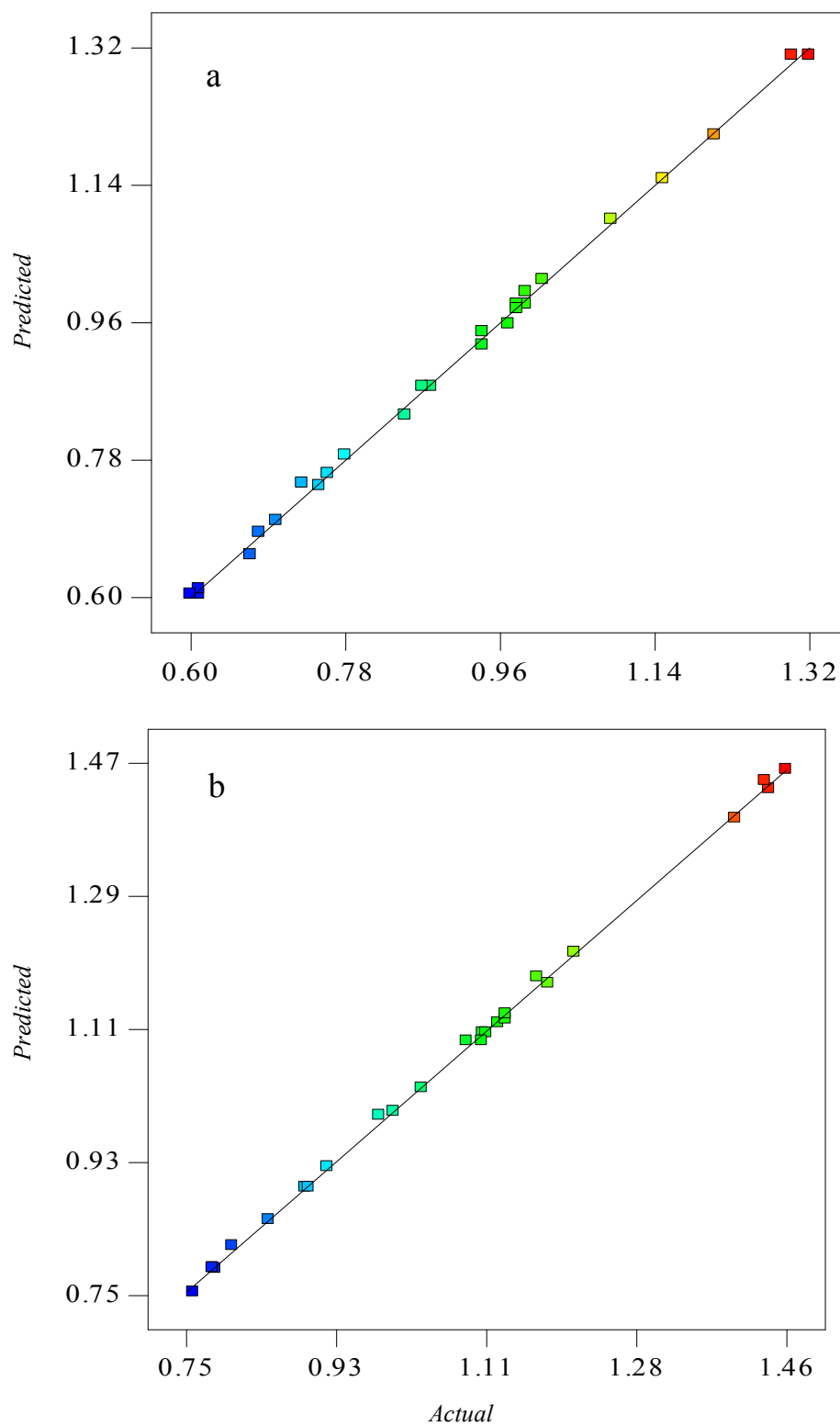
محدودیت‌های مدل به صورت زیر است:

۱- دما بین ۱۵ تا ۳۵ درجه سانتیگراد ۲- غلظت ذرات بین ۰/۰۱ تا ۱ درصد وزنی. تمامی اندازه‌گیری‌ها بعد از تنظیم کردن دستگاه KD2 و ویسکومتر با آب مقطر انجام گرفته است. در شکل ۶-۷ مشاهده می‌شود که هم‌خوانی مطلوبی بین مقادیر اندازه‌گیری شده و مرجع در دماهای ۱۵، ۲۵

و ۳۵ درجه سانتیگراد مشاهده می شود به منظور بررسی بهتر مدل مقادیر واقعی اندازه گیری شده در برابر مقادیر پیش بینی مدل در شکل ۶-۸ نشان داده شده اند.

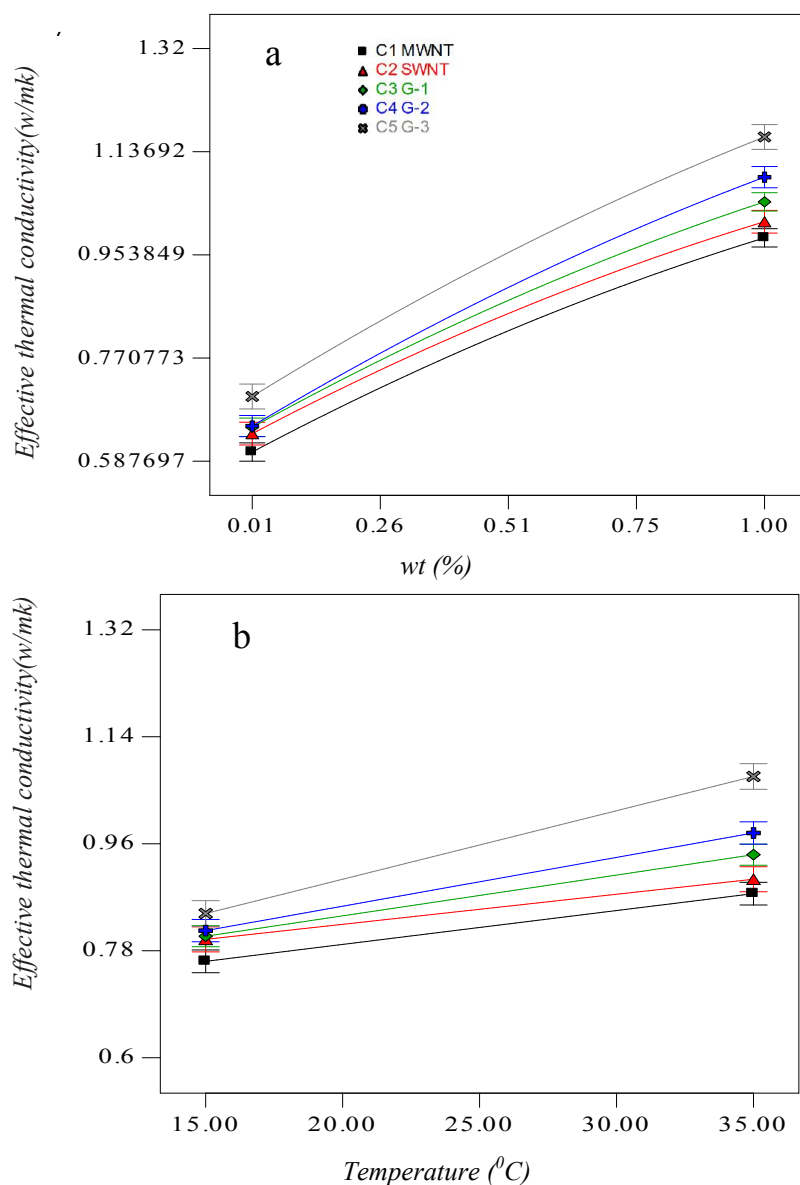


شکل ۶-۷: مقایسه مقادیر اندازه گیری شده هدایت گرمایی و ویسکوزیته آب مقطر با مقادیر موجود در مراجع



شکل ۶-۸: پیش‌بینی مدل در برابر مقادیر اندازه‌گیری شده آزمایشگاهی

. حداقل مربعات^۱ مدل پیشنهادی برای هدایت حرارتی موثر ۰/۹۴ و برای ویسکوزیته موثر ۰/۹۸ است. همان گونه که مشاهده می شود مقادیر اندازه گیری شده و مدل همخوانی مطلوبی را نشان می دهند. بنابراین مدل به منظور پیش بینی هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر قابل اعتماد است.

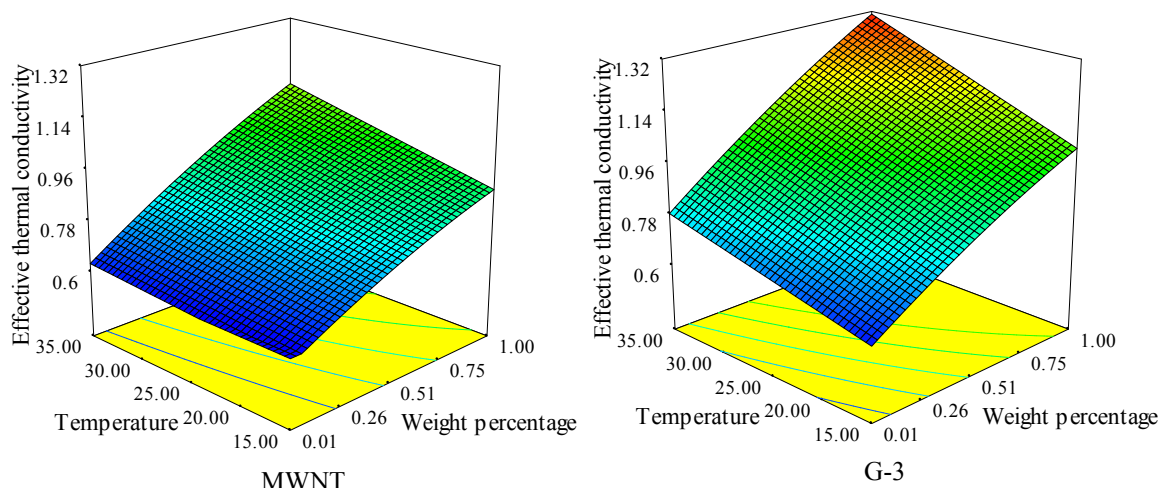


شکل ۶-۹: تغییرات هدایت گرمایی نمونه ها با (a) درصد وزنی در $T=25^{\circ}\text{C}$ (b) دما در $\text{wt}=0.51\%$

۶-۴-۶- بحث و بررسی پیرامون مدل ارایه شده هدایت گرمایی و ویسکوزیته موثر

شکل ۶-۹ (a) پیش‌بینی هدایت گرمایی موثر را در برابر تغییرات درصد وزنی ذرات نشان می‌دهد. افزایش درصد وزنی ذرت مختلف به طور خطی هدایت گرمایی موثر تمام پنج نمونه سیال نانو را افزایش می‌دهد. افزایش درصد وزنی تعداد ذرات نانو را در واحد حجمی سیال بالا برده و در نتیجه سطح تماس میان ذرات و سیال پایه را افزایش می‌دهد. تحت چنین شرایطی اختلاط، جابجایی میکرونی و نوسان‌های محلی بیش‌تر ذرات نانو باعث فعل و انفعال و برخورد قوی‌تر میان آنها خواهد شد. در واقع این عوامل موجب یک افزایش در انتقال حرارت هدایتی پرتابه‌ای^۱ در مقایسه با سیال پایه خواهند شد. برای تمامی نمونه‌ها هدایت گرمایی موثر با افزایش دما افزایش می‌یابد.

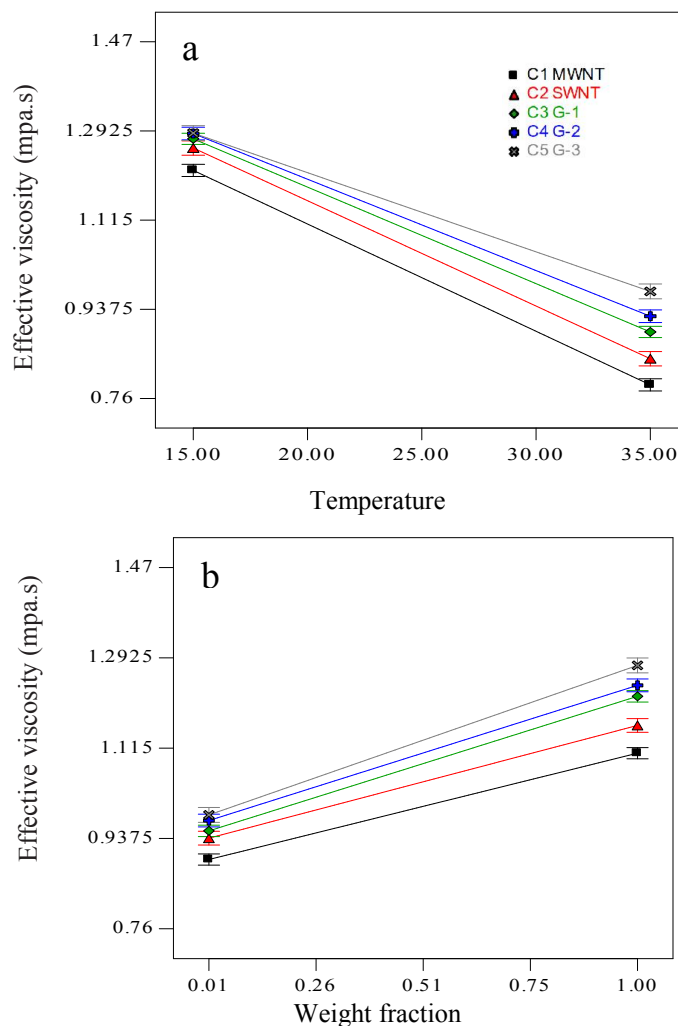
افزایش هدایت گرمایی موثر عمدتاً به حرکت برانین ذرات توزیع شده نسبت داده می‌شود. با بالا رفتن دمای سیال نانو، نوسان ذرات نانو توزیع شده افزایش یافته و بدین ترتیب انتقال انرژی از طریق سیال تسریع شده و در نتیجه هدایت گرمایی موثر افزایش می‌یابد. همان‌گونه که در تصویر نشان داده شده است حساسیت کمتری نسبت به نوع ذرات نانو در دمای ۱۵ درجه وجود دارد.



شکل ۶-۱۰: نمای سه بعدی تغییرات هدایت گرمایی موثر با دما و درصد وزنی ذرات (a) MWCNT/ آب (b) G_3/ آب

^۱ballistic conduction heat transport

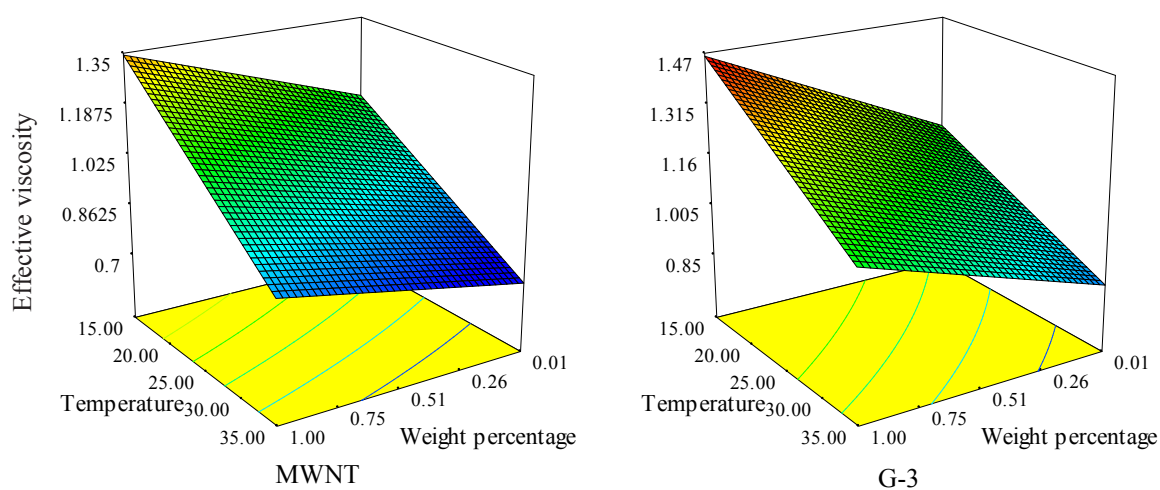
به نظر می‌رسد تعدادی از تاثیرات در مقیاس نانو همچون فعل و انفعالات و برخورد میان ذرات در دماهای پایین از بین می‌روند. دیگر عوامل نظیر سطح مشترک میان ذرات و سیال پایه نقش اصلی را در افزایش اندک هدایت گرمایی بازی می‌کنند (۶/۱۰٪ برای آب/G_3 در مقایسه با آب/MWCNT). در شرایطی که برای $T=35^{\circ}\text{C}$ افزایش ۲۱/۷٪ را خواهیم داشت. به منظور بررسی بیشتر، با نمودارهای سه بعدی هدایت گرمایی موثر برای آب/G_3 و آب/MWCNT در شکل ۶-۱۰ نشان داده شده‌اند. در حقیقت سطوح سه بعدی نشان داده شده در شکل همان شبیه‌سازی معادله (۶-۴) هستند. شکل ۶-۱۱ تغییرات ویسکوزیته موثر نمونه‌ها را به صورت تابعی از دما و درصد وزنی ذرات نشان می‌دهد.



شکل ۶-۱۱: تغییرات ویسکوزیته موثر نمونه‌ها با (a) دما در ۵۱٪ wt در $T=35^{\circ}\text{C}$ (b) درصد وزنی در $T=35^{\circ}\text{C}$

همان گونه که ذکر شد در دماهای پایین اثر تعدادی از عوامل در مقیاس های نانو همچون شکل و اندازه ذره و حرکت برانین ذرات نانو که به انتقال مومنتوم پرتابه ای منتهی و موجب افزایش انتقال مومنتوم مولکولی می شود کاهش می یابند.

علاوه بر این ویسکوزیته موثر جریان با افزایش درصد وزنی ذرات همان طور که در شکل ۶-۱۱ (b) نشان داده شده است افزایش می یابد. در انتها شکل ۶-۱۲ نمودارهای سه بعدی عوامل موثر بر ویسکوزیته موثر آب/G_3 و آب/MWCNT برگرفته از معادله (۶-۵) را نشان داده است.



شکل ۶-۱۲: نمای سه بعدی تغییرات هدایت گرمایی موثر با دما و درصد وزنی ذرات (a) آب مقطر/MWCNT (b) آب مقطر/G_3

۶-۵-نتایج

در این بخش ویژگی های هیدرودینامیکی و حرارتی جریان سیال پایه و نانوی عبوری از قسمت آزمون شرح داده شده در بخش قبلی مورد بررسی و تحلیل قرار خواهد گرفت.

۶-۵-۱- تبدیل داده‌ها^۱

در این بخش از تحقیق به بررسی چگونگی تبدیل داده‌های اندازه‌گیری شده به شاخص‌های هیدرودینامیکی و حرارتی با استفاده از روابط مربوطه خواهیم پرداخت.

۶-۵-۱-۱- پارامترهای هیدرودینامیکی

افت فشار اندازه‌گیری شده^۲ شامل اتلافات فرعی فشار در ورودی به حفره ابتدایی، خروجی از حفرات انتهایی، ورودی از حفره ابتدایی به میکروکانال‌ها و خروجی از میکروکانال‌ها به حفره انتهایی (هر دو ناشی از تغییر سطح مقطع عبوری جریان) و همچنین اتلافات در طول میکروکانال هستند. اتلافات در طول میکروکانال نیز شامل افت فشار ناشی از اصطکاک بدنه و همچنین اتلافات در منطقه ورودی در حال توسعه ناشی از تغییر مومنتوم است. بنابراین افت فشار خالص برای میکروکانال‌ها از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\Delta p_{net} = \Delta p_{measured} - (k_1 + k_2 + k_3 + k_4) \frac{\rho u_m^2}{2} \quad (۶-۶)$$

که k_1 ، k_2 ، k_3 و k_4 به ترتیب ضرایب افت فرعی فشار در ورودی به حفره، ورودی به میکروکانال‌ها، خروجی از میکروکانال‌ها و خروجی از حفره به مسیر اصلی است. برای محاسبه افت فشار انبساطی و انقباضی به ترتیب ناشی از ورود از خط اصلی به حفره ورودی، خروج از حفره خروجی به خط اصلی، ورودی و خروجی به میکروکانال‌ها از مرجع [۸۰] استفاده شده است. در تحقیق حاضر ضریب اصطکاک ظاهری فاینین بر مبنای افت فشار خالص جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها مورد محاسبه قرار گرفته است.

$$f_{app} = \Delta p_{net} \cdot \frac{D_h}{l} \cdot \frac{1}{2\rho_{ff} u_m^2} \quad (۶-۷)$$

^۱Data reduction

^۲ Measured Pressure Drop

که Δp_{net} افت فشار خالص در میکروکانال‌ها، D_h قطر هیدرولیکی یک کانال واحد، l طول کانال، u_m سرعت متوسط درون یک کانال منفرد، ρ_{eff} چگالی سیال نانو است. در جریان توسعه یافته افت فشار تماماً ناشی از اصطکاک پوسته‌ای بوده و ضریب ظاهری فاینن معادل عبارت $\left(\frac{2\tau_w}{\rho_{eff} u_m^2} \right)$ خواهد بود. با توجه به دبی حجمی جریان، سرعت متوسط ورودی به میکروکانال منفرد از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$u_m = \frac{\dot{Q}}{N w_c h_c} \quad (۶-۸)$$

$\dot{Q}$ نرخ حجمی جریان سیال نانو ورودی به میکروکانال‌ها، N تعداد کانال‌ها، w_c عرض کانال و h_c ارتفاع کانال است. به این ترتیب عدد رینولدز متناظر را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$Re = \frac{\rho_{eff} u_m D_h}{\mu_{eff}} \quad (۶-۹)$$

به منظور بررسی شرایط جریان در حال توسعه هیدرودینامیکی عدد پویزل به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Po = f_{app} Re \quad (۶-۱۰)$$

این گروه‌های بدون بعد در قسمت آنالیز ابعادی نیز بدست آمده‌اند. تئوری‌های رایج بر اساس معادله ناویراستوکس برای ناحیه کاملاً توسعه یافته هیدرودینامیکی در میکروکانال‌های مقطع مستطیلی نشان می‌دهد که عدد پویزل به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$fRe = c(\gamma) \quad (۶-۱۱)$$

که c تابعی از نسبت ابعاد (γ) است. برای میکروکانال‌های مورد استفاده در پژوهش حاضر $\gamma=1$ است. این مقدار از عدد پویزل می‌تواند به عنوان یک پیش‌بینی تئوری با مقادیر بدست آمده از داده‌های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گیرد. به منظور بررسی تاثیرات منطقه ورودی هیدرودینامیکی

بر روی جریان، فاصله محوری بدون بعد به صورت زیر تعریف شده است (در فصل آنالیز ابعادی بدست آمده است):

$$L^+ = \frac{l}{D_h \text{Re}} = \frac{l \mu_{eff}}{D_h^2 \rho_{eff} u_m} \quad (6-12)$$

به طور کلی وجود زبری در میکروکانالها انتقال مومنتوم را در نزدیکی دیواره افزایش می‌دهد. چنین تاثیری می‌تواند با افزایش در ویسکوزیته جریانی سیال توجیه شود [۳۶]. یک ویسکوزیته ظاهری (μ_{app}) در میکروکانالهای زیر می‌تواند به عنوان مجموع ویسکوزیته موثر سیال نانو (μ_{eff}) و ویسکوزیته حاصل از زبریها (μ_R) تعریف شود. در واقع تاثیر زبری و ویسکوزیته ناشی از زبریها در نزدیکی دیواره بیش‌تر بوده و به سمت مرکز مقطع جریان کاهش می‌یابد. طول ورودی برای جریان آرام در حال توسعه درون یک مقطع صاف از رابطه زیر بدست می‌آید [۸۱]:

$$\frac{l_{entrance}}{D_h \text{Re}} = 0.1 \quad (6-13)$$

این رابطه به وضوح نشان می‌دهد که برای سرعت جریان ورودی و هندسه مشخص افزایش ویسکوزیته طول ناحیه ورودی را کاهش می‌دهد. در واقع بر اساس گزارشها [۸۲] برای میکروکانالهای صاف تاثیر ورودی برای L^+ بیش‌تر از ۱/ قابل صرف‌نظر کردن خواهد بود. به عبارت دیگر جریان در میکروکانالهای صاف برای $L^+ > 0.1$ کاملاً توسعه یافته است. در ادامه روند نمای دریافت و تعیین شاخص‌های هیدرودینامیکی در شکل ۶-۱۳ نشان داده شده است.

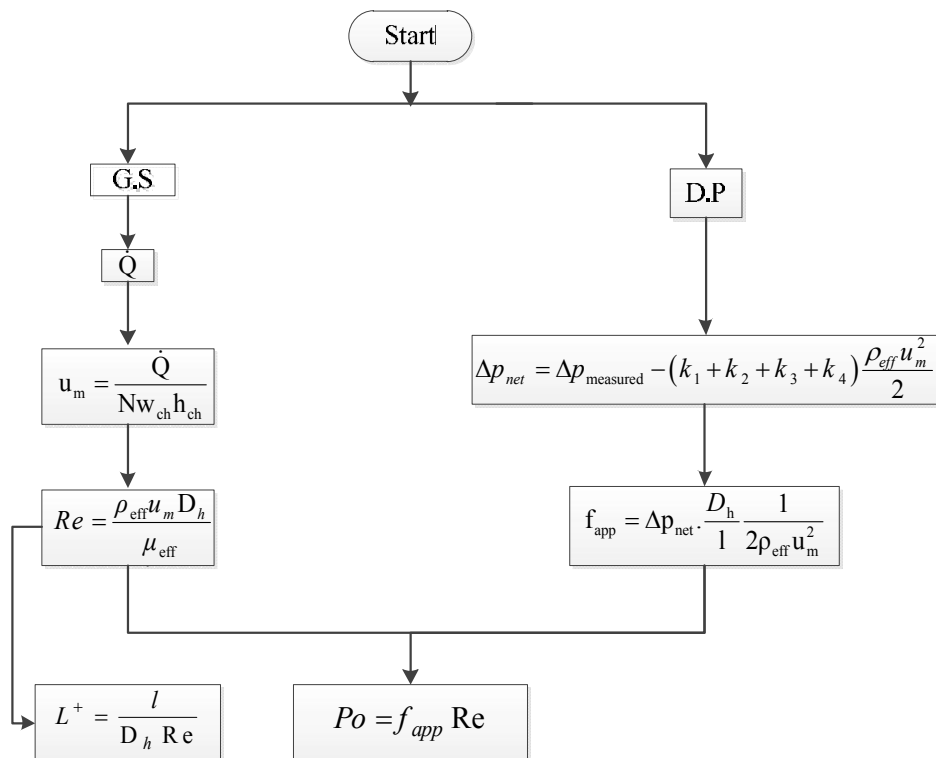
۶-۵-۱-۲- پارامترهای حرارتی

دمای متوسط بالکی در میکروکانالها با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$T_m = \frac{T_{in} + T_{out}}{2} \quad (6-14)$$

که T_{in} و T_{out} به ترتیب دمای ورودی و خروجی از کانال است. دمای سطحی میکروکانال نیز با فرض هدایت تک‌بعدی حرارت از حسگرهای دما به طرف جریان از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$T_w = T_{tc} + \frac{q_{nf} H_{tw}}{Nk_s l (w_c + w_{fin})} \quad (۶-۱۵)$$



D.P وسیله اندازه گیری اختلاف فشار
G.S استوانه مدرج جهت اندازه گیری حجم

شکل ۶-۱۳: روند نمای محاسبه عدد بدون بعد پویزل و طول بدون بعد هیدرودینامیکی

به ترتیب q_{nf} ، H_{tw} ، T_{tc} میزان حرارت ورودی به سیال نانو، فاصله عمودی حسگرهای دما تا سطح میکروکانال‌ها و دمای اندازه‌گیری شده توسط حسگرها هستند. نرخ حرارت ورودی به سیال نانو از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\dot{q}_{nf} = \dot{m} C_{p,eff} (T_{out} - T_{in}) \quad (۶-۱۶)$$

مبنای محاسبه مقاومت حرارتی سیستم بر اساس بیشینه دمای اندازه‌گیری شده توسط حسگرهای دما است. مقاومت حرارتی نیز به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$R_t = \frac{T_{w,max} + T_{in}}{\dot{q}_{nf}} \quad (۶-۱۷)$$

که $T_{w,max} = \max[T_{w,1} + T_{w,2} + T_{w,3} + T_{w,4}]$ است. که زیرنویس‌های 1، 2، 3، 4 نشان دهنده موقعیت محوری حسگرهای دما است که در شکل ۵-۴ نشان داده شده است. ضریب انتقال حرارت جابجایی با استفاده از رابطه زیر محاسبه شده است.

$$h_{ave} = \frac{\dot{q}_{nf}}{N (\bar{T}_w - T_m)(w_c + 2\eta_{fin} h_c) l} \quad (۶-۱۸)$$

که دمای متوسط سطح با استفاده از رابطه زیر محاسبه شده است:

$$\bar{T}_w = \frac{T_{w,1} + T_{w,2} + T_{w,3} + T_{w,4}}{4} \quad (۶-۱۹)$$

مقاومت حرارتی و ضریب انتقال حرارت متوسط بر اساس اختلاف دمای لگاریتمی به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$R_{lm} = \frac{\Delta T_{lm}}{\dot{q}_{nf}} \quad (۶-۲۰)$$

$$\bar{h} = \frac{\dot{q}_{nf}}{N \Delta T_{lm} (w_c + 2\eta_{fin} h_c) l} \quad (۶-۲۱)$$

که دمای به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Delta T_{lm} = \frac{(\bar{T}_w - T_{in}) - (\bar{T}_w - T_{out})}{\ln \left[\frac{(\bar{T}_w - T_{in})}{(\bar{T}_w - T_{out})} \right]} \quad (۶-۲۲)$$

در واقع هر کدام از میکروکانال‌ها به لحاظ حرارتی بین دو پره محصور شده‌اند که از یک طرف بر روی پیرکسی‌گلاس قرار گرفته و دارای شرط مرزی ایزوله حرارتی هستند. بنابراین می‌توان به منظور محاسبه ضریب انتقال حرارت جابجایی معادله (۶-۱۸) را به همراه دو معادله زیر به منظور محاسبه ضریب انتقال حرارت جابجایی (h_{ave}) حل کرد:

$$\eta_{fin} = \frac{\tanh(mh_c)}{mh_c} \quad (۶-۲۳)$$

$$m \approx \sqrt{\frac{2h_{ave}}{k_s W_{fin}}} \quad (۲۴-۶)$$

به هر حال تشخیص دقیق شرایط مرزی که حاصل منابع حرارتی مجزا از یکدیگر و همچنین تاثیرات دو بعدی در کف میکروکانالها و پرهها هستند دشوار است. گرمایش در هندسه میکروکانالها به طور عمده از سه سطح صورت میگیرد که همراه با یک پوشش پیرگس که بالای میکروکانال را بسته است مجرای برای عبور جریان را شکل می دهد. عدد بدون بعد ناسلت نیز با استفاده از رابطه زیر محاسبه گردیده است.

$$Nu = \frac{h_{ave} D_h}{k_{eff}} \quad (۲۵-۶)$$

اعداد بدون بعد دیگر به صورت زیر تعریف می شوند:

عدد گراشوف:

$$Gr = \frac{g \beta_{eff} \left(\frac{q_{nf}}{N (W_c + 2\eta_{fin} h_c) l} \right) D_h^4}{k_{eff} v_{eff}^2} \quad (۲۶-۶)$$

عدد ریچاردسون :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (۲۷-۶)$$

برای یافتن تاثیرات جریان آرام در حال توسعه حرارتی در منطقه ورودی فاصله ورودی بدون بعد برای منطقه ورودی حرارتی به صورت زیر بدست می آید:

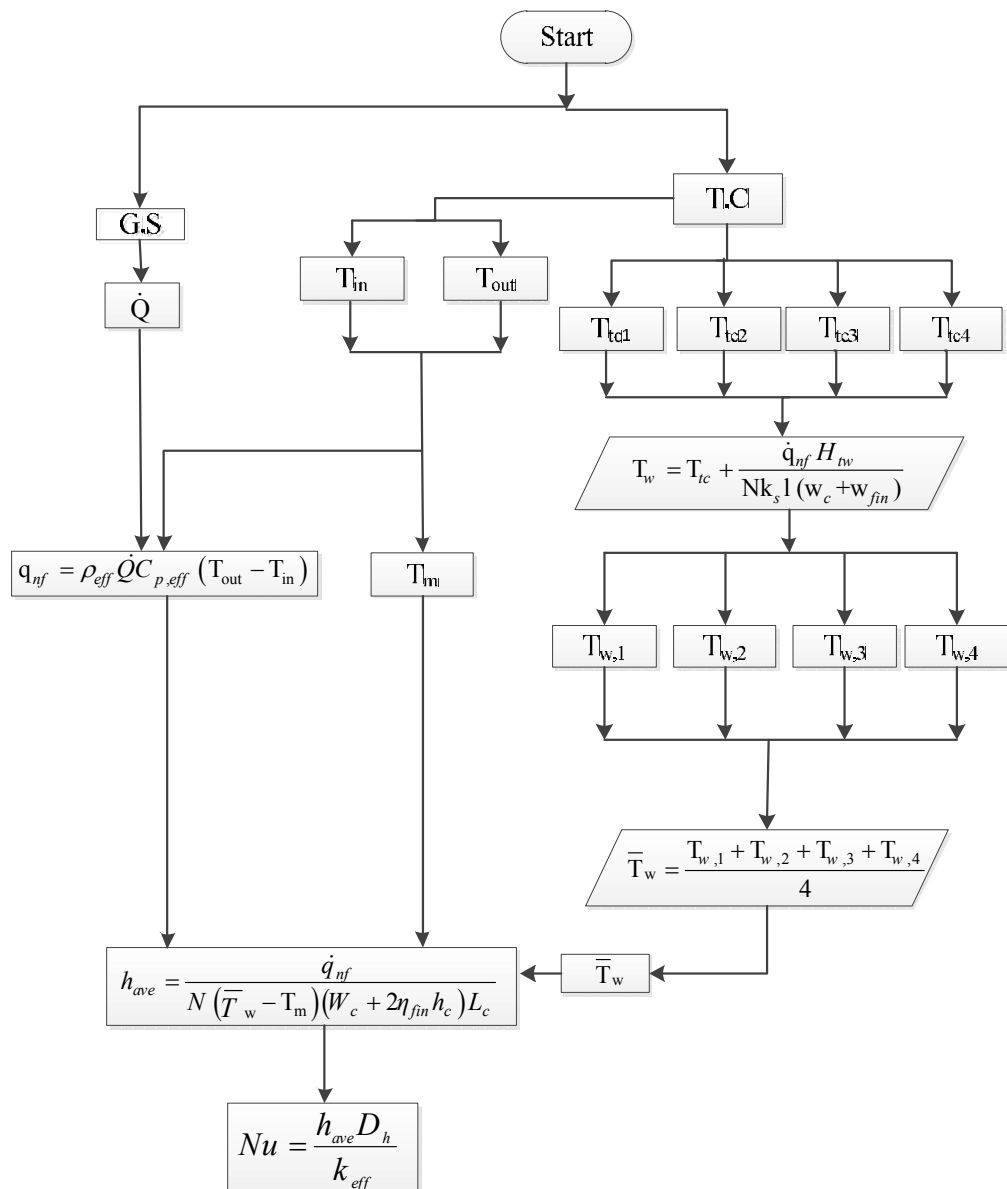
$$L_t^+ = \frac{l}{D_h \text{Pr Re}} \quad (۲۸-۶)$$

در پایان روند نمای دریافت و تعیین شاخص های حرارتی در شکل ۶-۱۴ نشان داده شده است.

۶-۵-۲- بررسی شاخص‌های هیدرودینامیکی جریان آب مقطر در میکروکانال‌ها

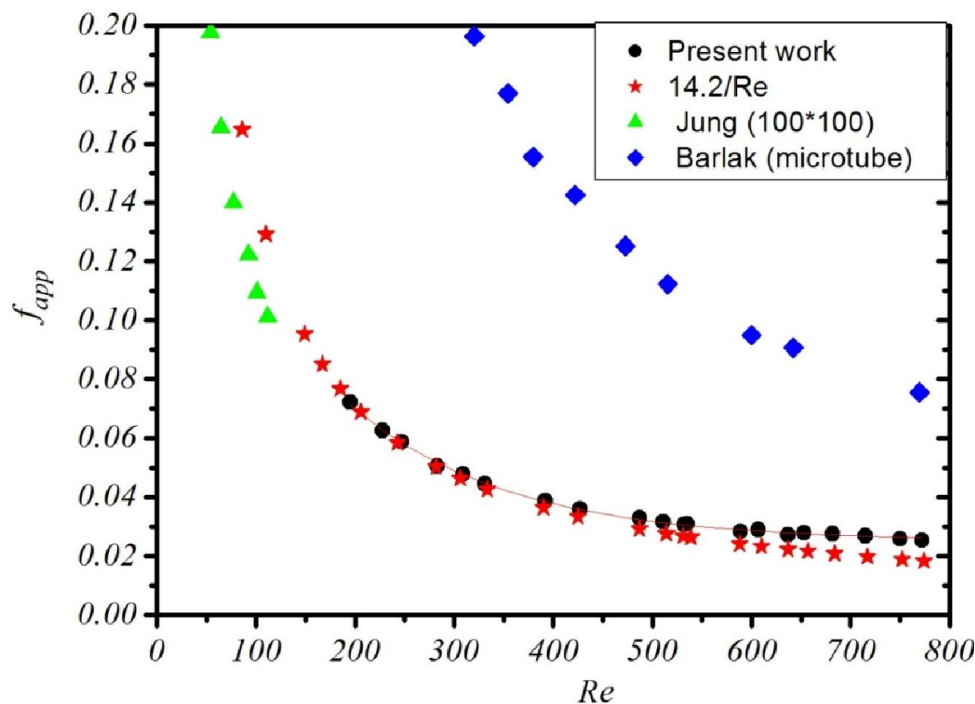
در ابتدا نتایج بدست آمده از جریان آب مقطر در میکروکانال‌ها با تحقیقات گذشته مقایسه شده است. شکل ۶-۱۵ ضریب اصطکاک ظاهری فانین را با کار تجربی جونگ^۱ و همکاران [۸۳] و بارلاک^۲ و همکاران [۸۴] همچنین رابطه تئوری پیشنهاد شده برای محاسبه ضریب اصطکاک برای جریان درون میکروکانال‌های مختلف مقایسه نموده است. همان‌گونه که مشخص است نتایج آزمایشگاهی با روابط موجود تحلیلی و کار آزمایشگاهی جونگ سازگاری خوبی نشان می‌دهد. علت اختلاف اندک با کار جونگ علیرغم یکسان بودن هر دو مقطع (مقطع مربعی) اختلاف در اندازه کانال‌ها و همچنین میزان زبری دو تحقیق مختلف است. علت افزایش قابل توجه ضریب اصطکاک در کانال‌های مورد استفاده برای باراک متفاوت بودن مقطع مورد استفاده در دو مطالعه است. باراک از مقاطع دایروی استفاده نموده است که در ناحیه توسعه یافته $\left(f = \frac{16}{\text{Re}}\right)$ با کار حاضر با مقطع مربعی $(f = 14.2 / \text{Re})$ متفاوت است. بنابراین قسمت عمده این اختلاف ناشی از تفاوت در شکل مقطع است. در ادامه برای اعداد رینولدز بالاتر افزایش ضریب اصطکاک را نسبت به مقدار آن در ناحیه توسعه یافته برای کانال صاف نشان می‌دهد.

¹Jung
²Barlak



T.C حسگر دما
G.S سیلندر مدرج

شکل ۶-۱۴: روند نمای محاسبه عدد بدون بعد ناسلت



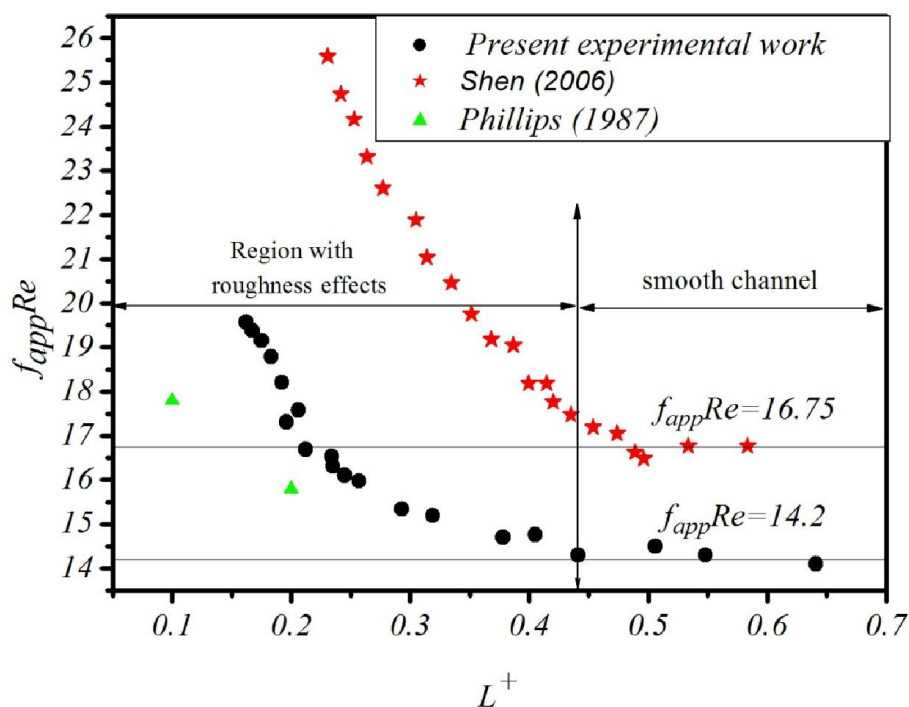
شکل ۶-۱۵: تغییرات ضریب اصطکاک ظاهری با عدد رینولدز جریان

شکل ۶-۱۶ مقایسه عدد پویزل را در ناحیه در حال توسعه و توسعه یافته هیدرودینامیکی با نتایج شن و همکاران [۳۶] و فیلیپس^۱ [۸۵] برحسب طول بدون بعد هیدرودینامیکی نشان می‌دهد. همان‌طور که شن و همکاران اشاره کرده‌اند، با توجه به قابل توجه بودن اندازه زبری‌ها در مقایسه با ابعاد میکروکانال‌ها، زبری‌ها در میکروکانال‌ها باعث اختلاط بیش‌تر جریان و افزایش انتقال عرضی مومنوم در نزدیکی دیواره می‌شوند.

چنین تأثیراتی ویسکوزیته واقعی جریان را افزایش داده که می‌تواند با تعریف ویسکوزیته ظاهری جریان در میکروکانال‌های زبر که شامل ویسکوزیته سیال همراه با ویسکوزیته ناشی از زبری‌ها است، مشخص شود. ویسکوزیته ناشی از زبری‌ها در نزدیکی دیواره افزایش یافته و به طرف مرکز کانال کاهش می‌یابد. همچنین ویسکوزیته زبری متناسب با عدد رینولدز و میزان زبری کانال است [۸۶].

^۱Phillips

بنابراین ویسکوزیته زبری را که یک ویژگی جریانی است می‌توان به شکل $\mu_R = f\left(\text{Re}, \frac{h_R}{D_h}\right)$ نوشت. برای میکروکانال‌های صاف تأثیرات ورودی میکروکانال برای محدوده $L^+ > 0.1$ نادیده گرفته شده و اثرات ناحیه ورودی نادیده گرفته می‌شوند [۸۲]. ولی همان‌گونه که داده‌های آزمایشگاهی تحقیق حاضر نشان می‌دهند (شکل ۶-۱۶)، در ناحیه توسعه یافته عدد پویزل تا محدوده $L^+ = 0.45$ کاهش می‌یابد. و پس از آن به مقداری ثابت همانند میکروکانال صاف می‌رسد.



شکل ۶-۱۶: تغییرات عدد بدون بعد پویزل در برابر طول بدون بعد هیدرودینامیکی

ادامه رابطه معکوس میان عدد پویزل (Po) و L^+ علیرغم ورود به ناحیه توسعه یافته می‌توان به وجود زبری‌های سطحی مرتبط دانست. ضریب اصطکاک برای ناحیه توسعه یافته تحقیق حاضر با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$f_{app} \text{Re} = 14.2 \quad (۶-۲۹)$$

که برای عدد رینولدز ظاهری و زبری‌های مشخص، ضریب اصطکاک میکروکانال به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$f_{app} \text{Re}_{app} = 14.2 \quad (۳۰-۶)$$

که آن را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$f_{app} \text{Re}_{app} = f_{app} \frac{\rho u D_h}{\mu_{app}} = f_{app} \frac{\rho u D_h}{\mu_{eff} + \mu_R} \quad (۳۱-۶)$$

بنابراین برای عدد پویزل ظاهری داریم:

$$f_{app} \text{Re}_{app} = f_{app} \frac{\rho u D_h}{\mu_{app}} = f_{app} \frac{\rho u D_h}{\mu_{eff}} \frac{\mu_{eff}}{\mu_{eff} + \mu_R} = 14.2 \quad (۳۲-۶)$$

که در نهایت به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$f_{app} \text{Re} = f_{app} \frac{\rho u D_h}{\mu_{eff}} = 14.2 \frac{\mu_{eff} + \mu_R}{\mu_{eff}} = 14.2 \left[1 + \frac{\mu_R}{\mu_{eff}} \right] \quad (۳۳-۶)$$

به وضوح مشخص است که برای اعداد رینولدز پایین (طول بدون بعد بالا) تاثیر زبری‌ها قابل چشم‌پوشی بوده و ویسکوزیته ناشی از زبری‌ها از بین رفته و رابطه به متناظر آن برای کانال‌های صاف تبدیل می‌شود. در مقابل برای اعداد رینولدز بالاتر و طول بدون بعد کمتر ($L^+ \leq 0.45$)، ویسکوزیته ناشی از زبری‌های سطحی اهمیت یافته و باعث افزایش عدد پویزل از میزان آن برای میکروکانال‌های صاف در منطقه‌ای که اثرات ورودی وجود ندارند خواهد شد (شکل ۶-۱۶). در این شرایط هر چند که اثرات ورودی از بین رفته است ولی با افزایش طول بدون بعد هیدرودینامیکی نمودار عرضی سرعت تحت تاثیر ویسکوزیته ناشی از زبری‌ها در این ناحیه تغییر می‌کند. به گونه‌ای که ناحیه توسعه یافته متناظر با یک کانال صاف را به تاخیر می‌اندازد. به طور خلاصه زبری‌های سطحی با ایجاد یک ویسکوزیته جریانی متغیر با L^+ پروفیل سرعت را تغییر می‌دهند.

بنابراین به نظر می‌رسد زبری‌های سطحی نه تنها در ناحیه درحال توسعه هیدرودینامیکی بر روی عدد پویزل تاثیر گذار است بلکه ناحیه توسعه یافته هیدرودینامیکی جاییکه اثرات ورودی وجود

ندارند ($0.1 \leq L^+ \leq 0.45$) را نیز تحت تاثیر قرار می‌دهد. پس از آن برای ناحیه $L^+ \geq 0.45$ با کاهش عدد رینولدز تاثیر زبری‌های سطحی به طور کلی از بین رفته، نمودار سرعت تثبیت شده و مشابه جریان در میکروکانال‌های صاف عمل می‌کند.

۶-۵-۳- بررسی شاخص‌های حرارتی جریان آب مقطر درون میکروکانال‌ها

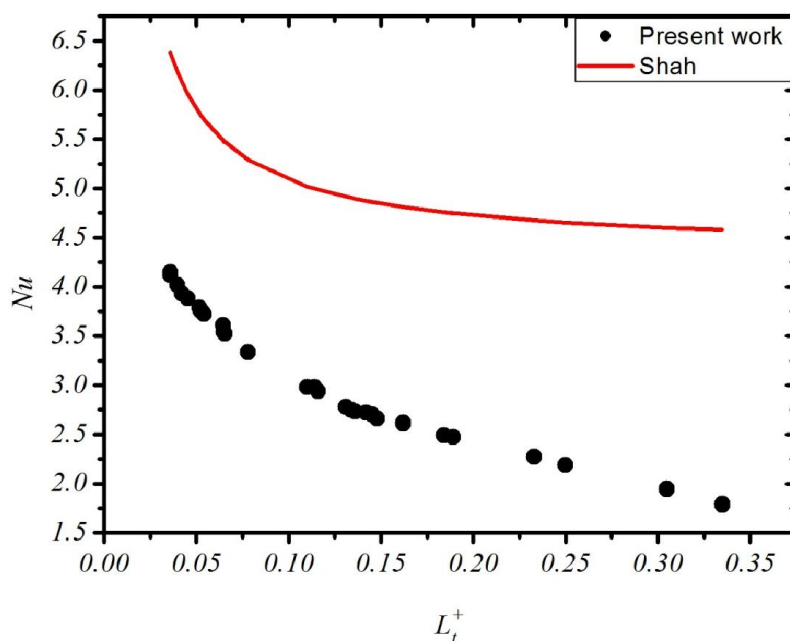
شکل ۶-۱۷ تغییرات عدد بدون بعد ناسلت با طول بدون بعد حرارتی را نشان می‌دهد. به طور کلی عدد ناسلت جریان با افزایش طول بدون بعد حرارتی کاهش می‌یابد. این رفتار در کانال‌های صاف ناشی از کاهش اثرات ورودی حرارتی است. البته داده‌ها تفاوت‌هایی را با تحقیقات دیگر حتی در مقاطع یکسان نشان می‌دهد. مهم‌ترین علت چنین تفاوت‌هایی را می‌توان در اختلاف در تعریف ضریب انتقال حرارت، مکان قرار دادن حسگرهای دما، تعداد حسگرهای دما، تفاوت در روش‌های ساخت میکروکانال‌ها، نسبت ابعاد و ... یافت. به هر ترتیب بسیار مشکل است که کاری شبیه کار حاضر در جزییات یافت تا کار مقایسه را با آن انجام داد. برای ناحیه در حال توسعه هیدرودینامیکی در کانال شاه عدد ناسلت متوسط را برای شار حرارتی ثابت روی دیوار به صورت زیر ارائه کرده است:

$$Nu = 1.953 \left(1 / L_t^+ \right)^{1/3}, \quad 1 / L_t^+ \geq 33.3 \quad (۶-۳۴)$$

$$Nu = 4.364 + 0.0722 / L_t^+, \quad 1 / L_t^+ \leq 33.3 \quad (۶-۳۵)$$

شکل ۶-۱۷ عدد بدون بعد ناسلت را با مقدار پیش‌بینی آن توسط روابط (۶-۳۴) و (۶-۳۵) مقایسه نموده است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود داده‌های تجربی به طور قابل توجهی کمتر از مقادیر متداول هستند. انحراف داده‌ها از تئوری متداول می‌تواند به عوامل مختلفی نسبت داده شود. به نظر می‌رسد مهم‌ترین عامل کاهش طول مشخصه هندسه کانال باشد که باعث کاهش عدد ناسلت با وجود افزایش ضریب انتقال حرارت می‌شود. از سوی دیگر عواملی همچون آبدوستی سطح، هدایت محوری در بستر کانال و همچنین نسبت ابعاد کانال عوامل موثر دیگر به شمار می‌روند. نکته مهم اینست که

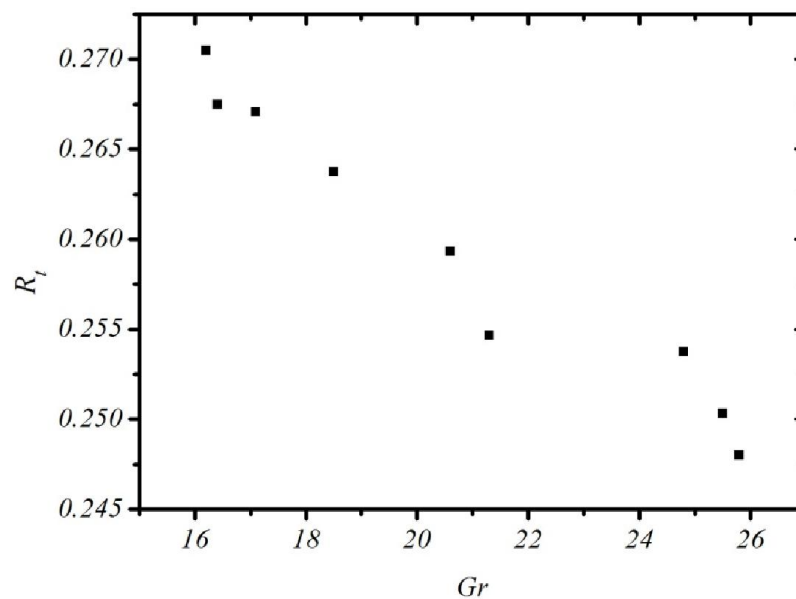
در حدود $L_t^+ = 0.25$ عدد ناسلت با طول بدون بعد تغییر را نشان نمی‌دهد. همچنین شن گزارش نموده است که در $L_t^+ = 0.14$ می‌توان از اثرات ورودی حرارتی صرف‌نظر کرد و عدد ناسلت مستقل از طول بدون بعد می‌شود. از طرف گزارش‌های دیگری وجود دارد مبنی بر اینکه بعد از $L_t^+ = 0.1$ برای مقاطع مربعی اثرات ورودی حرارتی از بین می‌رود [۷۲].



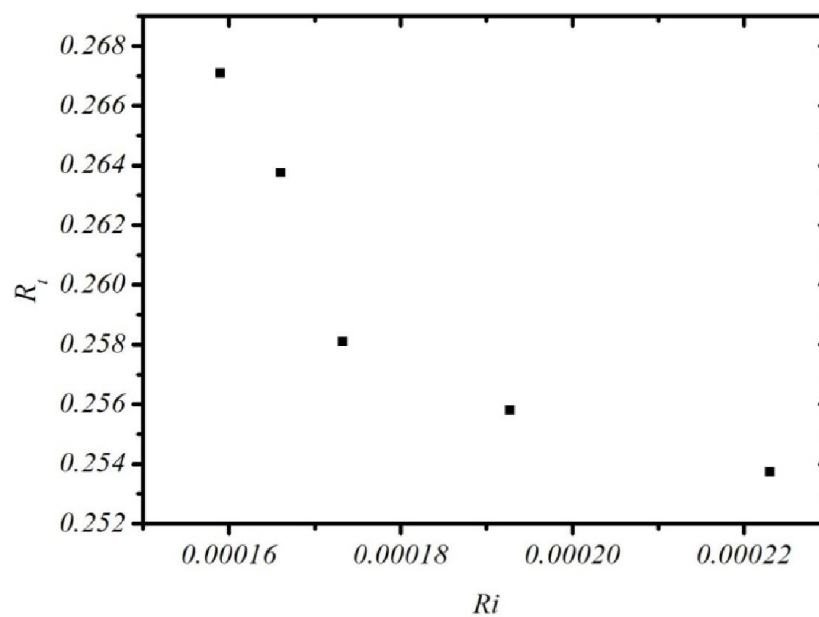
شکل ۶-۱۷: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت در برابر طول بدون بعد حرارتی

بنابراین کاهش عدد ناسلت بعد از این محدوده مربوط به اثرات زبری‌ها است. کاهش عدد ناسلت با طول بدون بعد حرارتی پس از بین رفتن تاثیرات ورودی، می‌تواند ناشی از کاهش تلاطم و نوسانات جریان در نزدیکی زبری‌های سطحی و افزایش گرادیان دما ناشی از کاهش نوسانات عرضی جریان در نزدیکی دیواره باشد. در واقع بعد از از بین رفتن تاثیرات ورودی حرارتی همچنان تاثیر زبری‌های سطحی با ایجاد نوسانات و تلاطم‌های سطحی وجود دارد ولی با افزایش طول بدون بعد و کاهش عدد رینولدز کاهش می‌یابد. و در نهایت باعث کاهش عدد ناسلت جریان در این ناحیه می‌شود.

شکل ۶-۱۸ و شکل ۶-۱۹ تغییرات مقاومت حرارتی را در برابر اعداد بدون بعد گراشوف و ریچاردسون در دبی حجمی ثابت نشان می‌دهد.



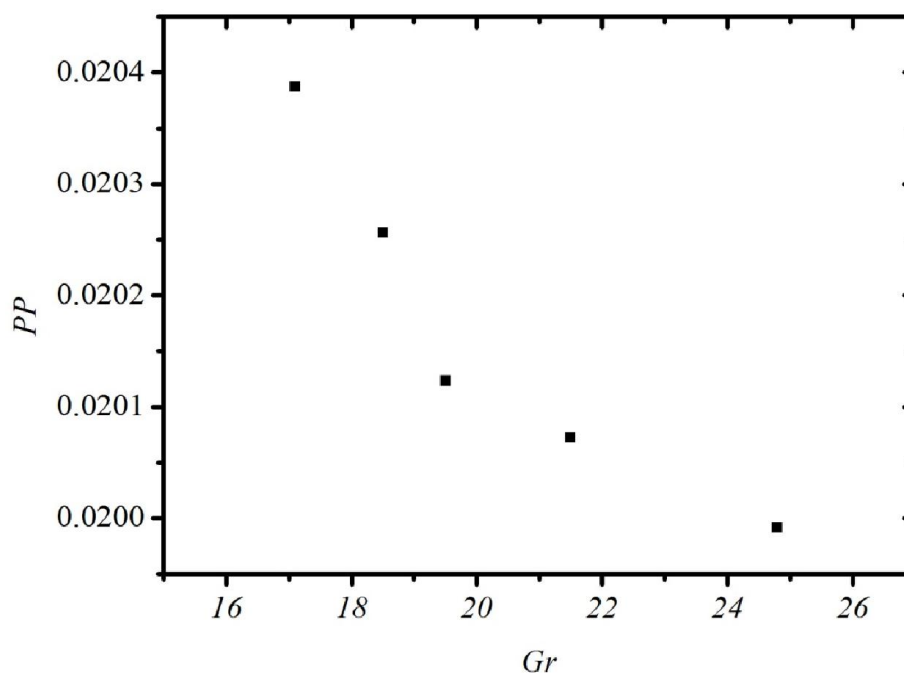
شکل ۶-۱۸: تغییرات مقاومت حرارتی در برابر عدد بدون بعد گراشوف



شکل ۶-۱۹: تغییرات مقاومت حرارتی در برابر عدد بدون بعد ریچاردسون

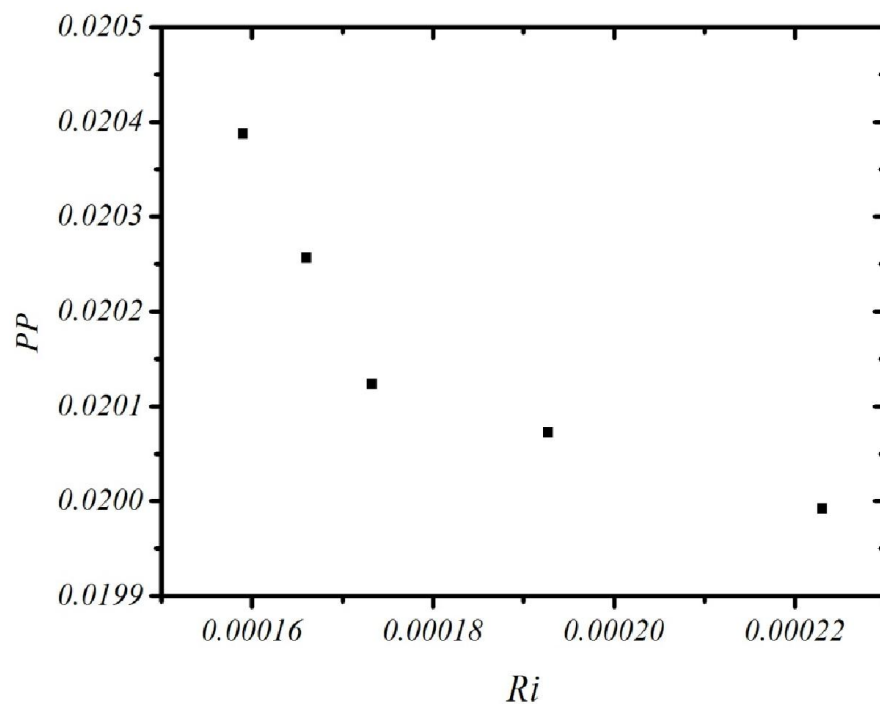
در محدوده گراشوف مورد بررسی کاهش قابل توجهی در مقاومت حرارتی جریان در حال توسعه دیده می‌شود. با توجه به سطح مقطع کوچک و بالا بودن نیروی اینرسی در مقاطع میکرو امکان شکل‌گیری جریان‌های منظم ثانویه همانند مقاطع ماکرو وجود ندارد. افزایش عدد گراشوف می‌تواند باعث افزایش نیروهای شناوری جریان و اختلاط بیش‌تر به ویژه در نزدیکی دیواره زبر مقاطع میکرونی شود. چنین

اختلاطی سبب افزایش انتقال حرارت به ویژه در مقطع عرضی جریان شده مقاومت کلی سیستم را کاهش می‌دهد. در شکل ۶-۲۰ و شکل ۶-۲۱ به ترتیب تغییرات توان مورد نیاز پمپ و ضریب انتقال حرارت جابجایی را با اعداد بدون بعد گراشوف و ریچاردسون برای دبی حجمی ثابت نشان می‌دهند.

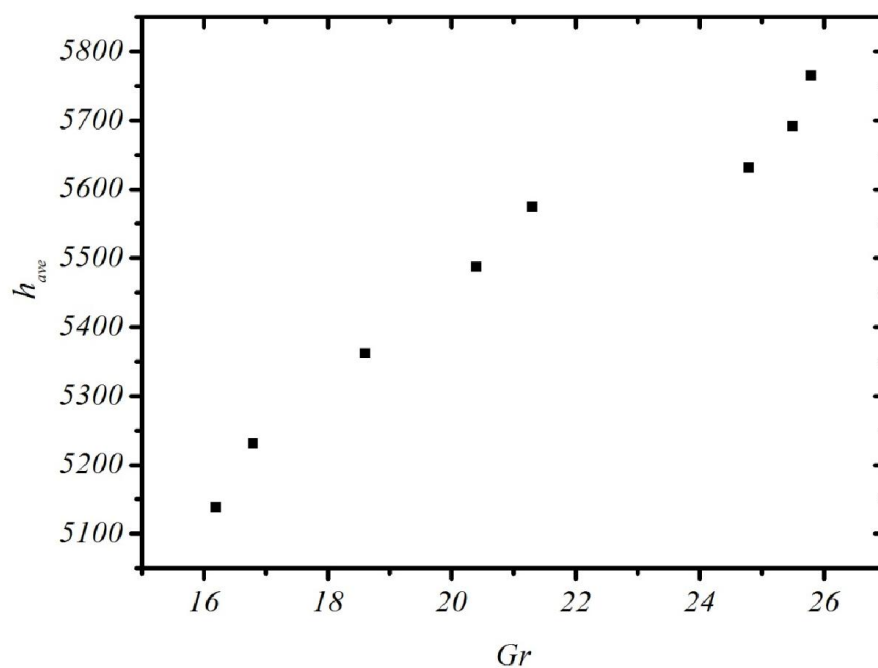


شکل ۶-۲۰: تغییرات توان مورد نیاز پمپ در برابر عدد بدون بعد گراشوف

همان‌گونه که در شکل نشان داده شده است، توان مورد نیاز پمپ با افزایش عدد گراشوف کاهش می‌یابد. به نظر می‌رسد افزایش دما همزمان باعث افزایش نیروهای شناوری به ویژه در نزدیکی دیواره و کاهش ویسکوزیته سیال شده است. در نتیجه کاهش در ویسکوزیته افت فشار در طول میکروکانال‌ها کاهش می‌یابد که منجر به کاهش توان مورد نیاز پمپ می‌شود. مشابه چنین گرایی با افزایش عدد بدون بعد ریچاردسون نیز دیده می‌شود. در واقع کاهش نیروهای اینرسی و افزایش نیروی شناوری باعث کاهش توان مورد نیاز پمپ می‌شود. چنین رفتاری به ترتیب ناشی از کاهش دبی حجمی مورد نیاز و افت فشار در طول میکروکانال است.



شکل ۶-۲۱: تغییرات توان مورد نیاز پمپ در برابر عدد بدون بعد ریچاردسون

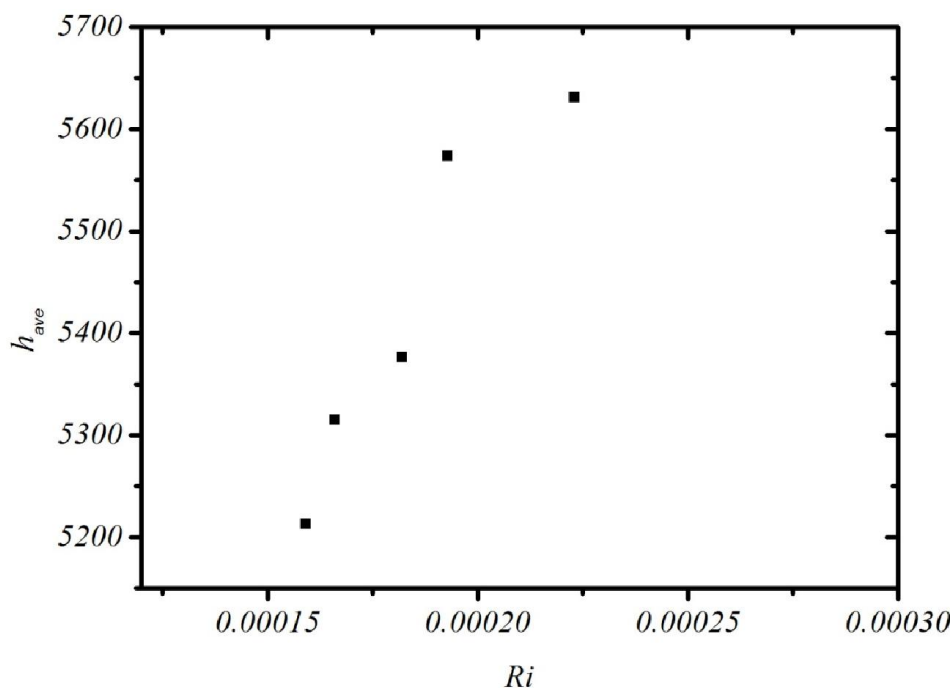


شکل ۶-۲۲: تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط در برابر عدد بدون بعد گراشوف

همان‌طور که از شکل ۶-۲۲ مشخص است ضریب انتقال حرارت متوسط با افزایش عدد بدون بعد گراشوف افزایش می‌یابد. افزایش ضریب انتقال حرارت با افزایش عدد گراشوف با توجه به توضیحات مربوط به شکل ۶-۱۸ محتمل به نظر می‌رسید.

همان‌طور که در بخش‌های قبلی گفته شد با افزایش عدد گراشوف نیروهای شناوری در عرض جریان باعث اختلاط بیشتر جریان و انتقال حرارت جابجایی در عرض جریان و در منطقه نزدیک به زبری‌ها شده و ضریب انتقال حرارت کلی را افزایش می‌دهد. شکل ۶-۲۳ افزایش ضریب انتقال حرارت جابجایی را با عدد ریچاردسون در اثر افزایش نیروهای شناوری نشان می‌دهد. این رفتار نیز با توجه به توضیحات مربوط به شکل ۶-۱۹ و کاهش مقاومت حرارتی قابل انتظار بوده است.

در قسمت بعدی به بررسی اثر ورود نانو لوله‌های کربنی تک دیواره و چند دیواره درون آب مقطر بر روی پارامترهای هیدرودینامیکی و حرارتی می‌پردازیم.

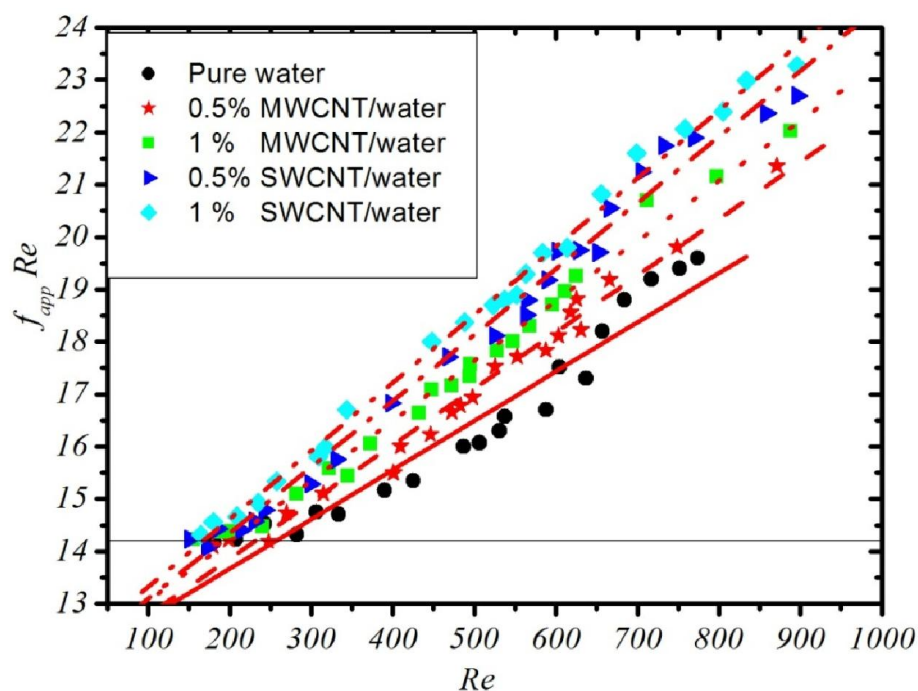


شکل ۶-۲۳: تغییرات ضریب انتقال حرارت متوسط در برابر عدد بدون بعد ریچاردسون

۶-۵-۴- بررسی تاثیر ورود ذرات نانو بر روی پارامترهای هیدرودینامیکی جریان سیال نانو

شکل ۶-۲۴ عدد بدون بعد پویزل را برای جریان‌های آب مقطر و سیالات نانوی آب/نانولوله‌های کربنی در برابر عدد رینولدز نشان می‌دهد. همان‌گونه که در شکل نشان داده شده است به طور کلی با افزایش عدد رینولدز ابتدا عدد پویزل در محدوده ($Re < 200$) بدون تغییرات مهمی ثابت می‌ماند که نشان دهنده محدوده جریان توسعه یافته است.

در این محدوده ورود ذرات تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر روی عدد پویزل ندارد. به نظر می‌رسد برای یک عدد رینولدز ثابت، افزایش ویسکوزیته موثر و به دنبال آن افزایش فشار ورودی و افت فشار ناشی از ورود ذرات نمی‌تواند منشاء تغییرات در ضریب اصطکاک و عدد پویزل شود. در حقیقت در این محدوده تاثیر زبری‌ها دیده نشده و همانند جریان درون میکروکانال‌های صاف رفتار خواهد کرد. با افزایش عدد رینولدز وارد منطقه‌ای که تاثیر زبری‌ها مشخص است، خواهیم شد. نمودار برازش داده‌های سیالات مختلف در این محدوده که با رابطه خطی $Po = B Re + A$ مشخص می‌شود در شکل نشان داده شده است. ضرایب A و B برای سیالات مختلف در جدول ۶-۷ آمده است.



شکل ۶-۲۴: تغییرات عدد پویزل با عدد رینولدز برای سیالات حاوی ذرات مختلف

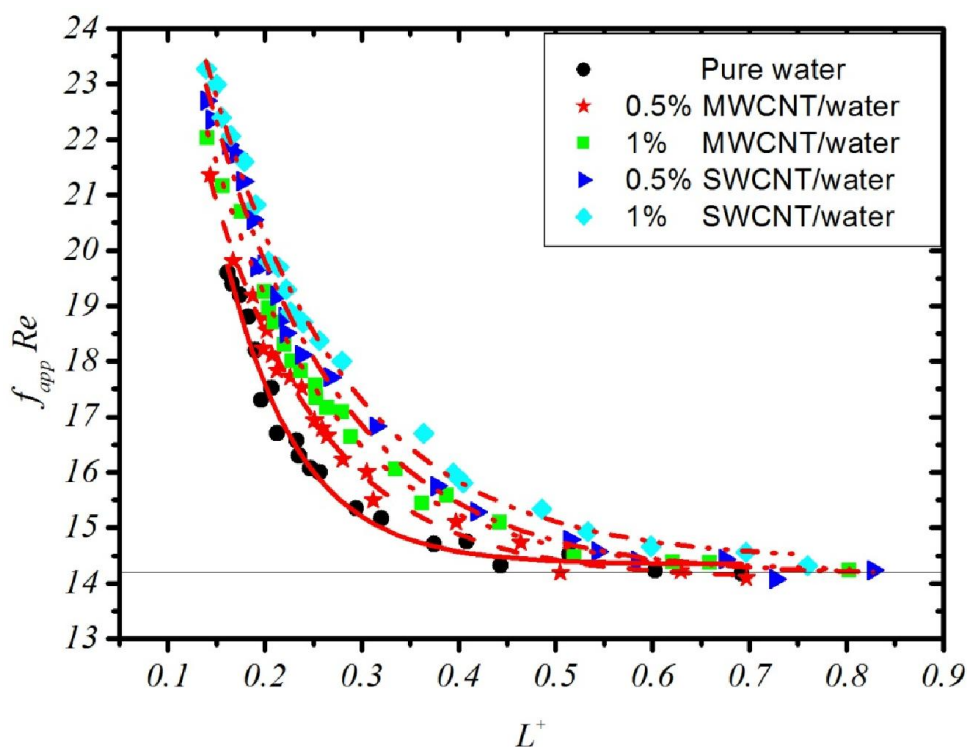
در این ناحیه با افزایش درصد وزنی ذرات نانو عدد پویزل افزایش می‌یابد. با افزایش عدد رینولدز و در نتیجه نیروی اینرسی شدت برخورد ذرات معلق در سیال پایه با زبری‌های سطحی افزایش می‌یابد. چنین شرایطی به صورت طبیعی توسعه اختلاط و نواسانات محلی در عرض جریان را در پی خواهد داشت. در نتیجه انتقال مومنتوم توسط ذرات و توده‌های محلی سیال (شبیه ادی‌ها در جریان آشفته) در جهت عرضی جریان تشدید می‌شود. این پدیده باعث افزایش بیش از پیش ویسکوزیته ظاهری (که با عدد Re رابطه مستقیم دارد) جریان در مقایسه با جریان سیال پایه و در نتیجه باعث افت فشار بیش‌تر در جریان خواهد شد. همچنین همان‌طور که در شکل نشان داده شده است، سیال نانو حاوی نانو لوله‌های تک دیواره دارای عدد پویزل بالاتری در مقایسه با سیال نانو حاوی نانو لوله‌های چند دیواره است.

جدول ۶-۷: ضرایب معادله برازش عدد پویزل با تغییر رینولدز برای سیالات مختلف

نوع سیال	A	B
آب مقطر	۱۱/۷۹۱۵۸	۰/۰۰۹۴
۰/۵٪ MWCNT/آب	۱۱/۷۰۷۵۲	۰/۰۱۰۸
۱٪ MWCNT/آب	۱۱/۹۱۲۹	۰/۰۱۱۴۵
۰/۵٪ SWCNT/آب	۱۱/۸۳۲۷۴	۰/۰۱۲۶
۱٪ sWCNT/آب	۱۲/۰۲۷۴۹	۰/۰۱۲۹۸

همان‌گونه که در بخش‌های قبل دیده شد، نانو لوله‌های تک دیواره دارای اندازه کوچک‌تری در مقایسه با چند دیواره مشابه خود هستند. در نتیجه در کسرهای وزنی یکسان، تعداد نانو لوله‌های تک دیواره بیش‌تر است. تعداد بیش‌تر این ذرات در سیال پایه در مقیاس‌های نانو موجب افزایش تعداد برخورد آن‌ها با همدیگر و با زبری‌های سطحی شده و نواسانات و تلاطم افزایش یافته‌ای را در مقایسه با سیالات حاوی ذرات چند دیواره ایجاد می‌کنند. در نتیجه انتقال مومنتوم در عرض جریان اصلی افزایش یافته و در یک رینولدز ثابت عدد پویزل را افزایش می‌دهند. با توجه به یکسان بودن شکل دو نوع ذره و همچنین غلظت‌های وزنی آن‌ها به نظر می‌رسد اندازه مهم‌ترین عامل در افزایش افت فشار و

عدد پویزل در سیالات نانوی حاوی نانو لوله‌های تک دیواره در مقایسه با چند دیواره است. همچنین با افزایش درصد وزنی ذرات اختلاط ذرات در اثر برخورد تعداد بیشتری از ذرات با یکدیگر و با زبری‌های سطحی در عرض جریان افزایش یافته و می‌تواند سبب افزایش در افت فشار کلی و در نتیجه عدد پویزل شود. اثر این عوامل در نیروهای اینرسی پایین‌تر از بین می‌رود. به منظور بررسی بیشتر، تغییرات عدد پویزل در برابر طول بدون بعد در شکل ۶-۲۵ نشان داده شده است. نمودار برازش داده‌ها با رابطه $Po = A \exp(\frac{-L^+}{B}) + C$ در شکل نمایش داده شده است. جدول ۶-۸ ضرایب رابطه را برای جریان سیالات مختلف نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص است عدد پویزل تابعی نزولی با طول بدون بعد در منطقه‌ای مرکب از منطقه در حال توسعه و توسعه یافته (بدون اثرات منطقه ورودی) است.



شکل ۶-۲۵: تغییرات عدد پویزل با طول بدون بعد هیدرودینامیکی برای سیالات حاوی ذرات مختلف

پس از آن به سمت یک عدد ثابت (۱۴/۲) میل می‌کند. این رفتار نشان دهنده ناپدید شدن تاثیرات زبری‌های سطحی کانال با افزایش طول بدون بعد است. به طور کلی این انتقال به جریان بدون تاثیرات زبری‌های سطحی برای سیالات نانو با اندکی تاخیر اتفاق می‌افتد. این تاخیر ناشی از افزایش ویسکوزیته جریانی ناشی از برخورد ذرات نانو به زبری‌های سطحی در کنار ویسکوزیته موثر است. بدین ترتیب ویسکوزیته زبری برای هر سیال نانو به شکل $\mu_R = f\left(\text{Re}, \frac{h_R}{D_h}, wt\right)$ تبدیل می‌شود. همان‌طور که از رابطه (۶-۳۳) مشخص است زبری‌های سطحی می‌توانند سبب افزایش عدد پویزل جریان نسبت به جریان سیال پایه شوند. با توجه به ثابت بودن مقطع جریان برای جریان‌های مختلف سیال پایه و سیالات نانو، افزایش طول ورودی ناشی از افزایش ویسکوزیته زبری‌ها می‌باشد. افزایش ویسکوزیته ظاهری همان‌گونه که اشاره شد ناشی از افزایش انتقال مومنتوم در عرض جریان است که خود ناشی از برخورد ذرات به زبری‌های سطحی و ایجاد اغتشاش و تلاطم بیش‌تر در نزدیکی دیواره نسبت به سیال پایه است.

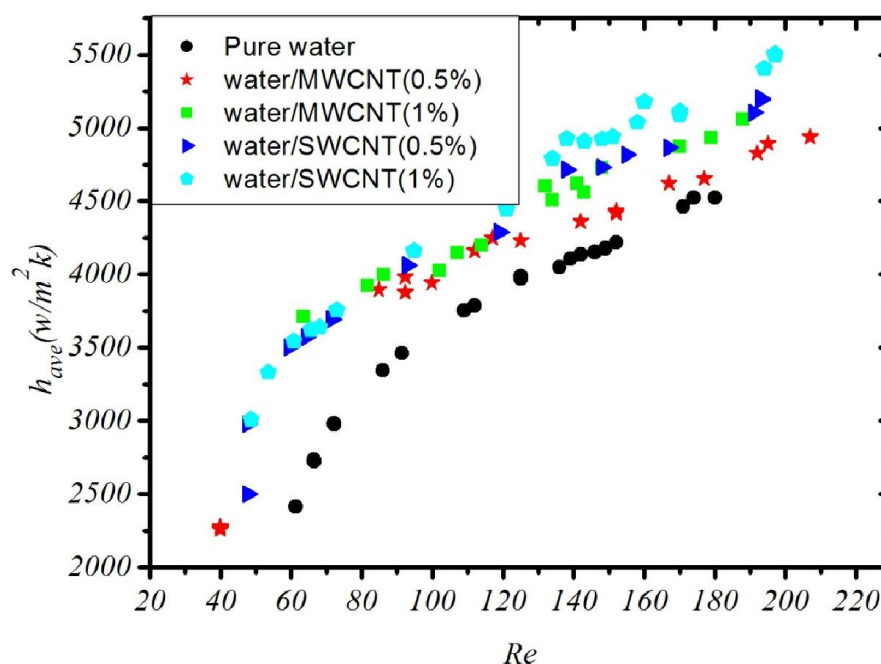
جدول ۶-۸: ضرایب معادله برازش عدد پویزل با تغییر طول بدون بعد هیدرودینامیکی برای سیالات مختلف

نوع سیال	C	A	B
آب مقطر	۱۴/۳۴۴۳۷	۴۵/۵۷۹۲۹	۰/۰۷۵۶۱
۰/۵٪ MWCNT/آب	۱۴/۰۸۲۸۸	۲۴/۵۵۱۴۴	۰/۱۱۶۹۵
۱٪ MWCNT/آب	۱۴/۲۱۹۴۲	۲۳/۹۸۰۹۴	۰/۱۲۶۸۹
۰/۵٪ SWCNT/آب	۱۴/۱۴۷۶۳	۲۴/۶۹۰۴۶	۰/۱۳۵۶۸
۱٪ sWCNT/آب	۱۴/۴۰۴۲۳	۲۴/۰۹۸۴۳	۰/۱۴۱۷۱

۶-۵-۵- بررسی تاثیر ورود ذرات نانو بر روی پارامترهای حرارتی جریان سیال نانو

شکل ۶-۲۶ تغییرات ضریب انتقال حرارت جابجایی را برای جریان‌های آب مقطر و سیالات نانو آب/نانو لوله‌های کربنی در برابر عدد رینولدز نشان می‌دهد. همان‌گونه که در تصویر مشخص است به طور کلی در اعداد رینولدز پایین $\text{Re} \leq 120$ با ورود نانو ذرات به سیال پایه ضریب انتقال حرارتی جابجایی افزایش می‌یابد. این رفتار ناشی از افزایش در هدایت حرارتی سیالات نانو نسبت به سیال پایه

است و با توجه به تابعیت ضریب انتقال حرارتی جابجایی نسبت به ضریب انتقال حرارت هدایتی باعث افزایش در ضریب انتقال حرارت می‌شود. همچنین برخورد ذرات نانو در نزدیکی دیواره به زبری‌های سطحی باعث ایجاد اغتشاشات محلی و افزایش فرایند انتقال انرژی در عرض جریان نسبت به سیال پایه شده و ضریب انتقال حرارت جابجایی را افزایش می‌دهد. در رینولدزهای پایین حرکت پرتابه‌ای ذرات در لایه‌های عرضی جریان نیز با توجه به پایین بودن نیروی اینرسی می‌تواند انتقال حرارت را در عرض جریان تقویت کند.



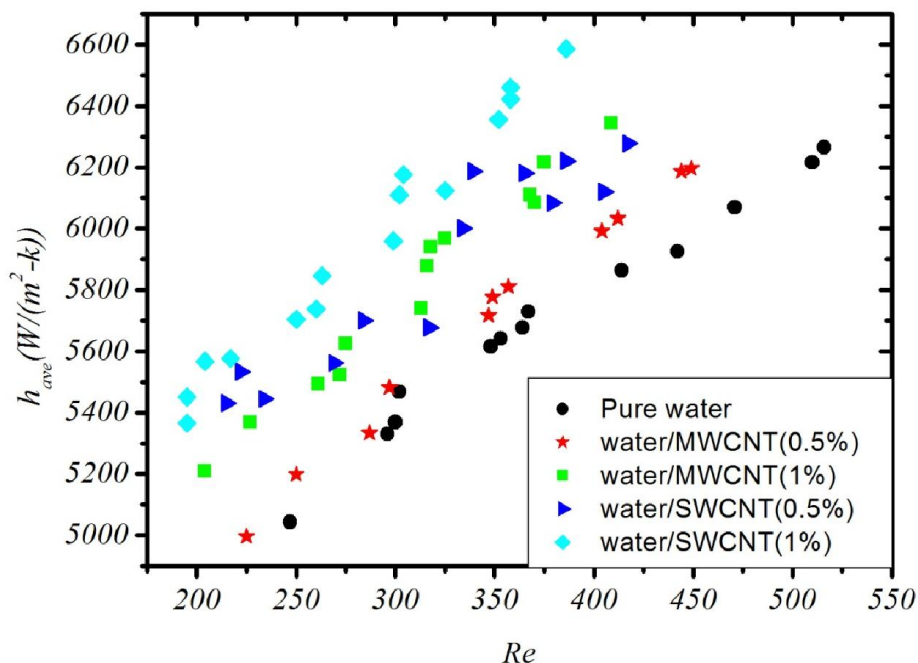
شکل ۶-۲۶: تغییرات ضریب انتقال حرارت جابجایی متوسط در برابر عدد رینولدز پایین جریان برای سیالات نانوی مختلف

این در شرایطی است که ضریب انتقال حرارتی جابجایی تغییر محسوسی با افزایش درصد وزنی و نوع نانو لوله‌های کربنی توزیع شده در سیال پایه از خود نشان نمی‌دهد. با توجه به افزایش ضریب هدایت حرارتی انتظار افزایش ضریب انتقال حرارت جابجایی با افزایش درصد وزنی ذرات وجود دارد. اما باید توجه داشت که افزایش ضریب هدایت حرارتی همراه با افزایش ویسکوزیته جریان سیال نانو است. در حقیقت افزایش انتقال مومنوم عرضی ناشی از تلاطم جریان در نزدیکی دیواره زیر باعث

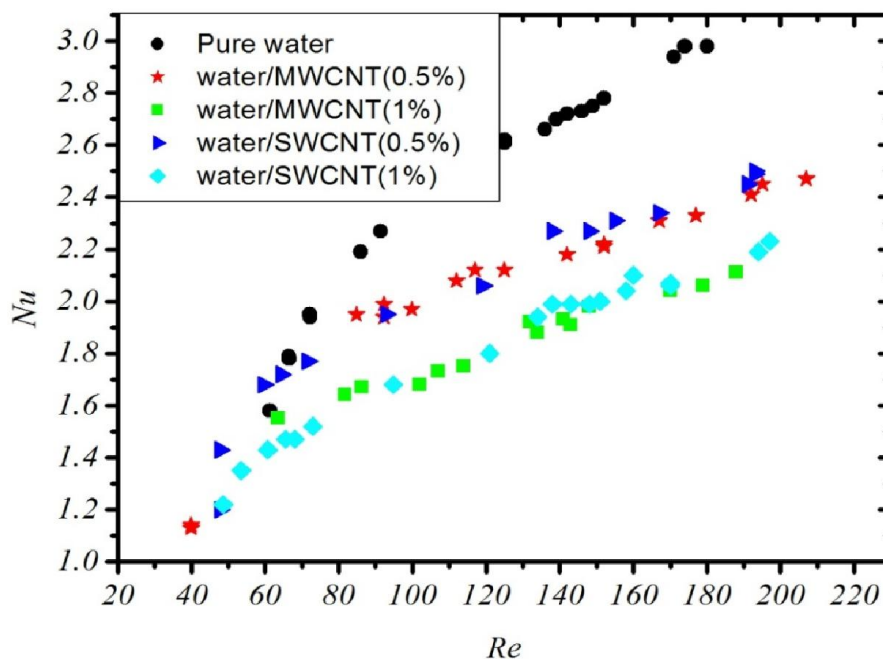
کاهش گرادیان سرعت شده و در نتیجه با توجه به پایین بودن نیروی اینرسی کاهش سرعت در نزدیکی دیواره را به دنبال دارد.

این کاهش سرعت سبب کاهش انتقال حرارت به روش جابجایی علیرغم افزایش هدایت گرمایی جریان می‌شود. به طور خلاصه اغتشاشات جریان ناشی از برخورد ذرات به زبری‌های سطحی می‌تواند یک ویسکوزیته جریانی در کنار ویسکوزیته مولکولی ایجاد کند که به کاهش بیش از پیش سرعت در نزدیکی دیواره و انتقال حرارت جابجایی منجر شود. بنابراین تغییر نوع و یا افزایش درصد وزنی حداقل در محدوده مورد بررسی تاثیری بر روی ضریب انتقال حرارت جابجایی ندارد. در مقابل با افزایش عدد رینولدز شرایط متفاوتی را شاهد هستیم. افزایش عدد رینولدز و نیروی اینرسی به تدریج شدت برخورد نانو ذرات را با زبری‌های سطحی افزایش می‌دهد. این برخوردها بدون در نظر گرفتن میزان آن همان‌گونه که پیش‌تر اشاره شده است موجب افزایش در افت فشار خواهد شد. برخورد نانو ذرات با زبری‌های میکرونی سبب نوسانات بیش‌تر ذرات در جریان سیال پایه شده در نتیجه اختلاط جریان را در عرض جریان اصلی افزایش می‌دهد. این پدیده می‌تواند سبب انتقال حرارت در عرض جریان با مکانیزمی به جز انتقال مولکولی و به شکل بالکی شود. افزایش در انتقال حرارت جابجایی برای سیالات نانوی حاوی نانو لوله‌های تک دیواره بیش‌تر است. زیرا این ذرات در کسرهای حجمی یکسان دارای اندازه کوچک‌تر و در نتیجه تعداد بیش‌تری هستند. که این مسئله موجب افزایش برخورد بین ذرات و زبری‌ها و ایجاد اغتشاش و تلاطم بیش‌تر شده و در نتیجه سبب افزایش انتقال حرارت از سطح میکروکانال به جریان اصلی شود. همان‌گونه که در شکل ۶- ۲۷ نشان داده شده است نوع و درصد وزنی ذرات نقش تعیین کننده‌ای در ضریب انتقال حرارت جابجایی سیالات نانو با ساختارهای کربنی در اعداد رینولدز بالا بازی می‌کند. تاکنون ضریب انتقال حرارت جابجایی مورد بحث قرار گرفته است. در اینجا به بررسی عدد ناسلت که در حقیقت نشان دهنده اهمیت ضریب انتقال حرارت جابجایی به

هدایت حرارتی برای یک مجرای خاص است می‌پردازیم. شکل ۶-۲۸ عدد بدون بعد ناسلت را برای جریان‌های آب مقطر و سیالات نانوی آب/نانو لوله‌های کربنی در برابر عدد رینولدز نشان می‌دهد.

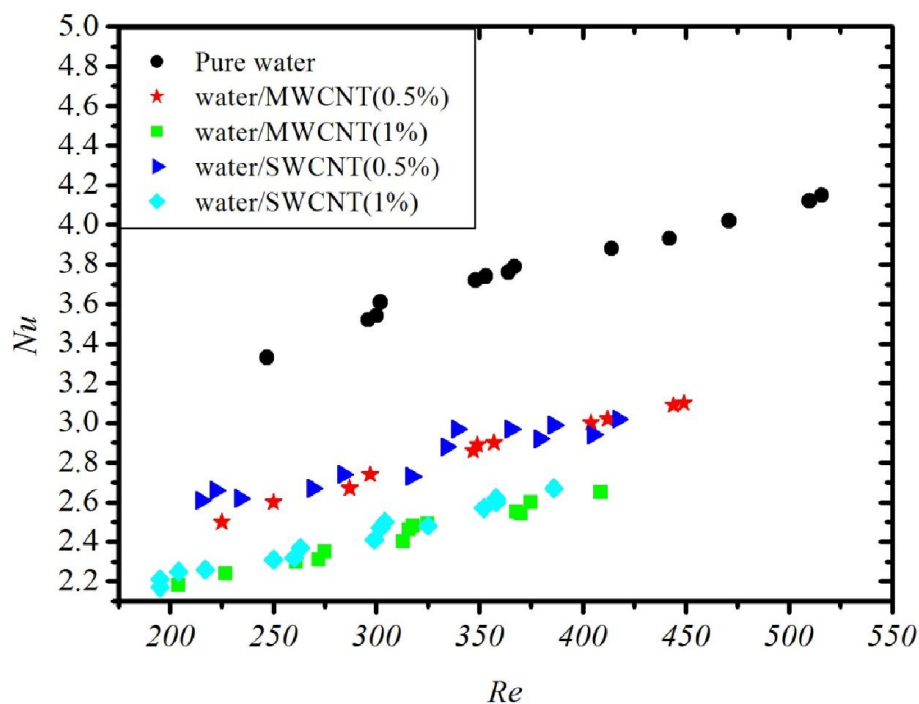


شکل ۶-۲۷: تغییرات ضریب انتقال حرارت جابجایی متوسط در برابر اعداد رینولدز بالا برای سیالات نانوی مختلف



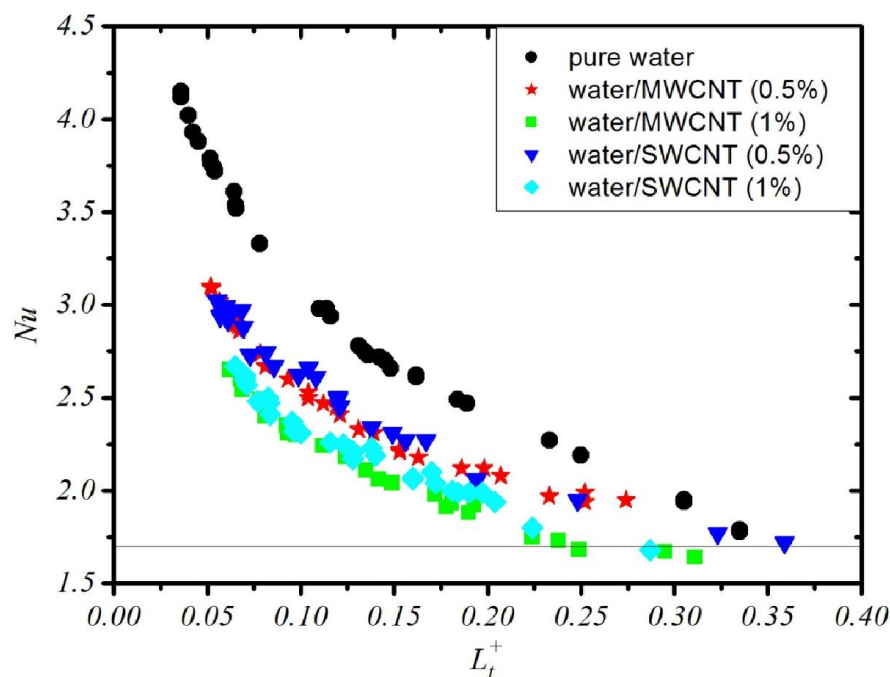
شکل ۶-۲۸: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت برای سیالات نانوی مختلف در برابر اعداد رینولدز پایین جریان

همان‌طور که در شکل دیده می‌شود در رینولدزهای کوچک‌تر $Re < 70$ عدد ناسلت برای سیال پایه و سیالات نانوی مختلف به یکدیگر نزدیک می‌شوند. این رفتار نشان دهنده این واقعیت است که در این محدوده با ورود نانو لوله‌های کربنی با درصدهای وزنی مختلف میزان افزایش ضریب انتقال حرارت جابجایی و هدایتی نسبت به سیال پایه یکسان است. در چنین شرایطی عدد ناسلت تغییر محسوسی را نسبت به سیال پایه و همچنین نوع و غلظت ذرات از خود نشان نمی‌دهد. ولی همچنان با افزایش عدد رینولدز افزایش می‌یابد که ناشی از افزایش انتقال حرارت جابجایی است. در اعداد رینولدز بالا همان‌گونه که در شکل ۶-۲۹ نشان داده شده است به طور کلی عدد ناسلت تابعی از درصد وزنی ذرات شده و با افزایش درصد وزنی ذرات کاهش می‌یابد. همان‌طور که اشاره شد این کاهش به هیچ عنوان ناشی از کاهش ضریب انتقال حرارت نبوده و صرفاً موید این مطلب است که با افزایش درصد وزنی ذرات میزان افزایش هدایت گرمایی موثر در قیاس با جابجایی بیش‌تر است.

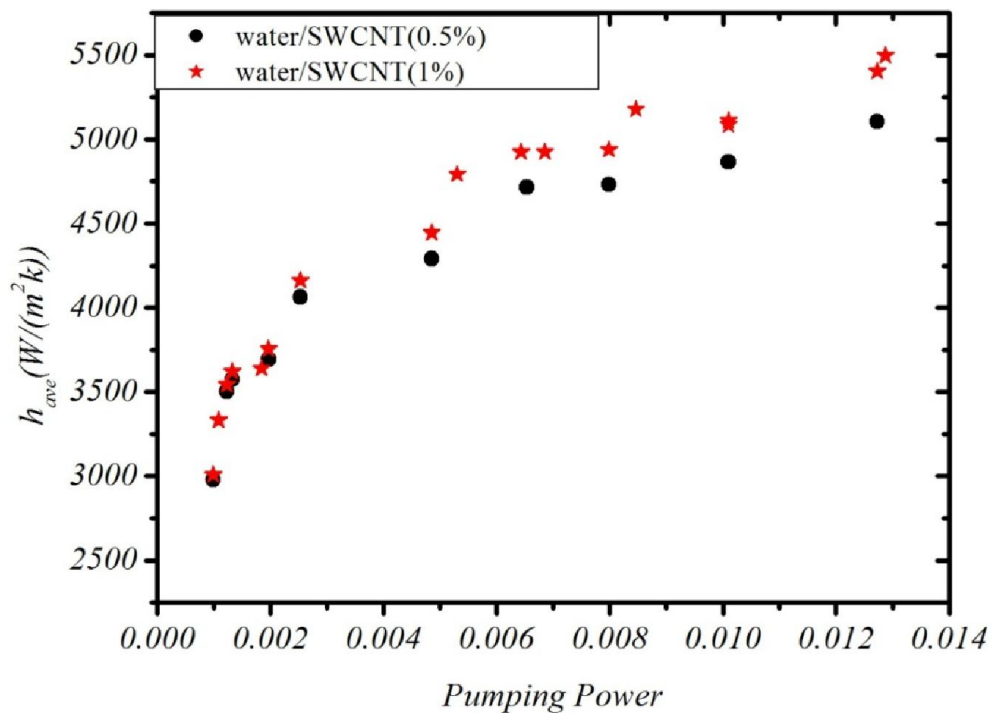


شکل ۶-۲۹: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت برای سیالات نانوی مختلف در برابر اعداد رینولدز بالای جریان

همچنین نوع ذرات کربنی هیچ‌گونه تاثیری بر عدد ناسلت ندارد. این مطلب به طور مشابهی نشان دهنده نرخ افزایش یکسان جابجایی و هدایت برای هر دو نوع سیال مورد مطالعه است. شکل ۶-۳۰ تغییرات عدد بدون بعد ناسلت با طول بدون بعد حرارتی را برای سیالات نانوی مختلف نشان می‌دهد. کاهش عدد بدون بعد ناسلت به وضوح نشان‌دهنده کاهش اثرات ورودی جریان با افزایش طول بدون بعد حرارتی است. شکل ۶-۳۱ تغییرات ضریب انتقال حرارت جابجایی سیال نانو را با افزایش توان مورد نیاز پمپ جهت جریان سیال نشان می‌دهد. با افزایش توان مورد نیاز پمپ ضریب انتقال حرارت افزایش می‌یابد. به طور کلی افزایش توان ورودی پمپ باعث افزایش مومنوم و رینولدز جریان و در نتیجه افزایش در نرخ حرارت ورودی به میکروکانال و ضریب انتقال حرارت سیال خواهد شد. شکل ۶-۳۲ تغییرات دمای بدون بعد دیواره و بالکی را با طول بدون بعد برای آب مقطر و نانو سیالات حاوی نانو لوله‌های تک دیواره نشان می‌دهد.



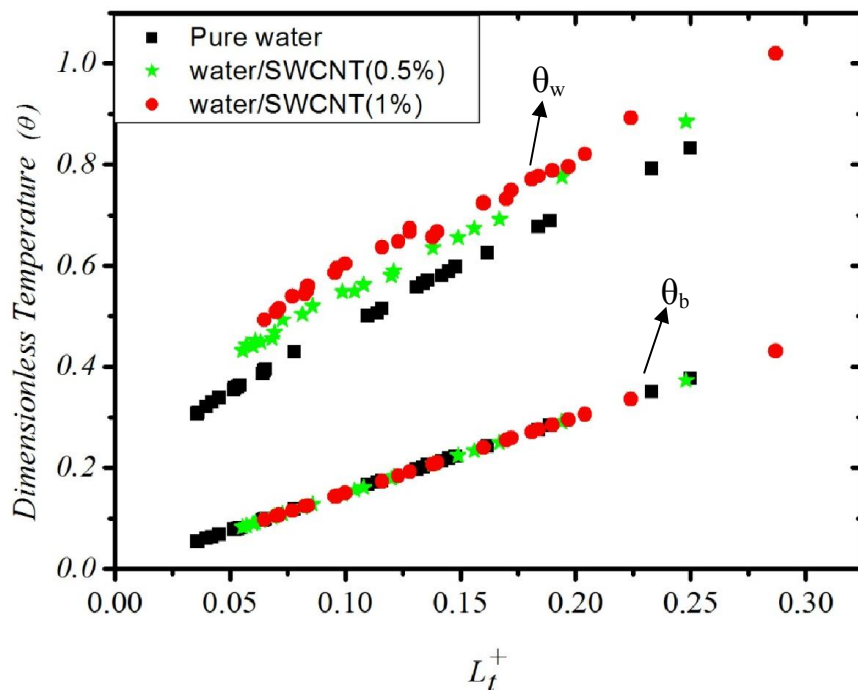
شکل ۶-۳۰: تغییرات عدد بدون بعد ناسلت با طول بدون بعد حرارتی برای سیالات نانوی مختلف



شکل ۶-۳۱: تغییرات توان مورد نیاز پمپ با ضریب انتقال حرارت جابجایی

همان‌طور که مشخص است دمای بدون بعد بالکی تغییرات چندانی را با ورود ذرات نانو به آب

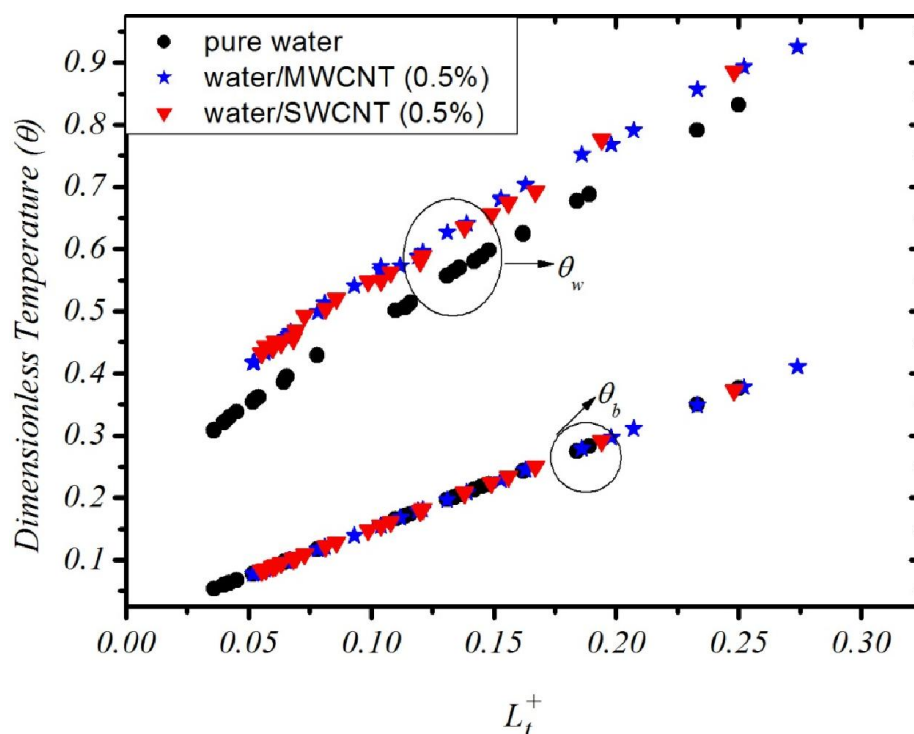
مقطر نشان نمی‌دهد در شرایطی که دمای بدون بعد دیواره با ورود ذرات افزایش می‌یابد



شکل ۶-۳۲: تغییرات دمای بدون بعد با طول بدون بعد برای سیالات حاوی ذرات نانو لوله‌های تک دیواره

البته در اینجا باید توجه داشت که دمای بدون بعد بر اساس دمای مرجع سنجیده می‌شود و افزایش آن به معنای افزایش دمای مطلق نیست. زیرا با ورود ذرات، هدایت گرمایی سیال افزایش می‌یابد که باعث افزایش دمای بدون بعد سیال نانو خواهد شد.

اختلاف دمای بدون بعد دیواره و بالکی با افزایش طول بدون بعد افزایش می‌یابد که باعث کاهش عدد ناسلت می‌شود. همچنین با افزایش درصد وزنی ذرات شاهد افزایش اختلاف دمای بدون بعد دیواره و بالکی هستیم که باعث کاهش عدد ناسلت می‌شود. از طرف دیگر برای سیالات مختلف نانو با درصد وزنی یکسان تغییرات محسوسی در دمای بدون بعد همان گونه که شکل ۶-۳۳ نشان داده شده است مشاهده نمی‌شود. این رفتار باعث ثابت ماندن عدد ناسلت دو نوع سیال خواهد شد.

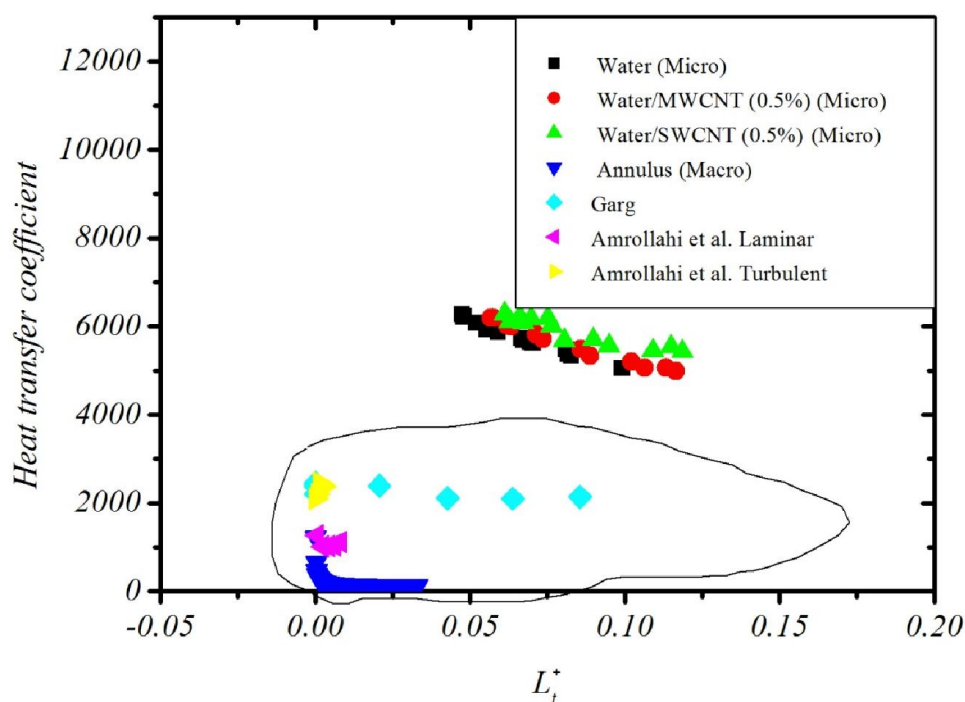


شکل ۶-۳۳: تغییرات دمای بدون بعد با طول بدون بعد برای سیالات مختلف حاوی نانو ذرات کربنی

۶-۵-۶- مقایسه جریان سیال نانو در میکرو و ماکروکانال

به منظور بررسی تفاوت در میزان انتقال حرارت و قابلیت کانال‌های میکرونی و ماکرو در خنک‌کنندگی به مقایسه داده‌های مختلف آزمایشگاهی و عددی موجود در کانال‌های ماکرو با داده‌های آزمایشگاهی ثبت شده توسط تحقیق حاضر پرداخته شده است.

هدف این بخش مقایسه کلی میزان درجه بزرگی خنک‌کنندگی در دو نوع کانال می‌باشد و بدست آوردن رابطه دقیق میان کانال‌های میکرو و ماکرو برای یک جریان خاص مد نظر نیست. در ذیل به ویژگی‌های مختلف داده‌های که مورد مقایسه قرار گرفته‌اند اشاره شده است.



شکل ۶-۳۴: مقایسه‌ای بین ضریب انتقال حرارت جابجایی جریان سیال نانو در مجاری ماکرو با میکروکانال

❖ داده‌های بدست آمده از حل عددی معادلات جریان با استفاده از روابط (۱-۱) تا (۱-۳) برای کسر حجمی ۳٪ جریان نانو سیال آب/آلومین بین دو لوله هم مرکز مورد استفاده در مبدل‌های حرارتی ماکرو

❖ داده‌های بدست آمده از مطالعه گارگ و همکاران [۸۷] برای جریان سیال نانوی آب مقطر/نانو

لوله‌های کربنی چند دیواره درون یک لوله مسی با طول $914/4 \text{ mm}$ و قطر $1/55 \text{ mm}$

❖ داده‌های بدست آمده از مطالعه امرالهی و همکاران [۸۸] برای جریان آرام سیال نانوی آب

مقطر/نانو لوله‌های کربنی چند دیواره درون یک لوله مسی با طول 1 m و قطر $11/42 \text{ mm}$

❖ داده‌های بدست آمده از مطالعه امرالهی و همکاران [۸۸] برای جریان آشفته سیال نانوی آب

مقطر/نانو لوله‌های کربنی چند دیواره درون یک لوله مسی با طول 1 m و قطر $11/42 \text{ mm}$

در شکل ۶-۳۴ مقایسه‌ای بین ضریب انتقال حرارت جابجایی جریان سیال نانو در مجاری ماکرو با

میکروکانال کار حاضر ارائه شده است.

همان‌گونه که دیده می‌شود ضریب انتقال حرارت جابجایی در میکروکانال افزایش قابل

توجهی بیش از دو برابر مقادیر این ضریب در مقیاس ماکرو را دارد. مهم‌ترین علت افزایش، نسبت

سطح تبادل حرارت به حجم جریان است که با کوچک‌سازی مجاری این نسبت افزایش می‌یابد. از

دیگر عوامل اغتشاشات و تلاطم جریان در نزدیکی دیواره کانال‌های میکرونی است که انتقال محلی

بالکی را در نزدیکی دیواره و در عرض جریان افزایش می‌دهد. در سیال نانو انتقال پرتابه‌ای ذرات نانو

در برخورد با زبری‌های سطحی می‌تواند عامل تشدید کننده پدیده انتقال مومنوم و حرارت باشد.

فصل هفتم

نتیجه‌گیری و پیشنهادها

۷-۱- نتیجه گیری

جریان سیال نانو درون میکروکانال به عنوان ابزاری مناسب جهت پاسخ به نیازهای فعلی و آینده صنعتی به شمار می رود. شناخت عوامل مختلف موثر بر عملکرد چاه های حرارتی میکرونی جهت بهبود کارایی آن ها در صنایع مختلف دارای اهمیت فراوان است. بنابراین در این رساله در دو بخش جداگانه ابتدا توسعه یک کد محاسباتی جهت حل معادلات مدل مربوطه برای مطالعه عددی بر روی جریان سیال نانو و سپس ایجاد دستگاه آزمایشگاهی و ساخت سیال نانو به منظور بررسی ویژگی های مختلف حرارتی و هیدرودینامیکی جریان درون میکروکانال ها مورد بررسی قرار گرفته است. تعدادی از عوامل موثر همچون ضخامت بستر میکروکانال و جنس آن با استفاده از روش عددی و تعدادی دیگر همچون عدد گراشوف جریان، درصد وزنی ذرات، نوع ذرات توسط مطالعه آزمایشگاهی مورد ارزیابی قرار گرفته است.

۷-۱-۱- مطالعه عددی

در مطالعه عددی جریان سیال نانو بین دو صفحه موازی با فاصله میکرونی و ضخامت مشخص به صورت دو بعدی مورد بررسی قرار گرفته است. هدایت گرمایی دو بعدی در بستر با اتلافات انتهایی به حفره های ورودی و خروجی در نظر گرفته شده است. اهم نتایج بدست آمده به شرح زیر است:

- (۱) عدد بریکمن در اعداد رینولدز بالا، بر افت فشار جریان تاثیر گذار است.
- (۲) کاهش عدد بریکمن با کاهش مقاومت حرارتی سیستم و تغییر سرعت محوری سبب افزایش عدد ناسلت جریان می شود.
- (۳) در یک عدد رینولدز ثابت، شاخص عملکرد (حرارت دفع شده به توان مصرفی پمپ) با افزایش عدد بریکمن جریان کاهش می یابد.

- ۴) با در نظر گرفتن ضخامت دیواره در حل عددی، بر اثر هدایت محوری در بستر میکروکانال‌ها شرط مرزی شار ثابت (H_2) بر روی مرز مشترک جامد - سیال از بین می‌رود.
- ۵) افزایش ضخامت میکروکانال با تغییر شرایط مرز مشترک جامد - سیال ناشی از افزایش هدایت محوری باعث کاهش ضریب انتقال حرارت جابجایی متوسط می‌شود.
- ۶) شاخص عملکرد با افزایش ورود ذرات نانو به سیال پایه در عدد رینولدز و عدد بریکمن ثابت افزایش می‌یابد.
- ۷) در میکروکانال‌ها با افزایش ضخامت دیواره، دمای مرز مشترک جامد - سیال به سمت یکنواختی بیش‌تر میل می‌کند که پیامد آن کاهش ضریب انتقال حرارت متوسط است.
- ۸) افزایش عدد رینولدز با ایجاد یکنواختی بیش‌تر در شار حرارتی محوری در مرز جامد - سیال، تاثیر وجود دیواره را نسبت به حالت بدون دیوار کاهش می‌دهد.
- ۹) با افزایش کسر حجمی ذرات شار حرارتی روی مرز جامد - سیال یکنواختی بیش‌تری پیدا خواهد کرد.
- ۱۰) در اعداد رینولدز پایین، تاثیر ورود ذرات نانو به سیال پایه بر روی ضریب انتقال حرارت افزایش می‌یابد.
- ۱۱) هدایت محوری و شرایط حرارتی در مرز جامد - سیال بر روی توان مورد نیاز پمپ اثرگذار نمی‌باشد.

۷-۱-۲- مطالعه آزمایشگاهی

در بخش آزمایشگاهی با ساخت یک دستگاه آزمایشگاهی شامل قسمت‌های مختلفی جهت رانش سیال نانو درون ۱۶ میکروکانال موازی با مقطع مربعی که بر روی یک بستر مسی ساخته شده‌اند به بررسی رفتار حرارتی و هیدرودینامیکی جریان سیال نانوی حاوی نانو لوله‌های کربنی تک و چند دیواره پرداخته شده است. در این قسمت بخش‌هایی به منظور کنترل و ثبت داده‌های هیدرودینامیکی

و حرارتی به کار گرفته شده است. سیال نانو با توزیع نانولوله های کربنی عامل دار ساخته شده در پژوهشگاه صنعت نفت با استفاده از روش دو مرحله ای در دانشگاه شاهرود ساخته شده است. ویسکوزیته و هدایت گرمایی این سیالات با استفاده از طراحی آزمایش مدل شده اند. نکات زیر در رابطه با مطالعه آزمایشگاهی قابل ذکر می باشند:

(۱) زبری های سطحی در بخشی از ناحیه توسعه یافته هیدرودینامیکی بر روی عدد پویزل تاثیر گذار بوده و رابطه عکس میان عدد پویزل و طول بدون بعد هیدرودینامیکی را به این منطقه نیز تعمیم می دهند.

(۲) برای اعداد رینولدز کوچک (طول بدون بعد بالا) ویسکوزیته ناشی از زبری ها از بین رفته و در نتیجه جریان درون میکروکانال ها به جریان درون کانال های صاف میل می کند.

(۳) با افزایش تاثیرات زبری های سطحی روی جریان سیال نانوی حاوی نانو لوله های کربنی نسبت به جریان سیال پایه، رابطه معکوس میان عدد پویزل و طول بدون بعد هیدرودینامیکی به طول بدون بعد بیشتری افزایش می یابد.

(۴) افزایش عدد گراشوف می تواند باعث افزایش نیروهای شناوری جریان و کاهش نیروهای ویسکوز شده و در نتیجه منجر به اختلاط بیش تر جریان به ویژه در نزدیکی دیواره زبر مقاطع میکرونی شود. چنین اختلاطی سبب افزایش انتقال حرارت به ویژه در مقطع عرضی جریان شده و مقاومت کلی سیستم را کاهش می دهد.

(۵) افزایش دما با افزایش نیروهای شناوری در نزدیکی دیواره و کاهش ویسکوزیته سیال باعث کاهش افت فشار در طول میکروکانال ها و در نتیجه کاهش توان ورودی مورد نیاز پمپ می شود.

(۶) تاثیر غلظت ذرات و همچنین نوع نانو لوله های کربنی بر روی مقدار عدد پویزل در ناحیه ای که تاثیر زبری های سطحی بر روی ویسکوزیته ظاهری از بین می رود، مشاهده نشده است.

۷) عدد پویزل جریان سیالات نانو حاوی نانو لوله‌های کربنی تک دیواره، بالاتر از جریان سیالات حاوی ذرات چند دیواره آن است.

۸) در اعداد رینولدز پایین علیرغم افزایش ضریب هدایت گرمایی با ورود ذرات نانو درون سیال پایه درصد وزنی و نوع ذرات تاثیری بر ضریب انتقال حرارت جابجایی ندارد.

۹) در اعداد رینولدز کوچکتر $Re < 70$ عدد ناسلت برای سیال پایه و سیالات نانوی مختلف به یکدیگر نزدیک می‌شوند.

۱۰) در اعداد رینولدز بالاتر $Re > 70$ در حالی که تاثیر درصد وزنی بر عدد ناسلت جریان سیالات نانو دیده می‌شود، نوع ذرات تاثیری بر عدد ناسلت جریان ندارد.

۱۱) با افزایش عدد رینولدز و به دنبال آن افزایش شدت برخورد ذرات نانو به زبری‌های سطحی، ضریب انتقال حرارت جریان سیال نانوی حاوی نانو لوله‌های کربنی تک دیواره نسبت به چند دیواره آن افزایش می‌یابد.

۱۲) با افزایش سطح انتقال حرارت در برابر حجم جریان در کانال‌های میکرونی نسبت به ماکروکانال‌ها، ضریب انتقال حرارت افزایشی بیش از دو برابر را در برابر جریان سیال نانوی منابع مختلف نشان می‌دهد.

۷-۲-پیشنهادهای برای مطالعات آینده

✓ بررسی جریان انتقالی آرام به آشسته جریان سیال نانو درون میکروکانال‌ها و تاثیر غلظت و نوع ذرات بر روی آن

✓ بررسی آماری میزان افزایش ضریب انتقال حرارت جریان آشسته سیال نانو در غلظت‌های مختلف جریان و مقایسه آن با سیال پایه

✓ مدل نمودن زبری‌های سطحی و بررسی چگونگی تاثیر آن‌ها بر روی پدیده انتقال مومنتوم و حرارت جریان سیال نانو

- ✓ بررسی آزمایشگاهی جریان آشفته سیال نانو حاوی نانو ذرات کربنی درون میکروکانال ها
- ✓ مقایسه آزمایشگاهی جریان سیال نانو حاوی نانو لوله های کربنی و گرافن درون کانال های

میکرونی

- ✓ بررسی آزمایشگاهی تاثیر گروه های بدون بعدی همچون $\left(\frac{d_p}{D_h}\right)$ و $\left(\frac{k_s}{k_{eff}}\right)$ و ... بر روی

ویژگی های جریانی و حرارتی جریان سیال نانو درون میکروکانال ها

پیوست الف

مقدمه‌ای بر جریان سیال نانو و انتقال حرارت در
ریزکانال‌ها

الف-۱- سیال نانو

سیال نانو به سیالی اطلاق می شود که حاوی ذرات یمعلق با اندازه های نانومتری است. سیالات رایج مورد استفاده در انتقال حرارت شامل روغن، آب و اتیلن گلیکول با ویژگی های حرارتی ضعیف هستند. با توجه به این که هدایت گرمایی این سیالات نقش مهمی را در ضریب انتقال حرارت محیط و سطح دارد، روش های زیادی برای اصلاح هدایت گرمایی این سیالات با توزیع و تعلیق ذرات میکرو و نانومتری در آن ها بکار گرفته شده است.

زمانی که ذرات نانو با مقیاس طولی مشخص (۱۰۰-۱ نانومتر) و هدایت گرمایی بالا درون سیالات پایه معلق می شوند، هدایت گرمایی موثر و ضریب انتقال حرارت جریان این سیالات را افزایش می دهند. جدول الف- ۱ میزان هدایت گرمایی مواد سازنده ذرات فلزی و غیرفلزی به کار گرفته شده در این سیالات همچون Al_2O_3 ، CuO ، SiO_2 ، TiO_2 را نشان می دهد.

جدول الف- ۱: هدایت گرمایی مواد مختلف

جنس ماده	هدایت گرمایی (W/mK)	جنس ماده	هدایت گرمایی (W/mK)
جامد فلزی		آلومینا (Al_2O_3)	۴۰
نقره	۴۲۹	سیالات فلزی	
مس	۴۰۱	K_644 سدیم @	۷۲/۳
آلومینیوم	۲۳۷	سیالات غیرفلزی	
جامد غیرفلزی		آب	۰/۶۱۳
الماس	۳۳۰۰	اتیلن گلیکول (EG)	۰/۲۵۳
نانو لوله های کربنی	۳۰۰۰	روغن موتور (EO)	۰/۱۴۵
سیلیکون	۱۴۸		

تحت چنین شرایطی حتی در غلظت های کم ذرات، افزایش قابل توجهی در ضریب انتقال حرارت جریان دیده می شود. چوی^۱ [۸۹] اولین فردی بود که واژه سیال نانو^۲ را برای سیالاتی با ذرات نانومتری توزیع شده در آن ها بکار برد. چوی و همکاران [۹۰] نشان دادند که افزودن میزان اندکی از

^۱Choi

^۲Nanofluid

ذرات نانو (کمتر از ۱٪ حجمی) به سیالات متداول مورد استفاده در انتقال حرارت، هدایت گرمایی را تقریباً ۲ برابر افزایش می دهد.

تحقیقات مشابهی از جمله ماسودا^۱ و همکاران [۹۱]، لی^۲ و همکاران [۹۲]، ژان^۳ ولی^۴ [۹۳] و ژان و رتزل^۵ [۹۴] گزارش کردند که هدایت گرمایی سوسپانسیون هایی با غلظت ذرات کم (۵٪-۱ حجمی) می تواند حتی فراتر از ۲۰٪ افزایش یابد. چوی و همکاران [۸۹] در آزمایشگاه ملی آرگون^۶ با انجام تعدادی آزمایش نشان دادند که سوسپانسیون حاوی توزیع ۵ درصد حجمی از ذرات نانوی CuO در آب می تواند هدایت گرمایی را تا ۶۰٪ افزایش دهد. میزان چنین افزایشی در انتقال حرارت کاملاً تحت تاثیر عواملی همچون غلظت حجمی، اندازه و شکل ذرات، دمای سیال پایه و افزودنی ها قرار دارد.

ذرات نانوی مورد استفاده در سیالات نانو توسط فرآیندهای فیزیکی و شیمیایی از مواد مختلف بدست می آیند. روش های فیزیکی رایج شامل خرد کردن مکانیکی و میعان گاز خنثی هستند [۹۵]. فرآیندهای جاری به ویژه برای ساختن ذرات نانوی فلزی شامل آسیاب کردن مکانیکی، روش میعان گاز خنثی، رسوب دادن شیمیایی، ته نشست بخار شیمیایی، ترکیب ذرات میکرونی در سیال^۷، آشکافت اسپری^۸ و پاشش گرمایی^۹ هستند که در نتیجه ذرات نانو به شکل پودر تولید می شوند [۹۶].

¹Masuda

²Lee

³Xuan

⁴Li

⁵Roetzel

⁶Argonne National Laboratory

⁷Micro-Emulsions

⁸spray Pyrolysis

⁹Thermal Spraying

این ذرات در سیالات مختلف به منظور تولید سیال نانو و استفاده در کاربردهای مختلف توزیع می شوند. تاکنون سیالات نانو با کیفیت های مختلف عمدتاً با حجم پایین ذرات با استفاده از روش های دو مرحله ای و یا تک مرحله ای ساخته شده اند که در روش تک مرحله ای همزمان پودرهای تولید شده در سیالات پایه توزیع می شوند. تولید سیالات نانو با هزینه کم برای کاربردهای صنعتی از چالش های پیشرو است.

الف-۲- تولید سیالات نانو

اگرچه سیالات نانواز دیدگاه های متفاوتی در دهه های اخیر مورد بررسی قرار گرفته اند، تحقیقات اندکی به روش های تهیه سیالات نانو اختصاص داده شده است (ساخت سیالات نانویی با پایداری مناسب برای کاربرد در زمینه های انتقال حرارت). رفتار سیالات نانو به ویژگی های سیال پایه و فاز توزیعی، غلظت، اندازه و شکل ذرات و همچنین توزیع کننده های مکانیکی و فعال کننده های سطحی وابستگی دارد. به هر حال سیالات نانو دارای عملکرد بهتری نسبت به کلوئیدهای رایج به ویژه در شرایط دما بالا هستند. تهیه سیالات نانوی پایدار با ویژگی های کنترل شده همچون هدایت گرمایی و ویسکوزیته مشخص همچنان یک چالش عمده به شمار می رود. به طور کلی دو روش می تواند برای تهیه این سیالات مورد استفاده قرار گیرد، روش بالا به پایین از طریق کاهش اندازه (روش دو مرحله ای) و روش پایین به بالا که با تولید و توزیع همزمان ذرات نانو صورت می گیرد (روش تک مرحله ای).

الف-۲-۱- روش تک مرحله ای

تهیه سیالات نانو با استفاده از روش پایین به بالا از طریق واکنش های فیزیکی یا شیمیایی انجام گرفته اند. این روش برای مدت های طولانی در صنایع کلوئیدی مورد استفاده قرار گرفته است. کلوئیدهای طلا توجه زیادی از دیدگاه عملی و مطالعات پایه ای به علت ویژگی های کاتالیستی، گرمایی، نوری و الکترونیکی به خود جلب کرده اند.

مطالعه بر روی کلوئیدهای طلا اولین بار در اواسط قرن ۱۹ توسط مایکل فارادی^۱ آغاز شد. کلوئیدهای طلا به طور کلی توسط کاهش شیمیایی نمک‌های طلا همچون اسید کلروریک در محیط آبی، زیستی و یا دو فازی با استفاده از مواد مختلف ساخته شده‌اند. روش تولید معمول شامل کاهش سیترات، روش براست-شیفرین^۲ و روش براست-شیفرین اصلاح شده^۳ که شامل ترکیبات سولفور-لیگاند^۴ مختلف هستند. اندازه ذرات نانوی طلا با کنترل نسبت لیگاند به یون‌های طلا قابل تنظیم است. سیالات نانوی طلا به علت هزینه بالا به صورت محدودی مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۹۷]. تعدادی از سیالات نانوی دیگر همچون سیالات نانوی آهن و مس با استفاده از روش ته‌نشینی بخار اصلاح شده و کاهش شیمیایی هیدرودینامیکی نمک‌ها تولید شده‌اند [۹۸،۹۹].

تولید بیشتر سیالات نانو با توجه به آزمایشات انجام شده در زمینه کلوئیدها امکان‌پذیر است. بدین ترتیب پایداری سیالات نانو از طریق فرآیندهای سطحی مناسب بدون استفاده از ابزارهای مکانیکی می‌تواند بدست آید. به هر حال روش پایین به بالا به علت ترکیب باقی مانده واکنش‌ها در سیالات نانو ناشی از واکنش‌های ناقص دارای مضراتی است. بررسی تأثیرات ذرات نانو بدون حذف این ناخالصی‌ها مشکل است. از طرف دیگر عملکرد پایدارکننده‌ها تحت شرایط دما بالا همچنین به عنوان یک نگرانی جدی مطرح است. بنابراین تولید کنترل شده سیالات نانوی پایدار به عنوان یک چالش و مانع جدی به منظور کاربردهای انتقال حرارتی به شمار می‌رود. فقدان یک مکانیزم کنترلی بر روی هر دو فاز جامد و مایع می‌تواند یکی از مهم‌ترین دلایل در زمینه اختلاف داده‌های گزارش شده در تحقیقات گذشته باشد. همچنین یک مانع جدی را برای کاربردهای صنعتی این سیالات نوظهور ایجاد

¹Michael Faraday

²Brust-Schiffrin method

³modified Brust-Schiffrin method

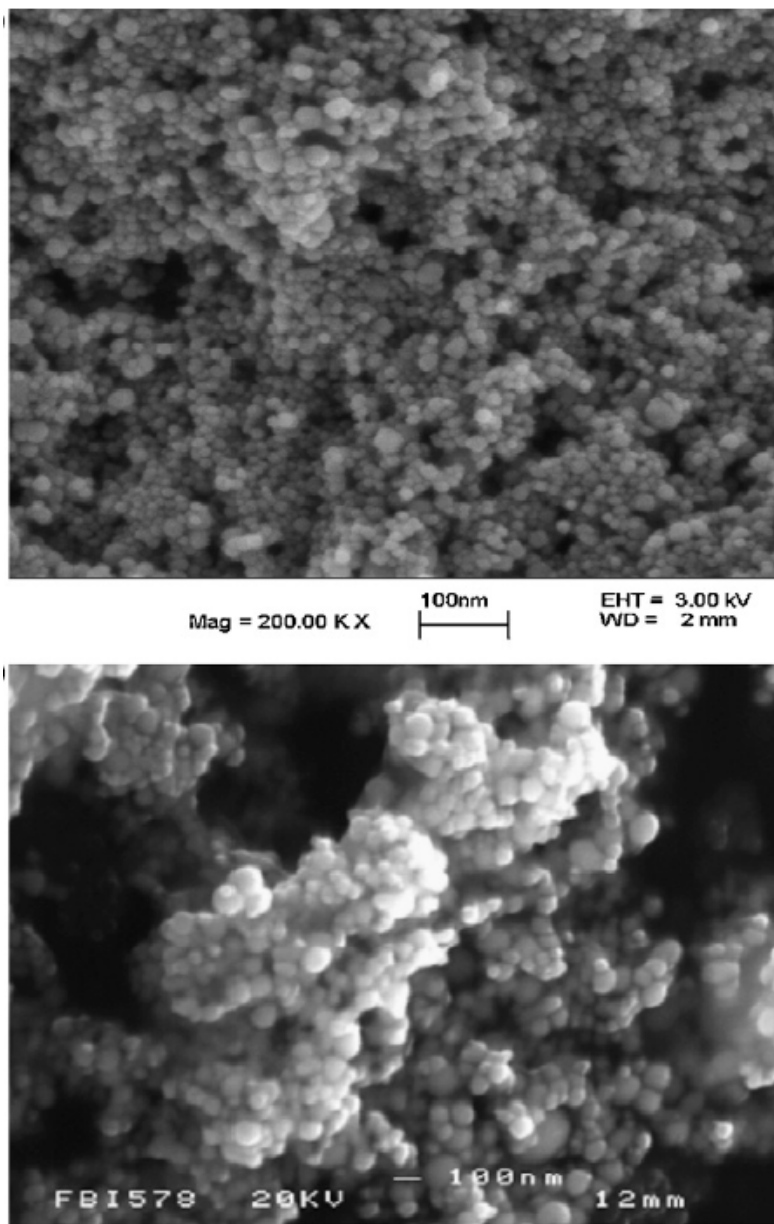
⁴Sulfur- ligands.

کرده است. همکاری میان دانشمندان علم مواد و کلوئیدها از یک طرف و مهندسين فعال در زمینه انتقال حرارت از طرف دیگر در برنامه های آینده ضروری به نظر می رسد.

الف-۲-۲- روش دوم مرحله ای

برای روش دوم مرحله ای، ذرات نانوی خشک به شکل پودر با استفاده از فرایندهای شیمیایی تولید و یا خریداری می شوند. ذرات نانو با ریخت شناسی، ساختار و ویژگی های شیمیایی و فیزیکی مختلف، کیفیت سیالات نانو را تحت تأثیر خود قرار خواهند داد. در حال حاضر روش های مکانیکی مختلفی برای تولید ذرات نانو وجود دارد. این روش ها شامل آسیاب کردن و خرد کردن هستند. به دلیل نیروهای جاذبه و اندروالس بالا همان طور که برای ذرات نیکل و آلومینا در شکل الف- ۱ نشان داده شده است، تقریباً تمام ذرات نانو به شکل کلوخه های خشکی با ابعاد بزرگتر از ذرات منفرد هستند. درجه کلوخگی تحت تأثیر عواملی همچون فرایندهای ساخت و دمای سیال تغییر می کند. در نتیجه، انتخاب دقیق روش تولید و بکارگیری ذرات نانو با ویژگی های مناسب برای تهیه سیالات نانوی پایدار لازم به نظر می رسد. در مقایسه با روش های پایین به بالا، توزیع ذرات نانوی خشک درون سیالات مکرراً توسط محققان به منظور ساخت سیالات نانو به کار گرفته شده است. اینکه بتوان از ذرات اولیه و منفرد نانو به جای کلوخه های توزیع شده در ساخت سیالات نانو استفاده کرد در پایداری این سیالات نقش حیاتی دارد. همچنین فرآیندی که توسط آن ذرات در سیالات پایه توزیع می شوند نقش حیاتی در عملکرد مناسب آنها در شرایط هیدرولیکی و گرمایی مختلف خواهد داشت. وسایل مورد استفاده در توزیع ذرات نانو شامل حمام های ماوراء صوت، مخلوط کننده های مغناطیسی و همگن کننده ها هستند. شدت و زمان فرآیند، توزیع ذرات و پایداری آنها را به شدت تحت تأثیر قرار می دهد. علیرغم اینکه ذرات نانو به دلیل نیروهای جاذبه و اندروالس تمایل به کلوخگی مجدد دارند، کلوخه های ضعیف می توانند با تنش های بالا به ذرات اولیه خود شکسته شوند. به منظور ایجاد یک توزیع پایدار ذرات در

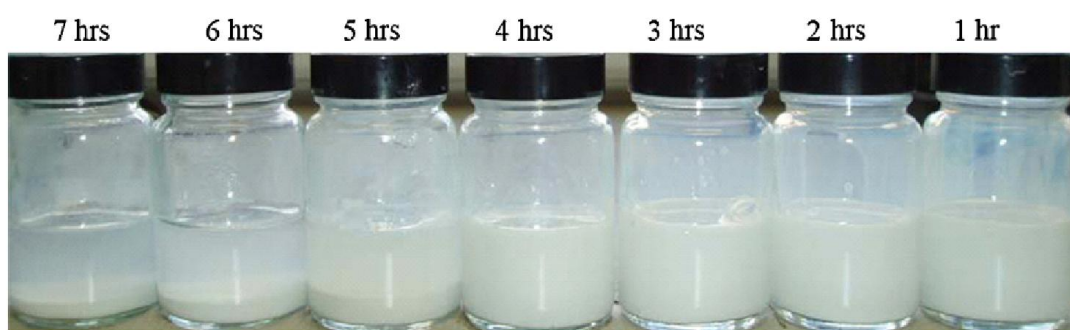
سیال پایه، دفع الکتروستاتیکی و تأخیر در شکل‌گیری ساختارهای اتمی می‌تواند به چنین نیروهای جاذبه‌ای غلبه نماید.



شکل الف- ۱: تصویر کلوخه‌های ذرات نانوی نیکل و آلومینا [۱۰۰]

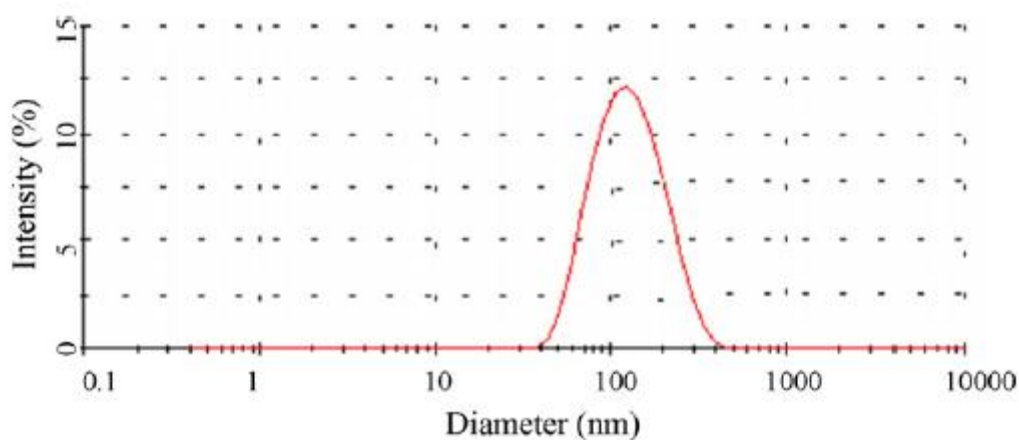
پایدارکننده‌های مشخصی در طی فرآیند شکل‌دهی سیالات نانو برای ایجاد موانعی در میان ذرات در حین شکل‌گیری ساختارهای اتمی مورد استفاده قرار می‌گیرند.

البته سیالات نانو می توانند بدون پایدار کننده ها نیز ساخته شوند ولی پایداری آن ها به مرور زمان همان طور که در شکل الف- ۲ نشان داده شده است تغییر می کند. همان طور که در شکل مشخص است ذرات نانو آلومین پس از ۵ ساعت کاملاً از سیال پایه جدا می شوند [۱۰۰]. در این نمونه، سیالات نانو از پودرهای آلومین تجاری با ذرات نانوی اولیه ۲۰ nm ساخته شده اند. در ساخت این سیالات از روش دوم مرحله ای با غلظت ذراتی معادل ۲/۵٪ جرمی همراه همگن کننده و بدون پایدار کننده استفاده شده است.



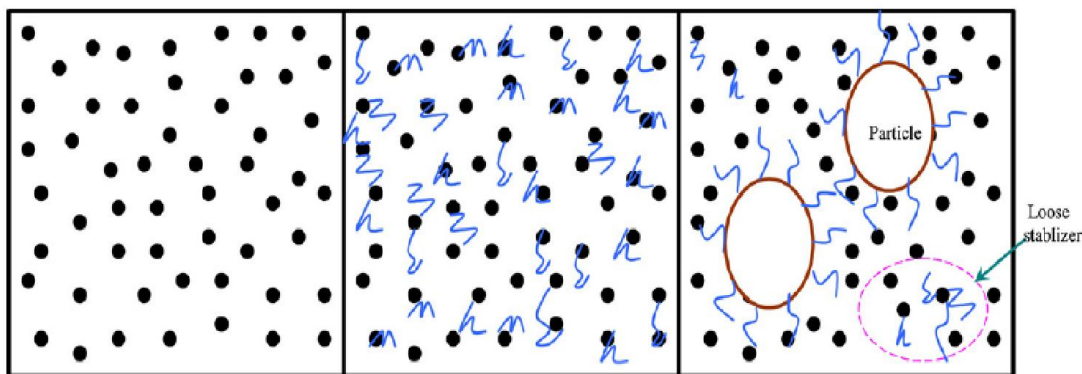
شکل الف- ۲: بررسی پایداری سیال نانوی آلومینا با زمان [۱۰۰].

مدت پایداری این سیالات به ویژگی های سطحی، اندازه و شکل ذرات بستگی دارد. در حالت توزیعی اندازه ذرات کاملاً متفاوت از حالت خشک آنها است. برای نمونه، شکل الف- ۳ توزیع اندازه ذرات در سیال نانو آلومین تازه ساخته شده را نشان می دهد.



شکل الف- ۳: توزیع اندازه ذرات در سیال نانو آلومینا [۱۰۰]

این ذرات ۱۳۰ نانومتر هستند که در قیاس با ذرات اولیه ۲۰nm بسیار بزرگتر هستند. این مسئله می‌تواند دو دلیل داشته باشد. یکی وجود کلوخه‌های کوچک که سخت شکسته می‌شوند و در طول فرایند ساخت به هم پیوسته و با هم یکی شده‌اند، دیگری روش اندازه‌گیری است که اندازه‌های هیدرودینامیکی را بر اساس رابطه انیشتین- استوکس اندازه می‌گیرد که به نظر می‌رسد اندازه‌ها بزرگتر از اندازه واقعی باشند (خطای اندازه‌گیری). برای بیان تأثیر اندازه ذرات بر روی کلوخگی، شناخت تفاوت اندازه ذرات در حالت خشک و توزیعی که مطالعه اندکی بر روی آن صورت گرفته است لازم به نظر می‌رسد. همان‌طور که در شکل الف- ۴ نشان داده شده است، برای غلبه بر مشکل پایداری، پایدارکننده‌ها در طول فرآیند تهیه سیالات نانو مورد استفاده قرار می‌گیرند.



شکل الف- ۴: روش دومرحله‌ای در ساخت سیال نانو [۱۰۰]

فرآیند پایداری شامل سه مرحله است:

- ۱- تهیه سیالات خالص
 - ۲- مخلوط کردن پایدارکننده مناسب با سیالات پایه
 - ۳- توزیع ذرات نانو درون سیال پایه
- قابلیت انتقال حرارتی سیالات نانو با سیال پایه مورد مقایسه قرار می‌گیرد که به دلیل اینکه پایدارکننده‌ها می‌توانند میزان کشش سطحی و ویسکوزیته را تغییر دهند، همراه کننده به نظر می‌-

رسد. این عوامل به طور قابل توجهی رفتار حرارتی و هیدرودینامیکی سیالات نانو را تغییر خواهد داد. در نتیجه در بیش تر مواقع تأثیر ذرات نانو و پایدارکننده ها درهم ادغام شده است.

یک بررسی جداگانه به منظور تمایز اثرات پایدارکننده های ذرات نانو مورد نیاز می باشد. می توان ذرات نانو را با اصلاح ویژگی های سطحی تجاری سازی کرد. اگر پیوند پایدارکننده ها و ذرات نانو به قدر کافی محکم باشد، یک فرآیند توزیع مناسب می تواند پایدارکننده های رها در فاز مایع را حذف کند (همان طور که در شکل الف- ۴ نشان داده شده است). بنابراین یک مقایسه مناسب میان ذرات عمل کننده و سیال خالص برقرار می کند.

به هر ترتیب این که انفصالی در پیوند بین ذرات و پایدارکننده وجود نداشته باشد دارای اهمیت می باشد. شاخص دیگر مورد اهمیت تأثیر دما است. برای کاربردهای مختلف، توزیع ذرات نانو به طور معمول در دمای اتاق پایدار می باشد در حالی که در دمای بالا پایدارکننده ها ممکن است خوب عمل نکنند. بنابراین پایداری تحت تأثیر قرار می گیرد. همان طور که برای سیالات نانوی حاوی نانولوله های کربنی توسط ون^۱ و دینگ^۲ [۱۰۱] با استفاده از سولفونات دودسی بنزن سدیم (SDBS) به عنوان پایدارکننده مورد تایید قرار گرفته است.

الف-۳- سیالات نانو در کاربردهای انتقال حرارت

در حالی که ایده اصلی سیالات نانو بر افزایش هدایت گرمایی تعدادی از سیالات رایج در انتقال حرارت همچون آب، روغن و اتیلن گلیکول استوار بود، تأثیر این ذرات فراتر از عملکرد آن ها بر روی هدایت گرمایی است. در حالی که تمرکز اصلی بر روی هدایت گرمایی قرار دارد، تغییر ویژگی های دیگر سیالات با ورود ذرات نانو به ویژه ویسکوزیته و ویژگی های سطحی در تحقیقات اخیر کم تر مورد توجه قرار گرفته اند. نتایج آزمایشگاهی ناسازگاری زیادی را در کاربرد جریانی سیالات نانو نشان می دهد.

¹Wen

²Ding

الف-۴- مفهوم میکروکانال و کوچک سازی

مفهوم کوچک سازی می تواند پایه و اساسی در زمینه نسبتاً نوینی از فن آوری با عنوان سیستم های مکانیکی- الکترونیکی میکرونی^۱ باشد. تا کرمن^۲ و پیس^۳ [۱۰۲] اولین افرادی بودند که استفاده از کوچک سازی را با هدف دفع حرارت در موضوع یک رساله دکتری در سال ۱۹۸۱ مطرح نمودند. مقاله مربوطه تحت عنوان بازدهی بالای چاه های حرارتی به عنوان اولین مطالعه روی انتقال حرارت میکروکانال ها مطرح شده است. تعدادی از محققان به تمرکز بر روی این موضوع پرداخته و جریان در میکروکانال ها را به عنوان ابزاری با قابلیت بالا در دفع حرارت مطرح نموده اند.

در حال حاضر بررسی های تجربی و مدل نمودن جریان و انتقال حرارت در میکروکانال ها به سرعت در حال پیشرفت است. همچنان اختلاف ها میان محققان در مورد چگونگی مدل نمودن جریان و تفاوت ها میان نتایج آزمایشگاهی در مقیاس های میکرونی باقی مانده است [۱۰۳]. همان طور که از کاربرد گسترده آن ها مشخص است، مطالعه جریان و انتقال حرارت در میکروکانال ها برای فن آوری های نوین، دارای اهمیت بسیار است.

تمایل به کوچک سازی به عنوان شاخصی از توسعه در همه زمینه ها مطرح است. پیش از دنبال کردن انتقال حرارت و جریان در میکروکانال تعریفی از عبارت میکروکانال مناسب به نظر می رسد. این عبارت موضوعی مناقشه آمیز میان محققان در این زمینه بوده است. مهندال^۴ و همکاران [۱۰۴] از دسته بندی های زیر بر اساس کوچکترین اندازه کانال C_D استفاده نمودند.

میکروکانال $100\mu\text{m} > C_D > 1\mu\text{m}$

مینی کانال $100\mu\text{m} \leq C_D \leq 1\text{mm}$

^۱Microelectromechanical systems (MEMS)

^۲Tuckerman

^۳Pease

^۴Mehendale

ساده‌ترین دسته‌بندی توسط ابوت^۱ [۱۰۵] بر اساس قطرهای هیدرولیکی به جای کوچکترین بعد کانال صورت گرفت. ابوت کانال‌هایی را با قطر هیدرولیکی کمتر از ۱ میلی‌متر ($D_h < 1\text{mm}$) به عنوان میکروکانال دسته‌بندی نمود که با تعداد دیگری از محققان همچون بهرامی^۲ [۱۰۶، ۱۰۷] و بیرکتار^۳ [۱۰۸] همخوانی داشت. این تعریف در تحقیق حاضر مورد استفاده قرار گرفته است. در حالی که تعریف کاندلیکار^۴ و گراند^۵ [۱۰۹] بر اساس رفتار جریان گاز بوده که از موضوع مطالعه خارج است. تعریف مورد نظر ابوت بر اساس هندسه کانال بوده و از مفهوم قطر هیدرولیکی استفاده می‌نماید که شاخص طول در هندسه جریان‌های داخلی است [۱۰۵]. در دهه اخیر، مرزهای جدیدی با توسعه و پیشرفت در ایجاد سیستم‌ها و ابزارهایی در مقیاس میکرونی گشوده شده است. استفاده از وسایلی با مشخصه‌های میکرونی دارای مزایای متعددی است. همچنان درک کاملی از چگونگی تغییر فرآیندهای فیزیکی توسط هندسه‌های کوچک‌سازی شده نسبت به حالت ماکرو وجود ندارد. جریان سیال تک‌فازی در میکروکانال‌ها در وسایل مختلفی مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱۱۰].

ظرفیت بالای انتقال حرارت جابجایی و خنک‌کنندگی از دلایل عمده این پایان‌نامه در مطالعه بر روی جریان سیال درون میکروکانال‌ها است. در کنار کاربردهای انتقال حرارتی مربوطه، جریان سیال در وسایل میکرونی و در صنعت ممز نیز کاربردهای وسیعی دارد. مجراهای میکرونی در میکروپمپ‌های مورد استفاده در پرینترها، خنک‌کننده‌های الکترونیکی، توربین‌های میکرونی به منظور تولید انرژی و در میکروشیرها مورد استفاده قرار می‌گیرند [۱۱۱]. کاربردهای زیستی و شیمیایی همچون راکتورهای میکرونی نیز جزء موارد استفاده است. وسایل میکروالکترونیکی، که دارای

¹Obot

²Bahrami

³Bayraktar

⁴Kandlikar

⁵Grande

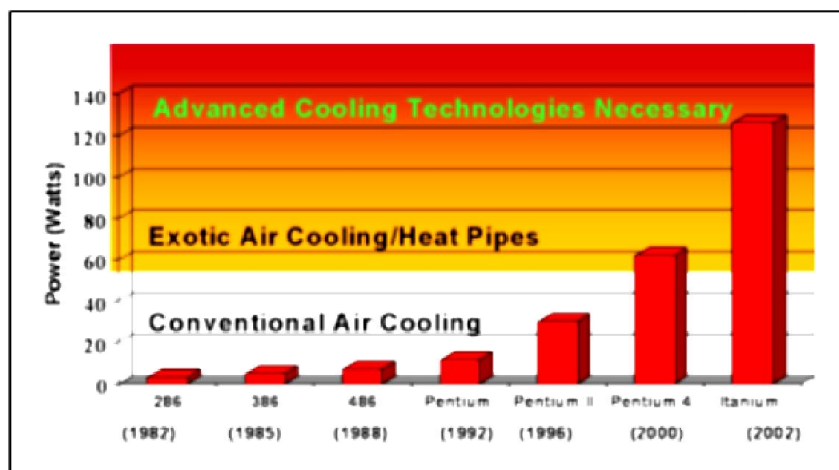
کاربردهای وسیعی در سرویس دهنده ها^۱، کامپیوترهای شخصی و دیویدهای لیزری دائماً در حال دفع حرارت هستند.

الف-۵- فن آوری خنک کنندگی قطعات الکترونیکی

به دنبال اختراع تراشه های الکترونیکی روش های خنک کنندگی قطعات الکترونیکی بهبود یافته و به دنبال آن صنایع الکترونیکی پیچیده تر توسعه یافته اند. اهمیت خنک کنندگی برای اجزاء الکترونیکی به این علت است که دمای بالا عمر مواد و حتی قابلیت اطمینان اجزاء مونتاژ شده را با تسریع در مکانیزم شکست در اتصالات و سطوح مشترک کم می کند [۱۱۲]. گرایش به سمت توسعه مدارهای پیوسته با کاهش در اندازه قطعات است، در حالی که همزمان نرخ اتلاف حرارت در این سیستم ها افزایش می یابد.

در مواجهه با افزایش میزان نرخ انتقال حرارت، روش های مهندسی گرمایی به کار گرفته شده در خنک کاری قطعات الکترونیکی در حال تغییر از ساختارهای ناکارا و اولیه به سیستم های پیشرفته است. همان گونه که در شکل الف-۵ نشان داده شده است، میزان افزایش اتلافات حرارتی تراشه های پردازنده شرکت اینتل نمونه ای از نیاز به روش های خنک کنندگی با کارایی بالاتر است [۱۱۳]. نیاز به خنک کنندگی بهتر ارایه شده توسط شرکت اینتل مشخص می کند که روش های خنک کنندگی سنتی از سال ۲۰۰۰ به بعد جوابگوی نیازهای صنعتی نیستند. روش های خنک کنندگی رایج با استفاده از جابجایی اجباری و طبیعی در چاه های حرارتی صورت می گیرد. تا زمانی که اتلاف حرارتی تراشه ها در محدوده متوسط باشد استفاده از چاه حرارتی با جابجایی طبیعی ترجیح داده می شود.

^۱server



شکل الف- ۵: میزان افزایش اتلافات حرارتی تراشه های پردازنده شرکت اینتل [۱۱۳]

برای شار حرارتی بالاتر، جابجایی طبیعی کافی نخواهد بود و با استفاده از فن ها نرخ دفع حرارت بالاتری تامین می شود. ترکیب چاه حرارتی-فن به شکل معمولی در کامپیوترهای شخصی به منظور خنک کنندگی پردازنده هایی با عملکرد بالا مورد استفاده قرار می گیرد. در مقابل لوله های حرارتی در کامپیوترهای لپ تاپ که دارای محدودیت فضایی هستند کاربرد دارند. لوله های حرارتی ساختارهایی با هدایت گرمایی بالا هستند که حرارت دفع شده توسط تراشه ها را به طور مؤثری به یک مکان مناسب به منظور خنک کنندگی حمل می کنند [۱۰۳].

با توجه به مطالب پیش گفته در زمینه توانایی سیالات نانو در بهبود قابلیت های حرارتی سیالات سنتی در انتقال حرارت و همچنین استفاده از کانال های ریز در افزایش قابلیت چاه های حرارتی، جریان سیال نانو درون ریزکانال ها می تواند چشم انداز روشنی به منظور خنک کنندگی در آینده ترسیم نماید.

علیرغم مطالعات گسترده بر روی سیالات نانو از یک طرف و جریان سیالات رایج درون میکروکانال ها از طرف دیگر، چگونگی رفتار حرارتی و هیدرودینامیکی جریان سیال نانو درون میکروکانال ها همچنان در مراحل اولیه خود به سر می برد. بررسی و مطالعه بر روی ویژگی های جریان این سیالات و چگونگی افزایش کارایی آن ها با توجه به امکانات آزمایشگاهی و محدودیت های مربوطه

و همچنین به کارگیری روشهای عددی می تواند به شناخت رفتار آنها در شرایط مختلف کمک نماید. در چنین شرایطی طراحی خنک کننده های میکرونی با کارایی بالاتر امکان پذیر می شود.

منابع

- [١] Koo, J. & Kleinstreuer, C. 2005 Laminar nanofluid flow in microheat-sinks *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**, 2652–2661.
- [٢] Li, J. & Kleinstreuer, C. 2008 Thermal performance of nanofluid flow in microchannels *International Journal of heat and fluid flow* **29**, 1221–1232.
- [٣] Behzadmehr, A., Saffar-Avval, M. & Galanis, N. 2007 Prediction of turbulent forced convection of a nanofluid in a tube with uniform heat flux using a two phase approach *International Journal of heat and fluid flow* **28**, 211–219.
- [٤] Mirmasoumi, S. & Behzadmehr, A. 2008 Effect of nanoparticles mean diameter on mixed convection heat transfer of a nanofluid in a horizontal tube *International Journal of heat and fluid flow* **29**, 557–566.
- [٥] Bianco, V., Chiacchio, F., Manca, O. & Nardini, S. 2009 Numerical investigation of nanofluids forced convection in circular tubes *Applied Thermal Engineering* **29**, 3632–3642.
- [٦] Kurowski, L., Chmiel-Kurowska, K. & Thulliea, J. 2009 Numerical simulation of heat transfer in nanofluids *Computer Aided Chemical Engineering* **26**, 967–972.
- [٧] Haghshenas Fard, M., Esfahany, M. N. & Talaie. 2010 Numerical study of convective heat transfer of nanofluids in a circular tube two-phase model versus single-phase model *International Communications in Heat and Mass Transfer* **37**, 91–97.
- [٨] Lotfi, R., Saboohi, Y. & Am Rashidi. 2010 Numerical study of forced convective heat transfer of nanofluids: comparison of different approaches *International Communications in Heat and Mass Transfer* **37**, 74–78.
- [٩] Wen, D. & Ding, Y. 2004 Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47**, 5181–5188.
- [١٠] Zeinali Heris, S., Etemad, S. G. & Nasr Esfahany, M. 2006 Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convective heat transfer *International Communications in Heat and Mass Transfer* **33**, 529–535.
- [١١] Wereley, S. T., Gui, L. & Meinhart, C. D. 2002 Advanced algorithms for microscale particle image velocimetry *AIAA journal* **40**, 1047–1055.

- [١٢] Madou, M. J. 2002 *Fundamentals of microfabrication: the science of miniaturization* :CRC press.
- [١٣] Yang, C., Li, D. & Masliyah, J. H. 1998 Modeling forced liquid convection in rectangular microchannels with electrokinetic effects *International Journal of Heat and Mass Transfer* **41**, 4229–4249.
- [١٤] Mala, M., Li, D., Werner, C., Jacobasch, H.-J. & Ning, Y. B. 1997 Flow characteristics of water through a microchannel between two parallel plates with electrokinetic effects *International Journal of heat and fluid flow* **18**, 489–496.
- [١٥] Peiyi, W. & Little, W. A. 1983 Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for microminiature Joule-Thomson refrigerators . *Cryogenics* **23**, 273–277.
- [١٦] Rahman, M. M. 2000 Measurements of heat transfer in microchannel heat sinks . *International Communications in Heat and Mass Transfer* **27**, 495–506.
- [١٧] Qu, W., Mala, G. M. & Li, D. 2000 Heat transfer for water flow in trapezoidal silicon microchannels *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43**, 3925–3936.
- [١٨] Weilin, Q., Mala, M. & Dongqing, L. 2000 Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43**, 353–364.
- [١٩] Ma, H. B. & Peterson, G. P. 1997 Laminar friction factor in microscale ducts of irregular cross section *Microscale Thermophysical Engineering* **1**, 253–265.
- [٢٠] Wu, H. Y. & Cheng, P. 2003 Friction factors in smooth trapezoidal silicon microchannels with different aspect ratios *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46**, 2519–2525.
- [٢١] Peng, X. F. & Peterson, G. P. 1996 Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39**, 2599–2608.
- [٢٢] Choi, M. & Cho, K. 2001 Effect of the aspect ratio of rectangular channels on the heat transfer and hydrodynamics of paraffin slurry flow *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44**, 55–61.

- [۲۳] Syed Asif, S. A., Wahl, K. J. & Colton, R. J. 2000 The influence of oxide and adsorbates on the nanomechanical response of silicon surfaces *Journal of Materials Research* **15**, 546–553.
- [۲۴] Wu, H. Y. & Cheng, P. 2003 An experimental study of convective heat transfer in silicon microchannels with different surface conditions *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46**, 2547–2556.
- [۲۵] Haller, D., Woias, P. & Kockmann, N. 2009 Simulation and experimental investigation of pressure loss and heat transfer in microchannel networks containing bends and T-junctions *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 2678–2689.
- [۲۶] Kockmann, N., Engler, M., Haller, D. & Woias, P. 2005 Fluid dynamics and transfer processes in bended microchannels *Heat Transfer Engineering* **26**, 71–78.
- [۲۷] Kockmann, N., Kiefer, T., Engler, M. & Woias, P. 2006 Convective mixing and chemical reactions in microchannels with high flow rates *Sensors and Actuators B: Chemical* **117**, 495–508.
- [۲۸] Kockmann, N., Haller, D. & Woias, P. 2006 Optimierte Mikro-Kühlkanäle für thermisch hochbelastete Bauteile *Chemie Ingenieur Technik* **78**, 1202–1203.
- [۲۹] Kockmann, N., Kiefer, T., Engler, M. & Woias, P. 2005 Channel networks for optimal heat transfer and high throughput mixers, ECI Int. Conf *Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale*, September **5**.
- [۳۰] Bejan, A. 1997 Constructal-theory network of conducting paths for cooling a heat generating volume *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40**, 799–816.
- [۳۱] Bejan, A. 2000 *Shape and structure, from engineering to nature* :Cambridge university press.
- [۳۲] Emerson, D. R., Cieřlicki, K., Gu, X. & Barber, R. W. 2006 Biomimetic design of microfluidic manifolds based on a generalised Murray's law *Lab on a Chip* **6**, 447–454.
- [۳۳] Zimparov, V. D., Da Silva, A. K. & Bejan, A. 2006 Constructal tree-shaped parallel flow heat exchangers *International Journal of Heat and Mass Transfer* **49**, 4558–4566.

- [٣٤] Chen, Y. & Cheng, P. 2002 Heat transfer and pressure drop in fractal tree-like microchannel nets .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **45**, 2643–2648.
- [٣٥] Chen, Y. & Cheng, P. 2005 An experimental investigation on the thermal efficiency of fractal tree-like microchannel nets .*International Communications in Heat and Mass Transfer* **32**, 931–938.
- [٣٦] Shen, S., Xu, J. L., Zhou, J. J. & Chen, Y. 2006 Flow and heat transfer in microchannels with rough wall surface .*Energy Conversion and Management* **47**, 1311–1325.
- [٣٧] Lee, P.-S., Garimella, S. V. & Liu, D. 2005 Investigation of heat transfer in rectangular microchannels .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**, 1688–1704.
- [٣٨] Gao, P., Le Person, S. & Favre-Marinet, M. 2002 Scale effects on hydrodynamics and heat transfer in two-dimensional mini and microchannels .*International Journal of Thermal Sciences* **41**, 1017–1027.
- [٣٩] *Laminar flow in a periodic serpentine channel.*
- [٤٠] Rosaguti, N. R., Fletcher, D. F. & Haynes, B. S. 2007 Low-Reynolds number heat transfer enhancement in sinusoidal channels .*Chemical engineering science* **62**, 694–702.
- [٤١] *Effects of rectangular microchannel aspect ratio on laminar friction constant :* International Society for Optics and Photonics.
- [٤٢] Daungthongsuk, W. & Wongwises, S. 2007 A critical review of convective heat transfer of nanofluids .*Renewable and Sustainable Energy Reviews* **11**, 797–817.
- [٤٣] Wang, X.-Q. & Mujumdar, A. S. 2007 Heat transfer characteristics of nanofluids: a review .*International Journal of Thermal Sciences* **46**, 1–19.
- [٤٤] Hetsroni, G., Mosyak, A., Segal, Z. & Ziskind, G. 2002 A uniform temperature heat sink for cooling of electronic devices .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **45**, 3275–3286.
- [٤٥] Chein, R. & Huang, G. 2005 Analysis of microchannel heat sink performance using nanofluids .*Applied Thermal Engineering* **25**, 3104–3114.

- [٤٦] Gamrat, G., Favre-Marinet, M. & Asendrych, D. 2005 Conduction and entrance effects on laminar liquid flow and heat transfer in rectangular microchannels . *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**, 2943–2954.
- [٤٧] Toh, K. C., Chen, X. Y. & Chai, J. C. 2002 Numerical computation of fluid flow and heat transfer in microchannels .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **45**, 5133–5141.
- [٤٨] Lee, P.-S. & Garimella, S. V. 2006 Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels of different aspect ratios .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **49**, 3060–3067.
- [٤٩] Croce, G., D'agaro, P. & Nonino, C. 2007 Three-dimensional roughness effect on microchannel heat transfer and pressure drop .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **50**, 5249–5259.
- [٥٠] Gamrat, G., Favre-Marinet, M. & Le Person, S. 2009 Modelling of roughness effects on heat transfer in thermally fully-developed laminar flows through microchannels .*International Journal of Thermal Sciences* **48**, 2203–2214.
- [٥١] Zhang, C., Chen, Y. & Shi, M. 2010 Effects of roughness elements on laminar flow and heat transfer in microchannels .*Chemical Engineering and Processing: Process Intensification* **49**, 1188–1192.
- [٥٢] Nonino, C., Savino, S., Del Giudice, S. & Mansutti, L. 2009 Conjugate forced convection and heat conduction in circular microchannels .*International Journal of heat and fluid flow* **30**, 823–830.
- [٥٣] Koşar, A. 2010 Effect of substrate thickness and material on heat transfer in microchannel heat sinks .*International Journal of Thermal Sciences* **49**, 635–642.
- [٥٤] Ho, C.-J., Wei, L. C. & Li, Z. W. 2010 An experimental investigation of forced convective cooling performance of a microchannel heat sink with Al₂O₃/water nanofluid .*Applied Thermal Engineering* **30**, 96–103.
- [٥٥] Jung, J.-Y., Oh, H.-S. & Kwak, H.-Y. 2009 Forced convective heat transfer of nanofluids in microchannels .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 466–472.
- [٥٦] Lee, J. & Mudawar, I. 2007 Assessment of the effectiveness of nanofluids for single-phase and two-phase heat transfer in micro-channels .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **50**, 452–463.

- [٥٧] Chein, R. & Chuang, J. 2007 Experimental microchannel heat sink performance studies using nanofluids *International Journal of Thermal Sciences* **46**, 57–66.
- [٥٨] Wu, X., Wu, H. & Cheng, P. 2009 Pressure drop and heat transfer of $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ nanofluids through silicon microchannels *Journal of Micromechanics and Microengineering* **19**, 105020.
- [٥٩] Jang, S. P. & Choi, S. U. S. 2006 Cooling performance of a microchannel heat sink with nanofluids *Applied Thermal Engineering* **26**, 2457–2463.
- [٦٠] Kalteh, M., Abbassi, A., Saffar-Avval, M. & Harting, J. 2011 Eulerian–Eulerian two-phase numerical simulation of nanofluid laminar forced convection in a microchannel *International Journal of heat and fluid flow* **32**, 107–116.
- [٦١] Manninen, M., Taivassalo, V. & Kallio, S. 1996 On the mixture model for multiphase flow.
- [٦٢] Schiller, L. & Naumann, A. 1935 A drag coefficient correlation *Vdi Zeitung* **77**, 318–320.
- [٦٣] Hojjat, M., Etemad, S. G., Bagheri, R. & Thibault, J. 2011 Rheological characteristics of non-Newtonian nanofluids: experimental investigation . *International Communications in Heat and Mass Transfer* **38**, 144–148.
- [٦٤] Phuoc, T. X., Massoudi, M. & Chen, R.-H. 2011 Viscosity and thermal conductivity of nanofluids containing multi-walled carbon nanotubes stabilized by chitosan *International Journal of Thermal Sciences* **50**, 12–18.
- [٦٥] Beskok, A. & Karniadakis, G. E. 1994 Simulation of heat and momentum transfer in complex microgeometries *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **8**, 647–655.
- [٦٦] Wang, G., Hao, L. & Cheng, P. 2009 An experimental and numerical study of forced convection in a microchannel with negligible axial heat conduction . *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 1070–1074.
- [٦٧] Tunc, G. & Bayazitoglu, Y. 2001 Heat transfer in microtubes with viscous dissipation *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44**, 2395–2403.
- [٦٨] Jeong, H.-E. & Jeong, J.-T. 2006 Extended Graetz problem including streamwise conduction and viscous dissipation in microchannel *International Journal of Heat and Mass Transfer* **49**, 2151–2157.

- [٦٩] Corcione, M. 2011 Empirical correlating equations for predicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids .*Energy Conversion and Management* **52**, 789–793.
- [٧٠] Churchill, S. W. & Chu, H. H. S. 1975 Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **18**, 1323–1329.
- [٧١] Kalteh, M., Abbassi, A., Saffar-Avval, M., Frijns, A., Darhuber, A. & Harting, J. 2012 Experimental and numerical investigation of nanofluid forced convection inside a wide microchannel heat sink .*Applied Thermal Engineering* **36**, 260–268.
- [٧٢] Ebadian, M. A. & Dong, Z. F. 1998 Forced convection, internal flow in ducts: chapter.
- [٧٣] Khanafer, K., Vafai, K. & Lightstone, M. 2003 Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **46**, 3639–3653.
- [٧٤] Hu, N., Jia, B., Arai, M., Yan, C., Li, J., Liu, Y., Atobe, S. & Fukunaga, H. 2012 Prediction of thermal expansion properties of carbon nanotubes using molecular dynamics simulations .*Computational Materials Science* **54**, 249–254.
- [٧٥] Wu, F. Y. & Cheng, H. M. 2005 Structure and thermal expansion of multi-walled carbon nanotubes before and after high temperature treatment .*Journal of Physics D: Applied Physics* **38**, 4302.
- [٧٦] Yu, W., France, D. M., Routbort, J. L. & Choi, Stephen U. S. 2008 Review and Comparison of Nanofluid Thermal Conductivity and Heat Transfer Enhancements .*Heat Transfer Engineering* **29**, 432–460.
- [٧٧] Zhang, X., Gu, H. & Fujii, M. 2007 Effective thermal conductivity and thermal diffusivity of nanofluids containing spherical and cylindrical nanoparticles .*Experimental Thermal and Fluid Science* **31**, 593–599.
- [٧٨] Douglas, C. M. 2001 Design and analysis of experiments .*John Wiley & Sons, Inc. USA*.
- [٧٩] Meyers, R. H. & Montgomery, D. C. 2002 Response surface methodology: Wiley New York NY.
- [٨٠] Kandlikar, S., Garimella, S., Li, D., Colin, S. & King, M. R. 2005 *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels* :elsevier.

- [^{٨١}] Potter, M. C. & Wiggert, D. C. 1997 *Mechanics of Fluids* Prentice Hall .*Englewood Cliffs, NJ*.
- [^{٨٢}] Gao, P., Le Person, S. & Favre-Marinet, M. 2002 Scale effects on hydrodynamics and heat transfer in two-dimensional mini and microchannels .*International Journal of Thermal Sciences* **41**, 1017–1027.
- [^{٨٣}] Jung, J.-Y., Oh, H.-S. & Kwak, H.-Y. 2009 Forced convective heat transfer of nanofluids in microchannels .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 466–472.
- [^{٨٤}] Barlak, S., Yapıcı, S. & Sara, O. N. 2011 Experimental investigation of pressure drop and friction factor for water flow in microtubes .*International Journal of Thermal Sciences* **50**, 361–368.
- [^{٨٥}] Phillips, R. J. 1988 *Forced-convection, liquid-cooled, microchannel heat sinks*.
- [^{٨٦}] Mala, M. & Li, D. 1999 Flow characteristics of water in microtubes .*International Journal of heat and fluid flow* **20**, 142–148.
- [^{٨٧}] Garg, P., Alvarado, J. L., Marsh, C., Carlson, T. A., Kessler, D. A. & Annamalai, K. 2009 An experimental study on the effect of ultrasonication on viscosity and heat transfer performance of multi-wall carbon nanotube-based aqueous nanofluids .*International Journal of Heat and Mass Transfer* **52**, 5090–5101.
- [^{٨٨}] Amrollahi, A., Am Rashidi, Lotfi, R., Emami Meibodi, M. & Kashefi, K. 2010 Convection heat transfer of functionalized MWNT in aqueous fluids in laminar and turbulent flow at the entrance region .*International Communications in Heat and Mass Transfer* **37**, 717–723.
- [^{٨٩}] Choi, S. U. S. & Eastman, J. A. 1995 *Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles*.
- [^{٩٠}] Choi, S. U., Zhang, Z. G., Yu, W., Lockwood, F. E. & Grulke, E. A. 2001 Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions .*Applied physics letters* **79**, 2252–2254.
- [^{٩١}] Masuda, H., Ebata, A., Teramae, K. & Hishinuma, N. 1993 Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles .*Netsu Bussei* **7**, 227–233.

- [٩٢] Lee, S., Choi, S.-S., Li, S, and & Eastman, J. A. 1999 Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles *Journal of Heat Transfer* **121**, 280–289.
- [٩٣] Xuan, Y. & Li, Q. 2000 Heat transfer enhancement of nanofluids *International Journal of heat and fluid flow* **21**, 58–64.
- [٩٤] Xuan, Y. & Roetzel, W. 2000 Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43**, 3701–3707.
- [٩٥] Granqvist, C. G. & Buhrman, R. A. 2008 Ultrafine metal particles *Journal of Applied Physics* **47**, 2200–2219.
- [٩٦] Yu, W., France, D. M., Choi, S. U. S. & Routbort, J. L. 2007 *Review and assessment of nanofluid technology for transportation and other applications*.
- [٩٧] Tsai, C. Y., Chien, H. T., Ding, P. P., Chan, B., Luh, T. Y. & Chen, P. H. 2004 Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance *Materials Letters* **58**, 1461–1465.
- [٩٨] Eastman, J. A., Choi, S. U., Li, S., Yu, W. & Thompson, L. J. 2001 Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles *Applied physics letters* **78**, 718–720.
- [٩٩] Zhu, H.-t., Lin, Y.-s. & Yin, Y.-s. 2004 A novel one-step chemical method for preparation of copper nanofluids *Journal of Colloid and Interface Science* **277**, 100–103.
- [١٠٠] Wen, D., Lin, G., Vafaei, S. & Zhang, K. 2009 Review of nanofluids for heat transfer applications *Particuology* **7**, 141–150.
- [١٠١] Wen, D. & Ding, Y. 2004 Effective thermal conductivity of aqueous suspensions of carbon nanotubes nanofluids *(Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **18**, 481–485.
- [١٠٢] Tuckerman, D. B. & Pease, R. F. 1981 High-performance heat sinking for VLSI *. Electron Device Letters, IEEE* **2**, 126–129.
- [١٠٣] Alpsan Emrah. 2008 *Experimental Investigation and numerical Analysis of Microchannel Heat Sinks for Phased Array Radar cooling Applications*. MSC. Ankara.

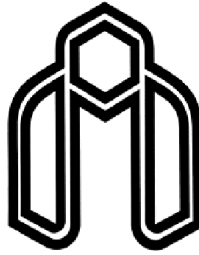
- [١٠٤] Mehendale, S. S., Shah, R. K. & Am Jacobi. 2000 Fluid flow and heat transfer at micro-and meso-scales with application to heat exchanger design *Applied Mechanics Reviews* **53**, 175–193.
- [١٠٥] Obot, N. T. 2002 Toward a Better Understanding of Friction and Heat/Mass Transfer in Microchannels--a Literature Review *Microscale Thermophysical Engineering* **6**, 155–173.
- [١٠٦] Bahrami, M., Yovanovich, M. M. & Culham, JR. 2006 Pressure drop of fully-developed, laminar flow in microchannels of arbitrary cross-section *Journal of fluids engineering* **128**, 1036–1044.
- [١٠٧] Bahrami, M., Yovanovich, M. M. & Culham, JR. 2006 Pressure drop of fully developed, laminar flow in rough microtubes *Journal of fluids engineering* **128**, 632–637.
- [١٠٨] Bayraktar, T. & Pidugu, S. B. 2006 Characterization of liquid flows in microfluidic systems *International Journal of Heat and Mass Transfer* **49**, 815–824.
- [١٠٩] Kandlikar, S. G. & Grande, W. J. 2003 Evolution of Microchannel Flow Passages--Thermohydraulic Performance and Fabrication Technology *Heat Transfer Engineering* **24**, 3–17.
- [١١٠] Kandlikar, S., Garimella, S., Li, D., Colin, S. & King, M. R. 2005 *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels* :elsevier.
- [١١١] Gad-el-Hak, M. 1999 The fluid mechanics of microdevices—the Freeman scholar lecture *Journal of fluids engineering* **121**, 5–33.
- [١١٢] Bharathan, D., Gawlik, K., Kramer, B., Rogers, S. & Hendricks, T. J. 2003 Advanced Power Electronics-Thermal Management *National Renewable Energy Laboratory (NREL) Publications*.
- [١١٣] Prasher, R. S., Chang, J.-Y., Sauciu, I., Narasimhan, S., Chau, D., Chrysler, G., Myers, A., Prstic, S. & Hu, C. 2005 Nano and Micro Technology-Based Next-Generation Package-Level Cooling Solutions *Intel Technology Journal* **9**.

Abstract

Heat removing and temperature control are critical in various industries such as electronics, aerospace, military with high production of heat flux. In the recent decade, efforts have been concentrated on utilizing nanofluids as coolant fluids. Using the flow of these fluids could improve the efficiency of micro heat sinks. In the present research, the numerical and experimental studies of convection heat transfer of nanofluid flows through a microchannel have been performed. Therefore, a numerical code has been developed by solving two dimensional elliptical governing equations using finite volume method. The numerical code has been used to investigate the brinkman number, substrate thickness and material. Results of the numerical calculation show good agreement with the experimental and analytical analysis in the literature. The result shows that an increase in wall thickness results in thermal variation in the solid- fluid interface. It arises from the so-called axial conduction through the microchannel substrate. Wall thickness in numerical calculations cause decrease in convection heat transfer coefficient. increasing in the volume fraction of nanoparticles enhances the convection heat transfer coefficient. Therefore, the axial variation of heat flux would be more uniform at the solid-fluid interface as a result of decreases in axial conduction. Utilizing high conductivity substrate decreases the maximum temperature and thermal resistance of substrate as a result of axial conduction. On the other hand, an integrated experimental set up has been assembled to investigate the hydrodynamics and thermal parameters of nanofluid flow containing single and multi wall carbon nanotubes. The experimental set up consists of various sections in order to drive the nanofluid through 16 parallel microchannels fabricated on the copper substrate. The Nanofluids has been fabricated with dispersing functionalized carbon nanotubes in research institute of petroleum industry. Effective viscosity and thermal conductivity of carbon structured nanofluid have been modeled at the certain range of temperature and weight fraction. Experimental data shows that a flow viscosity arisen from surface roughness plus effective viscosity of nanfluid relate an inverse relation between non-dimension length and poissle number at a fully developed region. However, Surface roughnesses have no effect on the poissle number at low Reynolds number. Therefore, flows through rough microchannel correspond to the flows through smooth one. An increase

in Grashof number causes an enhanced buoyancy forces and therefore intensify local fluctuations near the rough surface. In general, although inclusion of nanoparticles increases convection heat transfer coefficient at low Reynolds number, weight fraction and particle type have no significant effect on the heat transfer coefficient. On the other hand, for higher Reynolds number ($Re \geq 120$), weight fraction and particle type affect the heat transfer coefficient of nanofluid flow.

Keywords : Nanofluid; carbon nanotube, numerical study, experimental study, laminar convection heat transfer; microchannel; axial conduction



Shahrood University of Technology
Faculty of Mechanical Engineering

**NUMERICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF
CONVECTIVE HEAT TRANSFER OF NANOFLUIDS IN
MINICHANNELS**

Mohsen Izadi

Supervisors:

Dr M. M. Shahmardan

Dr A. M. Rashidi

Advisor:

A. Behzadmehr

**This thesis was submitted for the degree of
Doctor of Philosophy (PhD) in Mechanical Engineering**

July 2014