

ارزیابی شروع و کنترل پدیده‌ی افت انتقال حرارت متان گذر بحرانی درون کانال مستطیلی

Original Article

عباس ابراهیمی* (دانشیار)

مریم شکری (دانشجوی دکتری)

دانشکده‌ی مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

درون کانال‌های خنک‌کاری، به دلیل گرادیان دمای بالای نزدیک دیواره، عدد رینولدز بالا و هندسه‌ی سه‌بعدی مسیرها، خنک‌کننده با پدیده‌هایی از جمله تغییر رژیم و افت انتقال حرارت مواجه خواهد شد. با گرم شدن متان با فشار فوق بحرانی، دمای آن از مقدار شبه بحرانی عبور کرده و شبه تغییر فازی اتفاق می‌افتد. همچنین، در نواحی بحرانی امکان افت انتقال حرارت در شار حرارتی زیاد و نرخ جریان جرمی پایین وجود دارد. در پژوهش حاضر، با استفاده از نتایج شبیه‌سازی انتقال حرارت متان در کانال MTP به مطالعه‌ی پارامتری افت انتقال حرارت در شار حرارتی، فشار ورودی، دمای ورودی، دبی جرمی و زبری سطح مختلف پرداخته شده است. همچنین، روابطی با خطای کمتر از یک درصد برای پیش‌بینی شروع افت انتقال حرارت متان در فشار ۶ تا ۲۰ مگاپاسکال استخراج شده است. در نهایت، روش‌هایی برای کنترل پدیده‌ی افت انتقال حرارت به کمک افزایش دمای ورودی، دبی جرمی، زبری سطح، فشار ورودی و همچنین کاهش شار حرارتی پیشنهاد شده است.

واژگان کلیدی: انتقال حرارت همبند، متان گذر بحرانی، دمای شبه بحرانی، کانال مستطیلی، افت انتقال حرارت.

ebrahimi_a@sharif.ir
shokri_maryam@ae.sharif.ir

۱. مقدمه

در شارهای حرارتی بالا اتفاق می‌افتد و شروع افت انتقال حرارت با استفاده از نرخ دبی جرمی جریان تعیین می‌شود. پیورو و دوفی^[۱]، پژوهش‌های انجام شده برای درک انتقال حرارت در آب فوق بحرانی را بررسی کرده و مشاهده کردند که ضریب انتقال حرارت نزدیک نقاط بحرانی مقدار کمینه را از خود نشان می‌دهد. گرابزنا با و کیریلف^[۲]، در بررسی انتقال حرارت آب، دی‌اکسید کربن و R1۲ در فشارهای فوق بحرانی با مقایسه‌ی داده‌های تجربی خود و نتایج حاصل از روابط پیشنهادی برای پیش‌بینی شروع HTD مشاهده کردند که اختلاف زیادی بین روابط و نتایج تجربی وجود دارد و بر این اساس رابطه‌ی جدیدی برای شروع HTD پیشنهاد دادند. چنگ و همکاران^[۳]، ضمن شبیه‌سازی انتقال حرارت آب فوق بحرانی در کانال‌های مختلف با استفاده از نرم افزار CFX-۵.۶، به بررسی اثر شبکه، مدل‌های آشفتگی و شکل کانال پرداختند؛ آنها نشان دادند که با دور شدن دمای حجمی سیال از مقدار بحرانی شدت HTD کمتر می‌شود. ژو و همکاران^[۴]، انتقال حرارت پنتان^۱ فوق بحرانی در سیستم خنک‌کاری بازبازی موتور اسکرم جت توسط فلوننت را تحلیل عددی کرده‌اند؛ آنها با بررسی افت انتقال حرارت پنتان در شرایط مختلف، رابطه‌ی برای پیش‌بینی این پدیده برحسب شار حرارتی بحرانی، نرخ دبی جرمی و فشار ورودی پیشنهاد داده‌اند. یوربانو و ناسوتی^[۵-۸]، ضمن بررسی دوبعدی جریان متان درون کانالی دایروی، احتمال وقوع افت انتقال حرارت را نیز بررسی کرده‌اند. آنها معیاری برای تعیین شروع HTD با پارامتر شار به دبی جرمی آستانه به دست آورده و رابطه‌ی پیشنهاد داده‌اند. وانگ و همکاران^[۹]، با شبیه‌سازی عددی انتقال حرارت

در موتورهای واقعی، زمانی که سیالی با فشار فوق بحرانی گرم می‌شود، دمای آن از مقدار شبه بحرانی عبور کرده و شبه تغییر فازی اتفاق می‌افتد. این امر می‌تواند منجر به افت انتقال حرارت به ویژه در شار حرارتی بالا و نرخ جریان جرمی پایین شود. در این نواحی به دلیل افت ضریب انتقال حرارت سیال خنک‌کننده، روند انتقال حرارت از دیواره به سیال با مشکل رو به رو می‌شود و با بالا رفتن دمای دیواره‌ی کانال، امکان ذوب دیواره وجود دارد. بنابراین، بررسی این پدیده در روند تحلیل حرارتی متان کرایونیکی برای کاربردهای خنک‌کاری امری ضروری است. این پدیده در مقالات به صورت تجربی و عددی مشاهده و مطالعه شده است. نتایج به‌دست آمده در تحقیقات مختلف نشان می‌دهند که پارامترهای تأثیرگذار بر پدیده‌ی افت انتقال حرارت عبارتند از: نسبت شار حرارتی به نرخ دبی جرمی بر واحد سطح فشار ورودی، شار حرارتی، دبی جرمی، دمای ورودی و زبری سطح. با این حال، شرایط جریان که تحت آن افت انتقال حرارت اتفاق می‌افتد کاملاً مشخص نشده است. این بدان معناست که رفتار هر سیال در شرایط بحرانی متفاوت است و برای هر سیال باید مطالعات مناسب آن انجام شود.

مطالعات تجربی با ماگاتا و همکاران^[۱] در خصوص انتقال حرارت آب فوق بحرانی در لوله‌های دایروی انجام شد؛ آنها دریافتند که مشخصه‌های افت انتقال حرارت

* نویسنده مسئول

تاریخ: دریافت ۱۳۹۷/۱۲/۵، اصلاحیه ۱۳۹۸/۳/۱۳، پذیرش ۱۳۹۸/۴/۲۲

DOI:10.24200/J40.2019.52922.1506

وردی مناسب نیست. بنابراین هدف مطالعه‌ی حاضر بررسی آفت انتقال جریان خنک‌کننده‌ی متانی درون کانال‌های مستطیلی و شرایط عملکردی واقعی در نظر گرفته شده است.

۲. فیزیک سیال خنک‌کننده و روش مدل‌سازی عددی

در این پژوهش، برای تحلیل و استخراج روابط مرتبط با پدیده‌ی آفت انتقال حرارت، حل‌گری سه‌بعدی برای تخمین پارامترهای تأثیرگذار در شناسایی این پدیده با استفاده از مقادیر متوسط و میانگین‌گیری شده‌ی خواص ترموفیزیکی توسعه داده شده است. در نوشتار حاضر، مطالعه‌ی پارامتری پدیده‌ی HTD با استفاده از نتایج شبیه‌سازی انتقال حرارت همبند متان در کانال MTP برای نرخ انتقال حرارت، فشار ورودی، دمای ورودی، دبی جرمی و زبری سطح مختلف انجام شده است. همچنین روابطی برای پیش‌بینی شروع پدیده‌ی آفت انتقال حرارت متان در طول کانال خنک‌کاری مستطیلی استخراج شده است.

سیال خنک‌کننده در تمام مسیر خنک‌کاری، فشاری بالاتر از مقدار بحرانی دارد و در حین عبور از این مسیرها، دمای زیربحرانی آن با گرفتن گرما از دیواره‌ی کانال به مقدار فرابحرانی می‌رسد. در حین عبور از دمای شبه‌بحرانی، مشخصات ترمودینامیکی سیال به شدت تغییر می‌کند.^[۱۸] رژیم ترمودینامیکی که سیال این تغییرات را در خواص تجربه می‌کند، به عنوان رژیم گذر بحرانی شناخته می‌شود. در فشارهای فوق بحرانی، مرز مشخصی بین فاز مایع و گاز وجود ندارد. بنابراین، فاز سیال خنک‌کننده در حین عبور از رژیم گذر بحرانی تغییر نمی‌کند بلکه از حالت شبه‌مایع به شبه‌گاز تغییر ماهیت می‌دهد. مقادیر فشار و دمای بحرانی متان به ترتیب برابر $p_c = 4/6 \text{ MPa}$ و $T_c = 190/5 \text{ K}$ هستند.

با هدف شبیه‌سازی سه‌بعدی انتقال حرارت همبند از دیواره به سیال خنک‌کننده، حل‌گری شامل دو قسمت کلی «جامد» و «سیال» توسعه یافته است. در قسمت جامد از قانون هدایت حرارتی فوریه برای هدایت حرارت استفاده شده است. در قسمت سیال برای حل جریان تراکم‌پذیر سیال خنک‌کننده از معادلات سه‌بعدی تراکم‌پذیر ناویر-استوکس متوسط‌گیری شده به روش رینولدز به همراه معادله‌ی انرژی و مدل آشفتگی استفاده شده که روابط استفاده شده را می‌توان به شکل کلی رابطه‌ی ۱ نشان داد.^[۱۹، ۲۰] برای همبند کردن دو قسمت جامد و سیال از فرض تعادل حرارتی استفاده شده است:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right] + S_\Phi \quad (1)$$

که در آن ϕ معرف کمیت انتقالی، Γ_ϕ معرف ضرایب نفوذ و S_ϕ عبارت چشمه است. همچنین، ρ و u_i نشان‌دهنده‌ی چگالی و مؤلفه‌های سرعت‌اند. این شکل از معادلات اغلب در روش حجم محدود کاربرد دارد.

در حل‌گر حاضر برای شبیه‌سازی رفتار حرارتی متان در رژیم گذر بحرانی از معادله‌ی حالت و ظرفیت گرمایی ویژه‌ی کانز و واگنر^[۲۱] درصد خطای معادله‌ی حالت کانز و واگنر برای محاسبه‌ی چگالی کمتر از ۱ درصد، سرعت صوت کمتر از ۱ درصد، آنتالپی ۲ درصد و ظرفیت گرمایی برابر با ۱ درصد است.

همچنین خواص انتقال شامل ضریب هدایت حرارتی^[۲۲] و ضریب لزجت^[۲۳] از مطالعات موجود استخراج شده‌اند.

جابه‌جایی فوق‌بحرانی روی سوخت هیدروکربن (n-decane) درون لوله‌ی دایروی توسط فلونت و نیز با توسعه‌ی رابطه‌ی برای شار حرارتی بحرانی در شرایط HTD، نشان دادند که افزایش فشار باعث کاهش و حذف آفت انتقال حرارت می‌شود. لیو و همکاران^[۱۰]، به تحلیل عددی انتقال حرارت سوخت Aviation kerosene و همکاران^[۱۱]، China RP- درون کانالی دایروی پرداخته‌اند. در این تحقیق بیان شده که آفت انتقال حرارت ناشی از ترکیب بویانسی و تغییر شعاعی خواص در نرخ دبی جریان کم است. پیزارلی^[۱۱]، انتقال حرارت جابه‌جایی متان فوق‌بحرانی درون کانالی دایروی را به صورت عددی شبیه‌سازی و رابطه‌ی برای ناسلت در شرایط بروز آفت انتقال حرارت، صرف‌نظر از اثرات بویانسی، استخراج کرده است. چنگ و همکاران^[۱۲]، به شبیه‌سازی عددی انتقال حرارت فوق‌بحرانی سوخت هیدروکربنی (۳-RP) در لوله‌ی دایروی گرم شده با قطرها و فشارهای مختلف پرداخته‌اند. در این مقاله اثر هندسه و فشار روی HTD مطالعه و رابطه‌ی برای پیش‌بینی شروع این پدیده بر پایه‌ی تأثیر هندسه و فشار پیشنهاد شده است. چای و همکاران^[۱۳]، انتقال حرارت کربن دی‌اکسید فوق‌بحرانی^۲ نزدیک نواحی بحرانی در لوله‌ی عمودی و دایروی را بررسی کرده‌اند. در این مقاله ادعا شده که نیروی بویانسی در صورت بالا بودن شار حرارتی، عامل ایجاد HTD در لوله‌ی دایروی است. آرون و پراکاش^[۱۴]، به منظور مطالعه‌ی پارامتری پدیده HTD در کانال‌های خنک‌کاری مستطیلی، انتقال حرارت متان فوق‌بحرانی را در کانال‌هایی با نسبت منطری و شار حرارتی مختلف بررسی کرده‌اند. ابراهیمی و شمکری^[۱۵، ۱۶] با مطالعه‌ی عددی جنبه‌های بحرانی انتقال حرارت همبند در مجراهای خنک‌کاری بازبایی موتورهای متان‌پایه، تأثیر پارامترهای ترمودینامیکی و هندسی مختلف را بر پدیده‌ی HTD بررسی کرده‌اند. آنان همچنین، روابط مختلفی برای تخمین دمای بحرانی، چگالی بحرانی، عدد ناسلت و ضریب انتقال حرارت متان در شرایط مختلف پیشنهاد دادند. همیش و همکاران^[۱۷] با انجام چند آزمون تجربی روی محفظه‌ی احتراقی کوچک‌مقیاس با خنک‌کننده‌ی متانی به بررسی HTD پرداخته‌اند. در این تحقیق اثر نسبت منطری کانال خنک‌کاری بر HTD مطالعه و بیان شده است که شدت این پدیده در کانال‌هایی با نسبت منطری کوچک‌تر بیشتر است. آنها همچنین با استفاده از داده‌های تجربی خود به بررسی دقت رابطه‌ی یوربانو و ناسوتی^[۶] در پیش‌بینی شروع HTD متان پرداخته و بیان کردند که این رابطه چون برای مدلی دایروی و دوبعدی با حرارت‌دهی متقارن استخراج شده، لازم است برای کانال‌های مستطیلی در شرایط عملکردی موتورهای واقعی اصلاح شود.

با بررسی تحقیقات انجام شده در زمینه‌ی HTD مشاهده شد که بیشتر کارهای قبلی مبتنی بر توانایی توصیف این پدیده با مدل‌های عددی پیشنهادی برای سیال آب یا دی‌اکسید کربن بوده است. در میان این تحقیقات، مطالعات اندکی در زمینه‌ی HTD روی متان یافت می‌شود که توسط یوربانو و همکارانش^[۶-۸] و پیزارلی^[۱۱] انجام شده که تمام این تحقیقات محدود به کانال‌های دایروی و مدل‌های دوبعدی است. البته، در برخی از مطالعات آفت انتقال حرارت ضعیفی در آزمون‌های متان درون‌کانالی مستطیلی مشاهده شده^[۱۴، ۱۷] ولی در خصوص رفتار این پدیده بررسی‌های لازم انجام نشده است. همان‌طور که اشاره شد، تحقیقات در زمینه‌ی آفت انتقال حرارت در جریان متان، محدود به چند کار عددی بوده که درون کانال‌های دایروی با شرایطی دور از شرایط عملکردی موتورهای واقعی انجام شده است. همچنین، با توجه به شرایط عملکردی متان در پژوهش حاضر، کارایی برخی از روابط ارائه شده در مقالات برای پیش‌بینی آفت انتقال حرارت متان بررسی و مشاهده شد که هیچ کدام از روابط ارائه شده در مقالات برای پیش‌بینی شروع آفت انتقال حرارت خنک‌کننده‌ی متانی درون‌کانال مستطیلی برای محدوده‌ی گسترده‌ی فشار

در حل‌گر حاضر، روش گسسته‌سازی حجم محدود مرتبه دو است و الگوریتم حل عددی روش سیمپل‌سی بوده است. در پژوهش حاضر از تقریب بالادست برای محاسبه‌ی عبارت تصحیح چگالی و تقریب میان‌یابی مرکزی برای چگالی در معادلات مومنتم استفاده شده است. به دلیل ماهیت بیضوی عبارات‌های نفوذ از روش تقریب میان‌یابی مرکزی برای گسسته‌سازی آنها استفاده شده است. به علاوه، گسسته‌سازی عبارات‌های جابه‌جایی از روش ترکیبی (بالادست - مرکزی) انجام شده است. با توجه به هم‌مکان بودن شبکه‌ی محاسباتی، برای جلوگیری از نوسان‌های فشار که در صورت عدم ارتباط میدان فشار و سرعت رخ می‌دهد از روش میان‌یابی رای - چو^[۲۴] برای تعیین سرعت روی مرزهای حجم کنترل‌های محاسباتی استفاده شده است.

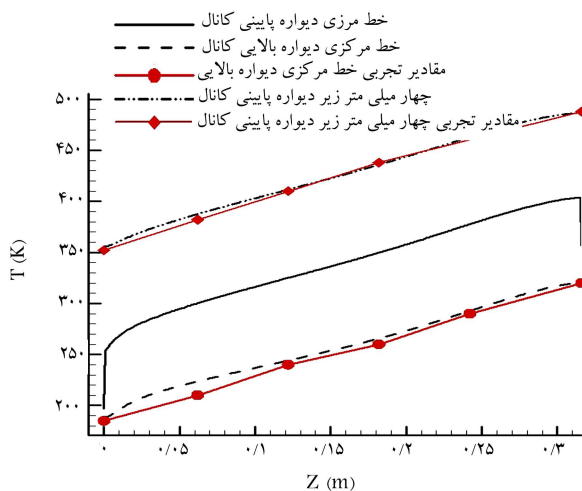
در حل‌گر حاضر، روش گسسته‌سازی حجم محدود مرتبه دو است و الگوریتم حل عددی روش سیمپل‌سی بوده است. در پژوهش حاضر از تقریب بالادست برای محاسبه‌ی عبارت تصحیح چگالی و تقریب میان‌یابی مرکزی برای چگالی در معادلات مومنتم استفاده شده است. به دلیل ماهیت بیضوی عبارات‌های نفوذ از روش تقریب میان‌یابی مرکزی برای گسسته‌سازی آنها استفاده شده است. به علاوه، گسسته‌سازی عبارات‌های جابه‌جایی از روش ترکیبی (بالادست - مرکزی) انجام شده است. با توجه به هم‌مکان بودن شبکه‌ی محاسباتی، برای جلوگیری از نوسان‌های فشار که در صورت عدم ارتباط میدان فشار و سرعت رخ می‌دهد از روش میان‌یابی رای - چو^[۲۴] برای تعیین سرعت روی مرزهای حجم کنترل‌های محاسباتی استفاده شده است.

خلاصه‌ی نتایج حاصل از شبیه‌سازی سه آزمون در جدول ۲ ارائه شده است. با توجه به این‌که دما در ورودی و فشار در خروجی کانال مستطیلی به عنوان شرط مرزی در حل‌گر مقداردهی می‌شوند، مقادیر معرف اختلاف دمای خروجی و فشار ورودی شبیه‌سازی حاضر با داده‌های تجربی آزمون MTP است. این مقادیر در آزمون‌های گرم کمتر از یک درصد بوده که نشان‌دهنده دقت خوب نتایج شبیه‌سازی حاضر هستند. همچنین در شکل ۲ توزیع دما در طول کانال برای دو موقعیت از ناحیه جدول ۱. داده‌های تجربی ارائه شده توسط [۲۵-۳۰] برای سه آزمون شبیه‌سازی شده در پژوهش حاضر.

آزمون	\dot{m} [g/s]	T_{in} [K]	T_{out} [K]	P_{in} [MPa]	P_{out} [MPa]	q [kW]
آزمون سرد						
°A	۱۵٫۷۲	۱۳۳	۱۳۵	۸٫۵۷۲	۸٫۳	۰
آزمون‌های گرم						
۲	۲۰٫۷۸	۱۳۷	۲۴۴٫۶	۱۱٫۲	۱۰٫۳	۱۰٫۷
۴	۲۰٫۵۷	۱۴۱	۲۶۲٫۸	۱۲٫۹	۱۲٫۰۶	۱۱

جدول ۲. خلاصه نتایج حاصل از پژوهش حاضر.

آزمون	T_{in} [K]	T_{out} [K]	$\% \Delta T$	P_{in} [MPa]	P_{out} [MPa]
آزمون سرد					
°A	۱۳۳	۱۳۳	۸٫۵۷۱	۸٫۳
آزمون‌های گرم					
۲	۱۳۷	۲۴۶	۰٫۶	۱۱٫۱	۱۰٫۳
۴	۱۴۱	۲۶۲٫۶	۰٫۳	۱۲٫۸۵	۱۲٫۰۶



شکل ۲. توزیع دمای دیواره در ناحیه جامد برای آزمون ۴.

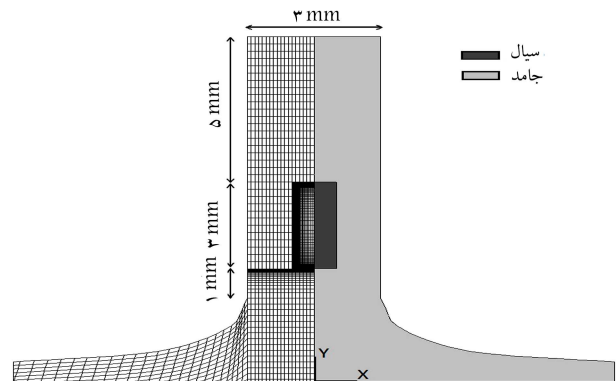
در حل‌گر حاضر، روش گسسته‌سازی حجم محدود مرتبه دو است و الگوریتم حل عددی روش سیمپل‌سی بوده است. در پژوهش حاضر از تقریب بالادست برای محاسبه‌ی عبارت تصحیح چگالی و تقریب میان‌یابی مرکزی برای چگالی در معادلات مومنتم استفاده شده است. به دلیل ماهیت بیضوی عبارات‌های نفوذ از روش تقریب میان‌یابی مرکزی برای گسسته‌سازی آنها استفاده شده است. به علاوه، گسسته‌سازی عبارات‌های جابه‌جایی از روش ترکیبی (بالادست - مرکزی) انجام شده است. با توجه به هم‌مکان بودن شبکه‌ی محاسباتی، برای جلوگیری از نوسان‌های فشار که در صورت عدم ارتباط میدان فشار و سرعت رخ می‌دهد از روش میان‌یابی رای - چو^[۲۴] برای تعیین سرعت روی مرزهای حجم کنترل‌های محاسباتی استفاده شده است.

۳. اعتبارسنجی شبیه‌سازی عددی

مرکز تحقیقات هوافضای ایتالیا مجموعه‌ی آزمون‌های تجربی به نام MTP را برای گردآوری اطلاعاتی در رابطه با رفتار متان در شرایط فوق‌بحرانی طراحی و اجرا کرده است. مدل MTP بلوکی از جنس آلایژ مس (AL-۱۵) (GlidCop®) است که با توجه به شکل ۱، شامل دو ناحیه سیال (کانال خنک‌کاری مستطیلی به ارتفاع ۳ میلی‌متر و پهنای ۱ میلی‌متر) و جامد (اطراف کانال) است. طول مدل ۳۱۶ میلی‌متر و پهنای پایه‌ی مدل ۱۲۵ میلی‌متر است.

در پژوهش حاضر، شرایط سه آزمون MTP شبیه‌سازی شده و رفتار متان با استفاده از نتایج آنها بررسی شده است. شرایط عملکردی آزمون سرد و دو آزمون گرم در جدول ۱ آورده شده است. حسگرهای مختلف در مدل MTP برای اندازه‌گیری پارامترهای ترمودینامیکی در نظر گرفته شده است. برای اعتبارسنجی نتایج نیز از دو ردیف حسگر واقع در ناحیه‌ی جامد (ارتفاع ۲ و ۱۴ میلی‌متری) و دو حسگر واقع در ناحیه‌ی سیال (ورودی و خروجی کانال مستطیلی) استفاده شده است. به دلیل تقارن مدل MTP نسبت به صفحه‌ی $z-y$ نیمی از مدل در روند حل شبیه‌سازی شده است. شرایط مرزی اعمال شده به مدل عبارت اند از: شار حرارتی ثابت (q_w) به سطح پایینی ناحیه‌ی جامد؛ سطوح آدیاباتیک در قسمت‌های بیرونی ناحیه‌ی جامد؛ تقارن نسبت به صفحه‌ی $z-y$ ؛ دبی (\dot{m}) و دمای (T_i) متان در ورودی کانال؛ فشار متان (p_e) خروجی کانال.

زبری کانال مستطیلی طبق جزئیات ارائه شده در مراجع [۲۵-۳۰]، $14/5 \mu m$ در نظر گرفته شده است. با توجه به کاهش ضریب هدایت حرارتی مس با افزایش دما، ضریب هدایت حرارتی در ناحیه‌ی جامد به صورت خطی از $k_w = 325 W/mK$



شکل ۱. مقطع عرضی آزمون MTP و شبکه محاسباتی.

جامد ($y = 14mm$ و $y = 2mm$) رسم و با داده‌های تجربی آزمون MTP [20-25] مقایسه شده‌اند. مقادیر دمای دیواره، تطابق خوبی با مقادیر داده‌های تجربی دارند.

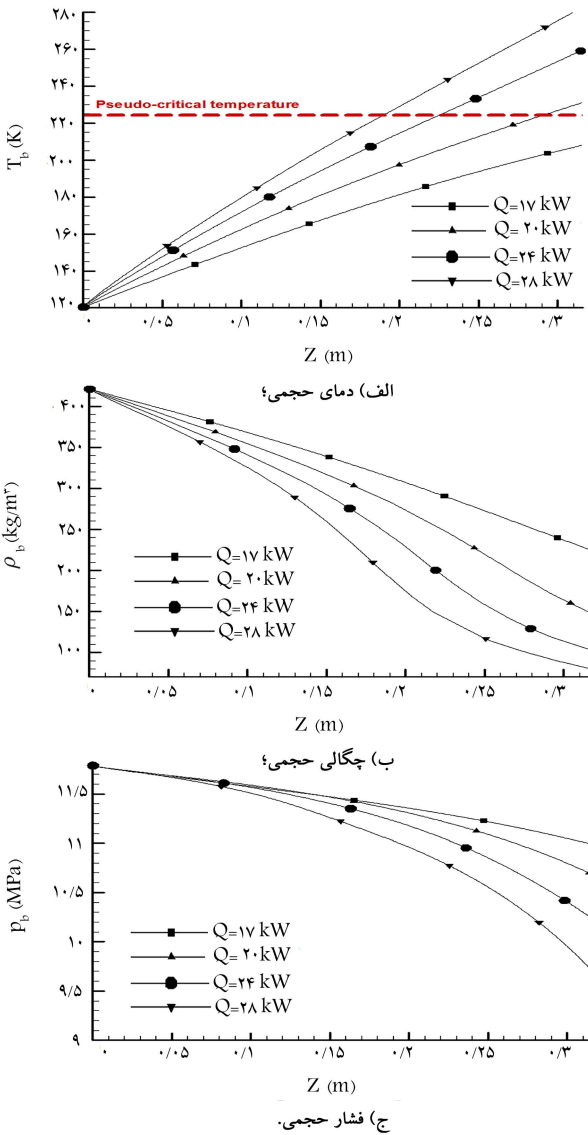
۴. پیش‌بینی شروع HTD

برای بروز پدیده HTD در کانال MTP، شرایط جریان متان با توجه به شرایط عملیاتی در موتورهای واقعی تغییر داده شده است. همان‌طور که اشاره شد، توزیع دمای دیواره و ضریب انتقال حرارت معیارهایی برای شناسایی افت انتقال حرارت جریان خنک‌کننده هستند. به گونه‌ای که در محدوده HTD، توزیع دمای دیواره در طول کانال خنک‌کاری دارای اوجی است در حالی که ضریب انتقال حرارت در همان محل مقدار کمیته را نشان می‌دهد. در ادامه اثر تغییر پارامترهای مؤثر بر HTD از جمله نرخ انتقال حرارت، فشار ورودی، دبی جرمی، دمای ورودی، زبری سطح بررسی شده است.

۱.۴. اثر نرخ انتقال حرارت

اثر تغییر نرخ انتقال حرارت بر پدیده HTD در شکل‌های ۳ تا ۵، از طریق بررسی خواص متان با $\dot{m} = 20 \frac{g}{s}$ و $p_i = 12 MPa$ درون کانال MTP با زبری سطح $\varepsilon = 0 / \mu m$ برای نرخ‌های انتقال حرارت مختلف انجام شده است. با ارائه مقادیر حجمی دما، چگالی و فشار در شکل ۳ و مقادیر متوسط h_e و T_w در شکل ۴، سیر تکاملی جریان خنک‌کننده با افزایش شار حرارتی قابل مشاهده است. در سه حالت ارائه شده در شکل ۳، به دلیل اثر شار حرارتی و زبری سطح بر جریان در طول کانال، دمای متان بالا رفته، بنابراین چگالی آن کاهش یافته است. همچنین به دلیل اصطکاک دیواره، افت فشار با افزایش نرخ انتقال حرارت بیشتر شده است. با دقت در شکل‌های ۳ و ۴ دو نوع رژیم اصلی جریان قابل تشخیص است: یکی در نرخ‌های انتقال حرارت پایین - متوسط (بدون افت) و دیگری در نرخ‌های انتقال حرارت بالا (با افت). دومی از طریق نقطه‌ای اوج در توزیع دمای دیواره و افتی در ضریب انتقال حرارت قابل شناسایی است. رژیم بدون افت برای مقادیر $Q < 20 kW$ اتفاق افتاده که در این حالت دمای دیواره همواره در طول محور کانال افزایش می‌یابد (شکل ۴ الف) ضریب انتقال حرارت نیز روند کاهشی یکنواختی در طول کانال داشته (انتقال حرارت معمولی) و در برخی موارد افزایش ناچیزی در انتهای کانال مشاهده شده است (انتقال حرارت افزایشی). رژیم با افت برای مقادیر $Q \geq 20 kW$ اتفاق افتاده که در آن انتقال حرارت دچار افت شده و در همان مقطع که ضریب انتقال حرارت مقدار کمیته را نشان می‌دهد (شکل ۴ ب)، دمای دیواره نقطه‌ای اوج را نشان می‌دهد (شکل ۴ الف). مقدار آستانه‌ای $\frac{Q}{D^2}$ ، نشان داده شده با نماد o (دایره‌ی توخالی) و یک خط ضخیم در شکل ۴، مرز بین دو رژیم انتقال حرارت بدون افت و با افت را تعریف می‌کند و از این رو شاخصی برای شروع HTD است.

در رژیم جریان بدون افت، با نرخ انتقال حرارت پایین - متوسط ($Q < 20 kW$)، مقدار دمای حجمی متان در طول کانال (شکل ۳ الف) همیشه کمتر از مقدار دمای شبه‌بحرانی ($224K$) است. اگر چه در حالت‌های $Q < 20 kW$ ، مقدار دمای دیواره بیشتر از مقدار شبه‌بحرانی است (شکل ۴ الف) ولی افت انتقال حرارت برای این نرخ‌های انتقال حرارت مشاهده نشده است (شکل ۴ ب). تغییرات خواص متان در رژیم جریان با افت، با نرخ انتقال حرارت بالا ($Q \geq 20 kW$)، بیشتر از رژیم

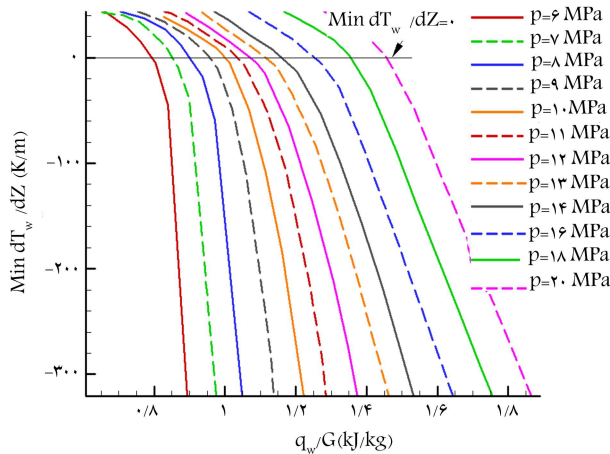


شکل ۳. مقادیر T_b ، ρ_b و P_b در طول کانال برای $P_{in} = 12 MPa$ و نرخ انتقال حرارت مختلف.

جریان بدون افت است. به ویژه در بیشترین نرخ انتقال حرارت $Q = 28 kW$ شیب منحنی چگالی حدوداً در $z > 0 / 18m$ تغییر کرده و نرخ کاهش فشار کاملاً غیرخطی شده است (شکل‌های ۳ ب و ۳ ج). تغییر نرخ تغییرات خواص متان در $z > 0 / 18m$ برای $Q = 28 kW$ از طریق مقایسه‌ی رفتار فشار، چگالی و دمای حجمی با ظرفیت گرمایی ویژه در شکل ۵ قابل توجیه است. در طول $0 / 18m$ ، دمای حجمی متان به مقدار شبه‌بحرانی رسیده است. با توجه به تغییر شدید خواص در نواحی بحرانی، ظرفیت گرمایی نزدیک دمای شبه‌بحرانی مقدار بیشینه‌ی را نشان می‌دهد. می‌توان گفت که متان قبل از طول $0 / 18m$ شبیه مایع و بعد از آن شبیه گاز رفتار می‌کند. گذار بین این دو حالت نیز در نزدیکی موقعیت بیشینه‌ی ظرفیت گرمایی اتفاق افتاده است.

۲.۴. اثر فشار ورودی

برای شناسایی پدیده HTD در کانال خنک‌کاری می‌توان گفت، در صورتی که



شکل ۶. $min \frac{dT_w}{dZ}$ بر حسب $\frac{q_w}{G}$ در فشارهای مختلف.

دیواره در راستای طول کانال $(\frac{dT_w}{dZ})$ مقداری منفی است، در حالی که برای حالت بدون افت همیشه مثبت است. بنابراین، می توان مقدار $(\frac{q_w}{G})$ متناسب با $\frac{dT_w}{dZ} = 0$ در هر فشار را به عنوان مقدار آستانه $(\frac{q_w}{G})_{tr}$ برای شروع HTD در آن فشار در نظر گرفت. در شکل ۶، حداقل $\frac{dT_w}{dZ}$ برای فشارهای مختلف در امتداد کانال بر حسب $(\frac{q_w}{G})$ ارائه شده است. همان طور که در این شکل مشاهده می شود، شیب تغییرات $min \frac{dT_w}{dZ}$ با $\frac{q_w}{G}$ بعد از بروز HTD بیشتر شده و با افزایش فشار مقدار آستانه نیز افزایش یافته است. در واقع می توان گفت که شرایط شروع HTD با مقدار $(\frac{q_w}{G})_{tr}$ در فشارهای مختلف متفاوت است.

۳.۴ رفتار (q_w/G) در فشارهای مختلف

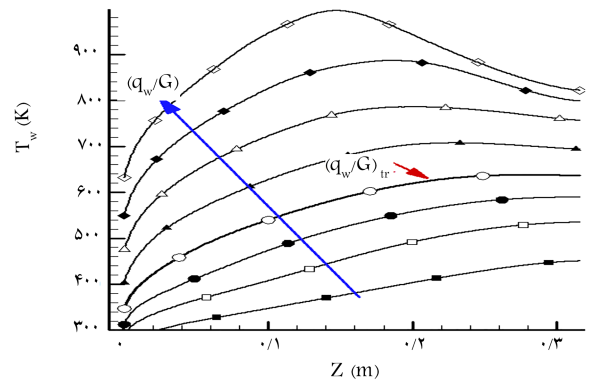
در تحقیقات انجام شده در زمینه ی HTD، نسبت شار حرارتی به شار جرمی $(\frac{q_w}{G})$ شاخصی برای پدیده ی HTD معرفی شده است. اگر دمای سیال خنک کننده در ورودی پایین تر از مقدار شبه بحرانی بوده $(\frac{q_w}{G}) > (\frac{q_w}{G})_{tr}$ باشد، در این جریان افت انتقال حرارت رخ خواهد داد. در بیان علت اهمیت $(\frac{q_w}{G})$ در شناسایی پدیده ی HTD می توان به این نکته اشاره کرد که $(\frac{q_w}{G})$ مستقیماً به گرادیان آنتالپی سیال خنک کننده $(\frac{dh_b}{dZ})$ مرتبط است. در واقع، با در نظر گرفتن بالانس انرژی در جریان خنک کننده می توان گفت که تمامی گرمای ورودی به کانال خنک کاری صرف افزایش آنتالپی سیال خنک کننده می شود. بنابراین برای بخشی از کانال با طول dZ می توان نوشت:

$$q_w PdZ = \dot{m} dh_b = G Adh_b,$$

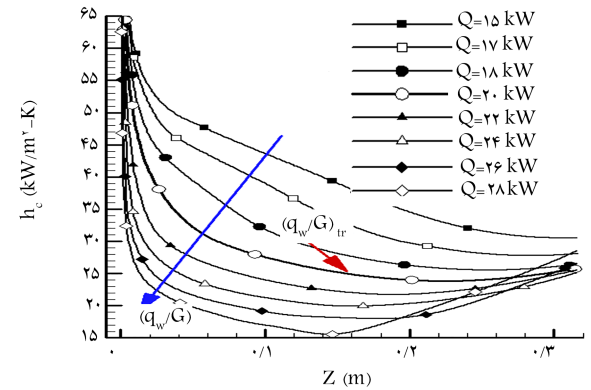
$$h_b = \frac{\int_A h \rho \vec{V} \cdot d\vec{A}}{\int_A \rho \vec{V} \cdot d\vec{A}} \quad (2)$$

$$\frac{q_w}{G} = \frac{A dh_b}{P dZ} \quad (3)$$

که در آن h_b آنتالپی حجمی، q_w شار حرارتی دیواره، \dot{m} دبی جرمی، G شار جرمی، مساحت A و P محیط کانال است. \vec{V} و \vec{A} نیز به ترتیب بردار سرعت و مساحت سلول نام هستند. رابطه ی ۳ بیان می کند که مقدار توان داده شده به سیال $(\frac{q_w}{G})$ در طول dZ که معادل گرادیان آنتالپی داده شده به سیال $(\frac{dh_b}{dZ})$ است، بیشترین تأثیر را بر HTD دارد. با افزایش مقدار $(\frac{q_w}{G})$ مقدار آنتالپی سیال نیز در طول dZ بیشتر می شود. بنابراین اگر $(\frac{q_w}{G})_{tr}$ را معادل با بیشترین مقدار h_b یا توانایی جذب

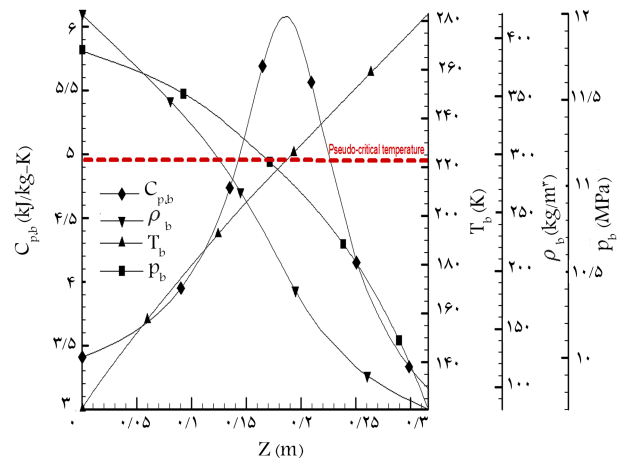


الف) دمای دیواره؛



ب) ضریب انتقال حرارت.

شکل ۴. مقادیر متوسط T_w و h_c در طول کانال برای $P_{in} = 12 MPa$ و $\frac{q_w}{G} \approx 0.75 - 1/8 \frac{kJ}{kg}$.

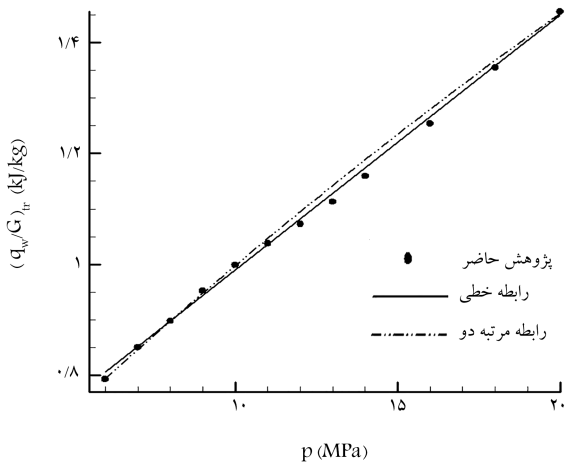


شکل ۵. مقادیر $C_{p,b}$ ، T_b ، ρ_b ، P_b در طول کانال برای $P_{in} = 12 MPa$ و $Q = 28 kW$.

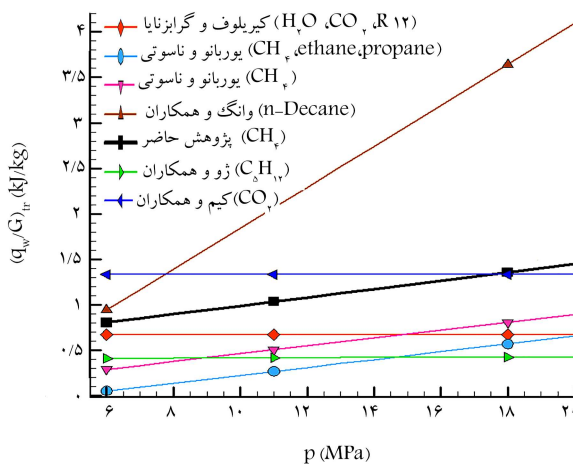
توزیع دمای دیواره در طول کانال خنک کاری دارای نقطه ی اوج باشد در حالی که ضریب انتقال حرارت در همان محل مقدار کمینه را نشان دهد، افت انتقال حرارت رخ داده است. از سوی دیگر، جریان با انتقال حرارت معمولی یا افزایش یافته دچار افت نمی شود، زیرا در این نوع انتقال حرارت، دمای دیواره همیشه در طول کانال افزایش می یابد و با انتقال حرارت به سیال خنک کننده، دمای حجمی آن را افزایش می دهد. حالت آستانه (شرایط بروز HTD)، مرز بین حالت های انتقال حرارت معمولی و افت یافته است. بدین ترتیب، در شرایط بروز HTD، کمترین مشتق دمای

جدول ۳. روابط پیشنهادی $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ برحسب فشار ورودی برای خنک‌کننده‌ی متانی در کانال مستطیلی.

درصد خطا	رابطه
۰٫۷۳	$(\frac{q_{wv}}{G})_{tr} = ۰/۰۴۶p + ۰/۵۳$ خطی
۱٫۰۵	$(\frac{q_{wv}}{G})_{tr} = -۰/۰۰۰۳۸۹p^2 + ۰/۰۷۵۱p + ۰/۴۶۵۸۷$ مرتبه دو



شکل ۷. $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ در فشارهای مختلف.



شکل ۸. مقایسه‌ی $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ حاصل از رابطه‌ی پیشنهادی در مقالات و مطالعه‌ی حاضر برای فشارهای مختلف.

تخمین $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ استخراج کرده‌اند. در شکل ۸ مشاهده می‌شود که رابطه‌ی پژوهش حاضر و دو رابطه‌ی پیشنهادی توسط یوربانو و ناسوتی [۸، ۷] برای متان، روندی مشابه داشته و فقط شیفت در داده‌ها مشاهده می‌شود. در مطالعه‌ی دیگر [۱۷] با استفاده از داده‌های تجربی، دقت رابطه‌ی یوربانو و ناسوتی [۷] در پیش‌بینی شروع HTD متان بررسی و چنین بیان شد که این رابطه چون برای مدلی دایروی و دوبعدی با حرارت‌دهی متقارن استخراج شده، لازم است برای کانال‌های مستطیلی در شرایط عملکردی موتورهای واقعی اصلاح شود.

۴.۴. اثر دمای ورودی

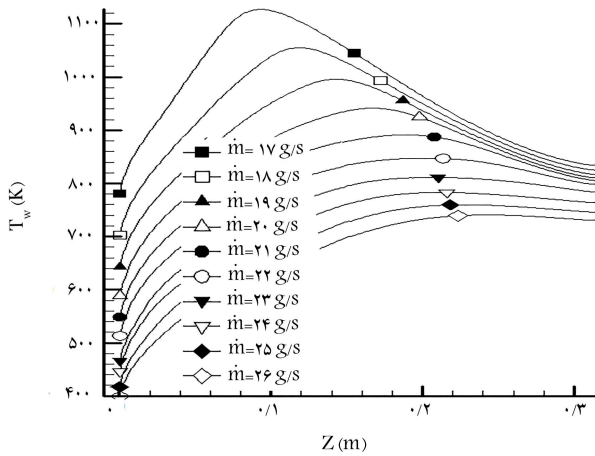
برای بررسی اثر تغییر دمای ورودی بر پدیده‌ی HTD، رفتار دمای دیواره و برخی از پارامترهای ترمودینامیکی جریان متان با $p_i = 12 MPa$ ، $\dot{m} = 20 \frac{g}{s}$

گرما توسط سیال خنک‌کننده در فشار و دمایی مشخص در نظر بگیریم، زمانی که $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr} > (\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ باشد HTD به وجود خواهد آمد.

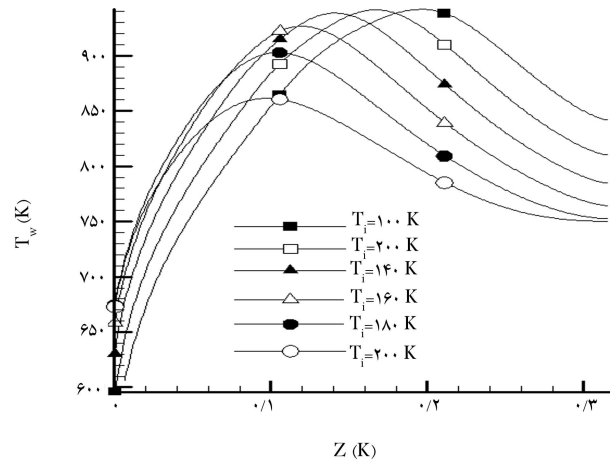
چندین مطالعه‌ی عددی و تجربی به بررسی اثر فشار و دمای سیال خنک‌کننده بر HTD پرداخته‌اند [۳، ۶، ۹، ۱۳] در این مطالعات بیان شده است که مقدار $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ به فشار و دمای ورودی سیال خنک‌کننده بستگی دارد. در میان این تحقیقات، یوربانو [۶] با استفاده از نتایج عددی شبیه‌سازی متان درون کانال دایروی، به تأثیر شرایط ترمودینامیکی ورودی بر HTD را بررسی کرده است. نتایج این تحقیقات نشان داده‌اند که با کاهش فشار ورودی، $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ کمتر می‌گردد. به این علت که با کاهش فشار، میزان تغییر خواص ترموفیزیکی سیال که متناسب با موقعیت شبه تغییر فاز سیال است، بیشتر می‌شود. از سوی دیگر، با کاهش دمای ورودی در یک فشار ورودی مشخص و شرایط $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr} > (\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ نقطه‌ی اوج دمای دیواره به پایین دست کانال حرکت کرده و بیشینه‌ی دمای دیواره افزایش می‌یابد. برای بررسی اثر تغییر فشار بر پدیده‌ی HTD، با توجه به وابستگی $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$

به فشار متان، شبیه‌سازی جریان متان با $\dot{m} = 20 \frac{g}{s}$ و $T_i = 120 K$ درون کانال MTP با زبری سطح $\epsilon = 0.8 \mu m$ برای فشارهای ورودی مختلف انجام شده است. برای هر فشار ورودی، شار حرارتی چنان در نظر گرفته شده که هر دو رژیم افت یافته و بدون افت مشاهده شود. سپس با استفاده از معیار $\frac{dT_{wv}}{dz} = 0$ که قبلاً برای تشخیص شروع HTD تعریف شده بود، از نمودار $\frac{dT_{wv}}{dz} - \frac{q_{wv}}{G}$ مربوط به هر فشار مقدار $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ محاسبه شد. با توجه به نتایج حاصل از شکل ۶ مشاهده شد که مقدار $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ در هر فشار متفاوت است. با رسم مقادیر $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ مربوط به هر فشار در شکل ۴، روابطی برای مقدار آستانه و فشار ورودی سیال خنک‌کننده‌ی متانی در کانال مستطیلی طبق جدول ۳ پیشنهاد شده است. در این روابط $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ بر حسب $[kg/kg]$ و P_{in} بر حسب $[MPa]$ است. داده‌های عددی و روابط پیشنهادی در شکل ۷ با یکدیگر مقایسه و مشاهده شد که این روابط با تقریب خوبی داده‌های عددی را پوشش می‌دهند (با خطای کمتر از ۱٪). بنابراین می‌توان ادعا کرد که مقدار $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ برای خنک‌کننده‌ی متانی در کانال‌های مستطیلی به صورت خطی با تغییر فشار ورودی تغییر می‌کند.

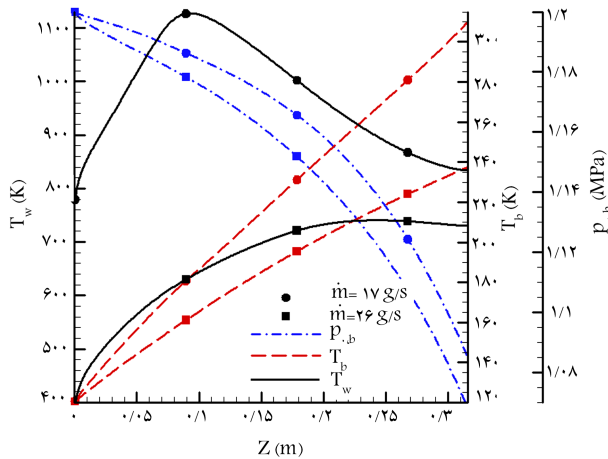
مقدار $(\frac{q_{wv}}{G})_{tr}$ روابط برای فشارهای مختلف در شکل ۸ با رابطه‌ی پیشنهادی در جدول ۳ مقایسه شده است. نتایج رابطه‌ی پیشنهادی در مطالعه‌ی حاضر با خط مشکی برجسته و با نماد □ (مربع) در شکل ۸ مشخص شده است. مشاهده می‌شود، هیچ کدام از روابط ارائه شده در مقالات برای پیش‌بینی شروع افت انتقال حرارت خنک‌کننده‌ی متان درون کانال مستطیلی برای محدوده‌ی گسترده‌ی افت فشار ورودی مناسب نیستند. این امر ممکن است به دلیل سیال کاری، شرایط عملکردی و هندسه‌ی کانال متفاوت در این مقالات نسبت به پژوهش حاضر باشد. باید به این نکته توجه کرد که تمام روابط ارائه شده در مقالات برای سیالات عبوری از کانال‌های دایروی و تحت حرارت‌دهی متقارن استخراج شده‌اند که کاملاً متفاوت با شرایط عملکردی در موتورهای واقعی است. همچنین، به جز مقالات یوربانو و ناسوتی [۸-۶]، شروع HTD در مقالات دیگر به طور واضح تعریف نشده است. [۹] یوربانو و ناسوتی با شبیه‌سازی متان درون کانال دایروی به صورت دوبعدی [۸، ۷]، با استفاده از معیار به کار گرفته شده در پژوهش حاضر ($\frac{dT_{wv}}{dz} = 0$)، روابطی برای



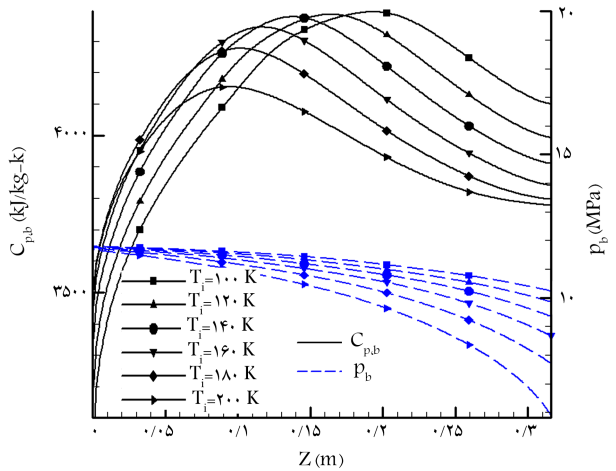
شکل ۱۱. مقدار T_w در طول کانال برای دبی جرمی های مختلف و $P_{in} = 12 MPa$.



شکل ۹. مقدار متوسط T_w در طول کانال برای دماهای ورودی مختلف و $P_{in} = 12 MPa$.



شکل ۱۲. مقایسه‌ی توزیع T_w, T_b, p_{ob} در طول کانال برای $\dot{m} = 17 \frac{g}{s}$ و $\dot{m} = 26 \frac{g}{s}$.



شکل ۱۰. مقایسه‌ی توزیع $C_{p,b}$ و P_b در طول کانال برای دماهای ورودی مختلف $P_{in} = 12 MPa$.

تغییر فزاینده است [۶]. به همین دلیل، به ازای T_{in} بالاتر تغییرات عرضی پارامترهای ترمودینامیکی کمتر بوده و افت انتقال حرارت ناشی از تغییرات پارامترهای جریان در عرض کانال، بهتر شده است ($T_{w,max}$ کمتر شده است). به طور کلی می‌توان گفت که پدیده‌ی HTD در دماهای ورودی کمتر از مقادیر بحرانی اتفاق خواهد افتاد و با افزایش دمای ورودی می‌توان این پدیده را از بین برد.

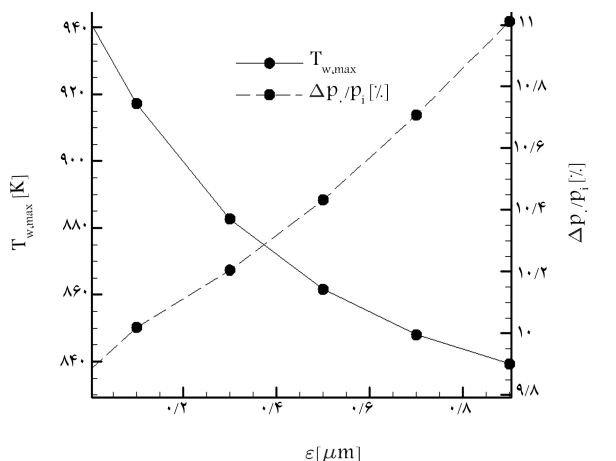
۵.۴. اثر دبی جرمی

برای بررسی رفتار HTD در دبی‌های جرمی مختلف، رفتار دمای دیواره‌ی جریان متان با $P_{in} = 12 MPa$ ، $T_{in} = 120 K$ و $Q = 27 kW$ برای دبی‌های مختلف در شکل ۱۱ مقایسه شده است. چنان‌که مشاهده می‌شود، با افزایش دبی مقدار T_w کمتر شده است. علت این اتفاق، بالا رفتن سطح انرژی توربولانسی جریان خنک‌کننده و نفوذ آشفستگی^۲ بیشتر در دبی‌های بالاتر است. همچنین، ضخامت لایه‌ی مرزی با افزایش دبی کاهش یافته و تغییرات عرضی پارامترهای ترمودینامیکی کمتر می‌شود. [۲۱، ۲۳] بنابراین می‌توان گفت که شدت پدیده‌ی HTD در دبی‌های بیشتر کاهش می‌یابد.

مقادیر T_w, T_b, p_{ob} در طول کانال برای $\dot{m} = 17 \frac{g}{s}$ و $\dot{m} = 26 \frac{g}{s}$ در شکل ۱۲ با یکدیگر مقایسه شده است. با بالا رفتن دبی جرمی درون کانال با سطح مقطع ثابت، حجم سیال خنک‌کننده‌ی عبوری از کانال بیشتر شده و گرمای منتقل شده

برای شش مقدار متفاوت دمای ورودی در شکل‌های ۹ و ۱۰ مقایسه شده است. دمای شبه‌بحرانی به ازای $p_i = 12 MPa$ برابر با $T_{ps} \approx 224 K$ است و مقدار تمام دمای ورودی بررسی شده کمتر از مقدار شبه‌بحرانی است. در دمای ورودی زیر بحرانی، متان با گرم شدن در طول کانال از نقطه‌ی بحرانی عبور کرده (متناظر با بیشینه‌ی $C_{p,b}$ در شکل ۱۰) و به ازای $Q = 27 kW$ دچار افت انتقال شده است (متناظر با $T_{w,max}$ در شکل ۹). با توجه به شکل ۹، با افزایش دمای ورودی مقدار $T_{w,max}$ کم‌تر شده و موقعیت HTD عقب‌تر رفته است.

برای بررسی رفتار HTD با افزایش دمای ورودی، توزیع $C_{p,b}$ و P_b در طول کانال در شکل ۱۰ نشان داده شده است. با توجه به ثابت بودن A ، P_{in} و \dot{m} ، با افزایش دمای ورودی مقدار سرعت جریان و در نتیجه، افت فشار افزایش می‌یابد. در چنین شرایطی جریان زودتر به شرایط بحرانی می‌رسد. با دقت در شکل ۱۰ مشاهده می‌شود که با افزایش T_{in} موقعیت بیشینه‌ی $C_{p,b}$ به سمت ورودی کانال رفته و مقدار P_b نیز کم‌تر شده است. علاوه بر این، مقدار بیشینه‌ی $C_{p,b}$ با افزایش T_{in} کم‌تر شده است؛ یعنی در دماهای ورودی بالاتر، سیال خنک‌کننده مسافت کم‌تری برای رسیدن به دمای بحرانی طی کرده و در فشار بیشتری به شرایط بحرانی رسیده است. با افزایش فشار بحرانی، تغییر پارامترهای ترمودینامیکی در مسیر شبه



شکل ۱۴. مقادیر دمای دیواره‌ی بیشینه و درصد افت فشار برای زبری‌های مختلف $P_{in} = 12MPa$ و

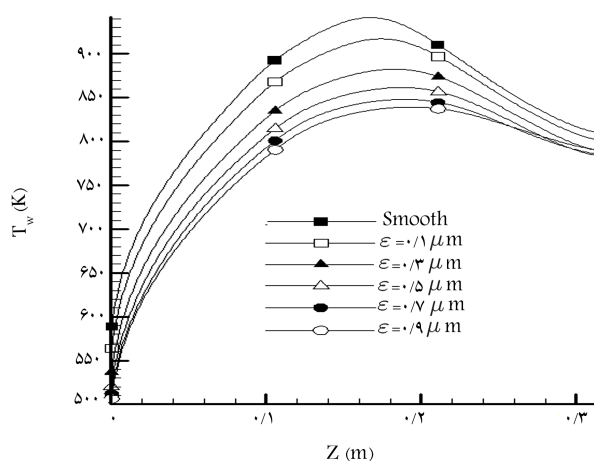
بهبتر حرارت در جهت عرضی می‌شود، مقادیر دمای دیواره‌ی بیشینه کمتر شده است. به عبارتی HTD در مقادیر زبری پایین اتفاق خواهد افتاد. همچنین نتایج نشان می‌دهد موقعیت دمای بیشینه‌ی دیواره یا موقعیت بروز HTD با افزایش زبری تغییر ناچیزی داشته ولی شدت HTD با افزایش زبری کمتر شده است.

در شکل ۱۴ مقادیر دمای دیواره بیشینه ($T_{w,max}$) و درصد افت فشار ($\frac{\Delta P_o}{P_i}$) برای دیواره‌ی صاف و پنج مقدار متفاوت زبری ارائه شده است. با افزایش زبری، میزان $T_{w,max}$ کمتر ولی افت فشار بیشتر شده است. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که افت جریان با افزایش زبری سطوح افزایش می‌یابد. بنابراین، در طراحی‌ها باید مقدار بهینه‌ی زبری برای زبری در نظر گرفت تا علاوه بر کنترل HTD، افت جریان کمتر نیز حاصل شود.

۷. نتیجه‌گیری

بررسی پدیده‌ی افت انتقال حرارت متان در رژیم گذر بحرانی درون کانال‌های خنک‌کاری دارای اهمیت است. برای بررسی این پدیده، حل‌گری سه‌بعدی برای تخمین پارامترهای تأثیرگذار بر شناسایی پدیده افت انتقال حرارت توسعه داده شده است. مدل‌هایی سه‌بعدی از کانال‌های خنک‌کاری در فشار ورودی، دبی جرمی، دمای ورودی شارهای حرارتی و زبری سطح مختلف شبیه‌سازی شده‌اند. روابطی برای پیش‌بینی شروع پدیده‌ی افت انتقال حرارت متان در طول کانال خنک‌کاری مستطیلی استخراج شد. برخی از نتایج حاصل در این بخش عبارت‌اند از:

- نسبت شار حرارتی به شار جرمی ($\frac{q_w}{G}$) شاخصی برای پدیده‌ی HTD است. اگر دمای سیال خنک‌کننده در ورودی پایین‌تر از مقدار شبه‌بحرانی بوده و $(\frac{q_w}{G}) > (\frac{q_w}{G})_{cr}$ باشد، در این جریان افت انتقال حرارت رخ خواهد داد. در پژوهش حاضر مشاهده شد که $(\frac{q_w}{G})_{cr}$ متان تابع افزایشی بر حسب فشار است و روابطی برای تخمین آن در فشارهای مختلف پیشنهاد شده است.
- در شرایطی که توزیع دمای دیواره در طول کانال خنک‌کاری دارای نقطه‌ی اوج باشد در حالی‌که ضریب انتقال حرارت در همان محل مقدار کمینه را نشان دهد، افت انتقال حرارت رخ داده است.
- در شرایط بروز HTD، حداقل مشتق دمای دیواره در راستای طول کانال ($\frac{dT_w}{dz}$)



شکل ۱۳. مقدار متوسط T_w در طول کانال برای زبری‌های مختلف و $P_{in} = 12MPa$.

از دیواره به کانال در میان حجم بیشتری از سیال توزیع می‌شود. چنان‌که مشاهده می‌شود، به ازای نرخ انتقال حرارت ثابت، مقدار دمای حجمی در $\dot{m} = 26 \frac{g}{s}$ کم‌تر دمای حجمی در $\dot{m} = 17 \frac{g}{s}$ است بنابراین، سیال خنک‌کننده در دبی جرمی بالاتر، طول بیشتری را برای رسیدن به دمای بحرانی طی خواهد کرد و موقعیت HTD آن جلوتر خواهد بود. با توجه به ثابت بودن P_{in} و T_{in} افزایش \dot{m} مقدار سرعت جریان و بنابراین، افت فشار افزایش می‌یابد. همچنین، با افزایش دبی در شار حرارتی ثابت، به دلیل بیشتر شدن انرژی تورولانسی جریان، پخش حرارت در جهت عرضی بهتر شده و تغییرات عرضی پارامترهای ترمودینامیکی کمتر می‌شود. بنابراین، دمای دیواره و شدت افت کمتر است. براین اساس، در شکل ۱۲ نیز قابل مشاهده است که در $\dot{m} = 26 \frac{g}{s}$ به دلیل سرعت ورودی و نفوذ آشفتگی بیشتر، مقدار بیشینه‌ی دمای دیواره کمتر، ولی افت فشار جریان بیشتر از $\dot{m} = 17 \frac{g}{s}$ است. در کل می‌توان گفت، پدیده‌ی HTD در دبی‌های پایین اتفاق می‌افتد و با افزایش دبی می‌توان این پدیده را از بین برد.

۶.۴. اثر زبری سطح

دیواره‌های مدل MTP از جنس مس^۴ بوده و به دلیل زبری سطح ($14/5 \mu\text{m}$) و دبی جرمی بالا، پدیده‌ی افت انتقال حرارت در این آزمون‌ها رخ نداده است.^[۲۸] این بخش، برای بروز پدیده‌ی HTD در کانال MTP، زبری سطح دیواره‌های مدل با توجه به محدوده‌ی مجاز زبری در محفظه‌های ساخته شده از جنس مس^[۲۳-۲۶] در بازه 0.1° تا 0.9° میکرومتر تغییر داده شده است. با اعمال مقادیر متفاوت به عنوان ارتفاع زبری (ϵ) در تمام دیواره‌های کانال، تأثیر تغییر این ضریب بر دمای دیواره، ضریب انتقال حرارت و افت فشار در شکل‌های ۱۳ و ۱۴ بررسی شده است.

در شکل ۱۳ توزیع دمای دیواره‌ی میانگین برای زبری‌های مختلف در $P_{in} = 12MPa$ و $\dot{m} = 20 \frac{g}{s}$ ارائه شده است. درون کانال خنک‌کاری مستطیلی با حرارت‌دهی نامتقارن، پخش حرارت در جهت عرضی نسبت به طول کمتر است. علت این امر تشکیل لایه‌های شبه‌گازی با سرعت بیشتر نزدیک دیواره‌ها نسبت به مرکز کانال است. با بالا رفتن شار حرارتی، تغییرات عرضی پارامترهای ترمودینامیکی زیاد شده و افت انتقال حرارت به وجود خواهد آمد.^[۸] با توجه به نتایج مشاهده می‌شود که با افزایش ارتفاع زبری دیواره‌ها که باعث آشفتگی شدن جریان و پخش

مقداری منفی است، در حالی که برای حالت بدون افت $\frac{dT_w}{dz} Z$ همیشه مثبت است. بنابراین، می‌توان مقدار $(\frac{q_w}{G})$ متناسب با $\frac{dT_w}{dz} = 0$ در هر فشار را به عنوان مقدار آستانه $(\frac{q_w}{G})_{cr}$ برای شروع HTD در آن فشار در نظر گرفت.

- پدیده‌ی HTD در دماهای ورودی کمتر از مقادیر بحرانی اتفاق خواهد افتاد و با افزایش دمای ورودی می‌توان این پدیده را از بین برد.
- پدیده‌ی HTD در دبی‌های پایین اتفاق می‌افتد و با افزایش دبی می‌توان این پدیده را از بین برد.
- افزایش زبری تأثیر ناچیزی بر موقعیت دمای بیشینه‌ی دیواره و یا HTD داشته درحالی‌که منجر به کاهش شدت HTD می‌شود. همچنین، افت جریان با افزایش زبری سطوح افزایش می‌یابد. بنابراین، در طراحی‌ها باید مقدار بهینه‌ی زبری در نظر گرفت.

علائم یونانی

α : انرژی آزاد هلمهولتز؛
 α^T : توزیع باقی‌مانده انرژی هلمهولتز؛
 α^U : توزیع گاز ایده‌آل انرژی هلمهولتز؛
 δ : چگالی کاهش یافته؛
 \tilde{T} : متغیر میانی؛
 μ : لزجت مولکولی؛
 ρ : چگالی؛
 σ_T : عدد پراکتل توربولانسی؛
 τ : عکس دمای کاهش یافته؛
 Γ_ϕ : ضریب نفوذ؛
 Φ : کمیت انتقالی.

زیرنویس‌ها

b : مقدار حجمی؛
 c : مقدار بحرانی؛
 e : خروجی؛
 f : جمله لزجت؛
 \dot{t} : ورودی؛
 ps : مقدار شبه‌بحرانی؛
 r : جمله‌ی باقی‌مانده؛
 s : مقدار استاتیکی؛
 w : دیوار؛
 o : جمله گاز رقیق.

فهرست علائم

A : مساحت مقطع عرضی؛
 C_p : گرمای ویژه در فشار ثابت؛
 D_h : قطر هیدرولیکی؛
 H : آنتالپی کل؛
 h : ضریب انتقال حرارت جابه‌جایی؛
 k : ضریب هدایت حرارتی؛
 \dot{m} : دبی جرمی؛
 Nu : عدد ناسلت؛
 Pr : عدد پراکتل؛
 p : فشار؛
 q : شار حرارتی؛
 R : ثابت جهانی گاز؛
 Re : عدد رینولدز؛
 S_ϕ : عبارت چشمه؛
 T : دما؛

پانویس‌ها

1. pentane
2. SC-CO2
3. turbulence diffusion
4. glidCop@AL-15

flowing in tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **15**, pp. 2575-2593 (1972).

2. Pioro, IL. and Duffey, RB. “Experimental heat transfer in supercritical water flowing inside channels (survey)”, *Nuclear Engineering and Design*, **235**22, pp. 2407-2430, (2005).
3. Grabezhnaya, VA. and Kirillov, PL. “Heat transfer under supercritical pressures and heat transfer deterioration boundaries,” *Thermal Engineering*, **534**, pp. 296-301 (2006).
4. Cheng, X., Kuang, B. and Yang, YH. “Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow

منابع (References)

1. Yamagata, K., Nishikawa, K., Hasegawa, S. and et al. “Forced convective heat transfer to supercritical water

- channels”, *Nuclear Engineering and Design*, **2373**, pp. 240-252 (2007).
5. Zhou, WX., Bao, W. and Qin, J. “Deterioration in heat transfer of endothermal hydrocarbon fuel”, *Journal of Thermal Science*, **20**, pp. 173-180 (2013).
 6. Urbano, A. and Nasuti, F. “Parametric analysis of heat transfer to supercritical-pressure methane”, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **263**, pp. 450-463 (2012).
 7. Urbano, A. and Nasuti, F. “On the onset of heat transfer deterioration in supercritical coolant flow channels”, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **272**, pp. 298-308, (2013).
 8. Urbano, A. and Nasuti, F. “Condition for the occurrence of heat transfer deterioration in light hydrocarbons flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **65**, pp. 599-609 (2013).
 9. Wang, Y., Li, S. and Dong, M. “Numerical study on heat transfer deterioration of supercritical n-decane in horizontal circular tubes”, *Energies*, **7**, pp. 7535-7554 (2014).
 10. Liu, Z., Liang, J. and Pan, Y. “Numerical analysis of heat transfer deterioration of china RP-3 aviation kerosene in a circular tube at supercritical pressures”, *11th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, **1**, pp.3358, (2014).
 11. Pizzarelli, M. “A CFD-derived correlation for methane heat transfer deterioration”, *Numerical Heat Transfer, Part A*, **693**, pp. 242-264 (2016).
 12. Cheng, Z., Tao, Z., Zhu, J. and et al. “Heat transfer deterioration onset of hydrocarbon fuel at supercritical pressure”, *ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. American Society of Mechanical Engineers* (2017).
 13. Cai, C., Wang, X., Mao, S. and et al. “Heat transfer characteristics and prediction model of supercritical carbon dioxide (SC-CO₂) in a vertical tube”, *Energies*, **1011**, pp. 1870 (2017).
 14. Arun, M. and Prakash, M. “Heat transfer deterioration effects of cryogenic methane in rocket engine cooling channels”, *Frontiers in Heat and Mass Transfer (FHMT)*, **11(9)**, pp.1-10 (2018).
 15. Shokri, M. and Ebrahimi, A. “Heat transfer aspects of regenerative-cooling in methane-based propulsion systems”, *Aerospace Science and Technology*, **82**, pp. 412-24 (2018).
 16. Shokri, M. and Ebrahimi, A. “Improvement of heat-transfer correlations for supercritical methane coolant in rectangular channel”, *Applied Thermal Engineering*, **147**, pp.216-30 (2019).
 17. Haemisch, J., Suslov, D., Oschwald, M., “Experimental Study of Methane Heat Transfer Deterioration in a Sub-scale Combustion Chamber”, *Journal of Propulsion and Power*, **35(4)**, pp.819-826 (2019).
 18. Lee, H. and Howell, JR. “Turbulent developing convective heat transfer in tube for fluid near the critical point”, *International Journal of Heat Mass Transfer*, **4110**, pp. 1205-1218 (1997).
 19. Versteeg, H. and Malalasekera, W. “An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method”, *Pearson Education* (2007).
 20. Spalart PR, Allmaras SR, “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”, *AIAA Paper 1992-0439*, (1992).
 21. Kunz, O. and Wagner, W. “The GERG-2008 wide-range equation of state for natural gases and other mixtures: an expansion of GERG-2004”, *Journal of Chemical and Engineering Data*, **5711**, pp. 3032-3091 (2012).
 22. Younglove, BA. and Ely, JF. “Thermophysical properties of fluids. II. methane, ethane, propane, isobutene and normal butane”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **16 4**, pp. 577-798 (1987).
 23. Quinones-Cisneros, SE. and Deiters, UK. “Generalization of the friction theory for viscosity modeling”, *The Journal of Physical Chemistry B*, **11025**, pp. 12820-12834 (2006).
 24. Rhie, CM. and Chow, WL., *Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation*, *AIAA Paper 1525-1532*, (1983).
 25. Votta, R., Battista, F., Ferraiuolo M. and et al. *Design of an experimental campaign on methane regenerative liquid rocket engine cooling system*, *AIAA Paper 2013-4146* (2013).
 26. Votta, R., Battista, F., Salvatore V., and et al. “Experimental investigation of transcritical methane flow in rocket engine cooling channel”. *Applied Thermal Engineering*, **101**, pp.61-70 (2016).
 27. “Experimental , D., Natale, P., Battista, F. and et al. Ricci investigation on the transcritical behaviour of methane and numerical rebuilding activity in the frame of the hypob-bread project”, *The ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition*, November 13-19 (2015).
 28. Ricci, D., Natale, P. and Battista, F. “Experimental and numerical investigation on the behavior of methane in supercritical conditions”, *Applied Thermal Engineering*, **107**, pp. 1334-53 (2016).
 29. Pizzarelli, M., Nasuti, F., Votta, R. and et al. “Validation of conjugate heat transfer model for rocket cooling with supercritical methane”, *Journal of Propulsion and Power*, **32**, pp.1-8 (2016).
 30. Assessment Pizzarelli, M., Nasuti F., Votta, R. and et al. ‘ of a conjugate heat transfer model for rocket engine cooling channels fed with supercritical methane”, *In 51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, pp. 3852 (2015).
 31. Shiralkar, BS. and Griffith, P. “Deterioration in heat transfer to fluids at supercritical pressure and high heat fluxes”, *Journal of Heat Transfer*, **911**, pp. 27-36 (1969).
 32. Zhao, C. and Jiang, P. “Experimental study of in-tube cooling heat transfer and pressure drop characteristics of R134a at supercritical pressures”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, **35**, 7, pp. 1293-1303 (2011).
 33. Xu, S., Chen, X. and Fan, Z. “CFD simulation of supercritical LNG heat transfer in a horizontal tube of an intermediate fluid vaporizer”, *American Society of Mechanical Engineers*, *ASME 2017, PVP2017- 65669*, (2017).

34. Giovanetti, A., Spadaccini, L.J. and Szetela, E. "Deposit formation and heat-transfer characteristics of hydrocarbon rocket fuels", *Journal of Spacecraft and Rockets*, **225**, pp. 574-580 (1985).
35. Frohlich, A., Immich, H., Leball, F. and et al. "Scheuerer G. three-dimensional flow analysis in a rocket engine coolant channel of high depth/width ratio", *In 27th Joint Propulsion Conference*, pp.2183 (1991).
36. Cook, RT. "Advanced Cooling Techniques for High-Pressure Hydrocarbon-Fueled Engines", NASA-CR-159790, (1979).