



## مدل سازی عددی اثر دما و فشار ورودی بر چگالش بخار و تولید آنتروپی در جداساز فشار بالا

سروش یوسفی، مازیار چنگیزیان\*، سید سعید بحرینیان

مرکز پژوهشی شبکه‌های گاز رسانی، دانشکده مهندسی، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران.

### تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۴۰۱/۰۲/۱۳  
بازنگری: ۱۴۰۱/۰۷/۰۸  
پذیرش: ۱۴۰۱/۰۸/۲۵  
ارائه آنلاین: ۱۴۰۱/۰۹/۱۶

### کلمات کلیدی:

جداساز فراصوت  
جریان دوفازی  
چگالش خود به خودی  
تولید آنتروپی  
عدد بیجان

**خلاصه:** جداساز فراصوت گاز - مایع یک نازل همگرا - واگرا است که میعان و تغییر فاز در سرعت‌های بالاتر از صوت از خصوصیات عملکرد این دستگاه می‌باشد. جریان سیال، انتقال جرم و حرارت در جداسازهای فراصوت به دلیل برهم کنش پیچیده جریان فراصوت و تغییر فاز به خوبی درک نشده است. در این پژوهش، از معادله حالت گاز ویرپال و یک مدل ریاضی برای پیش‌بینی دقیق پدیده چگالش خود به خودی با استفاده از نظریه‌های هسته‌زایی و رشد قطره استفاده شده است. شعاع متوسط قطره و توزیع فشار حاصل شده از مدل عددی به خوبی با داده‌های تجربی سازگار است. نتایج نشان داد با  $3/5\%$  کاهش دمای ورودی در فشار ثابت، شعاع متوسط قطره‌های خروجی بیش از  $40\%$  افزایش یافت. همچنین، با حدود  $40\%$  افزایش فشار ورودی در دمای ثابت، بیش‌ترین کسر جرمی مایع بیش از  $90\%$  افزایش یافت. بنابراین، استفاده از دمای پایین و فشار بالا در ورودی به منظور بهبود راندمان جداسازی ضروری است. همچنین، کم‌ترین میزان نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما مربوط به بیش‌ترین فشار و کم‌ترین دما بوده و کم‌ترین میزان نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار مربوط به کم‌ترین دما و فشار است. محاسبه عدد بیجان نشان داد که برگشت ناپذیری تحت تأثیر اثرات اصطکاک سیال در مقایسه با انتقال حرارت غالب است.

### ۱- مقدمه

فشار آن کاهش می‌یابد تا در گلوگاه نازل سرعت سیال به سرعت صوت می‌رسد. پس از گلوگاه، جریان سیال با توجه به فشار در نظر گرفته شده برای خروجی نازل، دو حالت جریان فروصوت و فراصوت را می‌تواند در قسمت واگرا تجربه کند. در نازل فراصوت پس از گلوگاه عدد ماخ افزایش یافته و مقداری بزرگ‌تر از یک خواهد داشت. همزمان با افزایش سرعت در این قسمت، دما و فشار کاهش می‌یابند و گاز به صورت بی‌دررو منبسط می‌شود. با کاهش شدید دما و فشار و رسیدن دما به نقطه شبنم آب، بخار آب میعان یافته و ذرات میعان یافته به صورت قطره‌های آب درون جریان ظاهر می‌شوند. به دلیل عدم وجود قطعات متحرک و کاهش چشمگیر عملیات مربوط به تعمیر و نگهداری، عدم تشکیل هیدرات و امکان به‌کارگیری مستقیم در مسیر خطوط لوله، این جداسازها به طور گسترده مورد توجه قرار گرفته‌اند. بنابراین، انجام تحقیق‌ها و پژوهش‌های گسترده به منظور تعیین عملکرد این جداسازها امری ضروری است. همچنین، با وجود این که ایران کشوری با ذخایر عظیم گازی است، لزوم استفاده از این نوع جداسازها ضروری به نظر می‌رسد.

با توجه به استفاده روز افزون از گاز طبیعی به عنوان منبع تولید انرژی و همچنین کشف و پیدایش منابع جدید گازی، ارائه هر چه بیشتر فناوری‌های جدید مرتبط به عنوان یک نیاز اساسی در جهت توسعه این صنعت معرفی می‌شود. در بخش پالایش و انتقال گاز، یکی از پیش‌نیازها خشک کردن گاز طبیعی است. گاز خام استخراج شده از چاه‌ها که هنوز فرآیندهای پالایشگاهی را طی نکرده است، دارای مقداری ناخالصی‌ها از جمله بخار آب است که سبب کاهش ارزش حرارتی گاز می‌گردند. اگر این بخار آب درون خطوط لوله انتقال گاز میعان یابد، می‌تواند باعث ایجاد مشکلات عمده از جمله خوردگی، کاهش راندمان ارسال و تشکیل هیدرات شود. جداساز فراصوت که یک نازل همگرا - واگرا می‌باشد، یک فناوری پیشرفته جداسازی با تمرکز بر حذف بخار آب است [۱ و ۲]. اساس کار جداسازهای فراصوت به این صورت است که ابتدا جریان گاز پر فشار وارد این دستگاه شده و همچنان که سیال فروصوت درون قسمت همگرای نازل پیش می‌رود، سرعت آن افزایش و

\* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: m.changizian@scu.ac.ir

اسماعیلی [۳] به مقایسه شیر ژول تامسون و توربین انبساطی و همچنین نازل‌های فراصوت پرداخت. او فعالیت خود را به صورت آزمایشگاهی برای یک جریان دوفازی انجام داد. در مقایسه‌ای که بین جداساز فراصوت و شیر ژول تامسون انجام داد، برای یک جریان ورودی راندمان جداسازی هریک از تجهیزات فوق را بررسی کرد و به این نتیجه رسید که برای یک شرایط یکسان، جداساز فراصوت قابلیت بیشتری در میعان ذرات خواهد داشت. چندین مطالعه نظری و تجربی برای فرآیند چگالش در جریان‌های فراصوت با تمرکز بر نظریه هسته‌زایی، اندازه قطره‌ها و گرمای نهان انجام شده‌است [۴-۶]. هیل [۷]، رحیم آبادی و همکاران [۸] فرآیند هسته‌زایی جریان‌های بخار مرطوب در نازل‌ها را به ترتیب در فشار پایین و بالا مورد مطالعه قرار دادند. اثر نرخ انبساط بر چگالش جریان بخار در نازل همگرا - واگرا به صورت عددی توسط نیک‌خواهی و همکاران [۹] مورد مطالعه قرار گرفت. ژائو و همکاران [۱۰] اثر قسمت همگرای نازل فراصوت را بر روی فرآیندهای چگالش غیرتعدادی به صورت عددی بررسی کردند؛ استفاده از شیب کم برای قسمت همگرای نازل، وقوع موقعیت چگالش را به تأخیر انداخت. پیلائی و پراساد [۱۱] تأثیر زبری سطح دیوار را بر چگالش غیرتعدادی با استفاده از مدل بخار مرطوب ارزیابی کردند؛ نتایج عددی نشان داد زمانی که ارتفاع زبری از  $1 \mu\text{m}$  تا  $1000 \mu\text{m}$  تغییر کرده‌است، ضخامت لایه مرزی  $33\%$  افزایش یافته‌است. برای جداسازهای فراصوت، سیال عامل عمدتاً به صورت یک گاز تک فاز بدون در نظر گرفتن فرآیند تغییر فاز در نظر گرفته شد [۱۲]. ما و همکاران [۱۳] از یک مدل جریان دو سیالی برای بررسی چگالش خود به‌خودی بخار آب با استفاده از معادله حالت گاز ایده‌آل برای محاسبه خواص ترمودینامیکی استفاده کردند. آن‌ها از این مدل برای ارزیابی تأثیر ذره خارجی بر چگالش قطره‌ها استفاده کردند و نتایج عددی آن‌ها نشان داد که اضافه کردن هسته‌های خارجی برای افزایش اندازه قطره چگالش یافته منطقی است [۱۴]. شوشتری و شاهسونند [۱۵ و ۱۶] یک مدل چگالش جریان یک بعدی برای محاسبه نرخ چگالش در جداسازهای فراصوت ایجاد کردند و نتایج محاسباتی آن‌ها به خوبی با نتایج شبیه‌سازی فرآیند و داده‌های تجربی مطابقت داشت. بر اساس مدل دینامیک سیالات محاسباتی ارائه شده توسط شوشتری و شاهسونند، تأثیر فرآیندهای چگالش ناهمگن بر حذف بخار آب در داخل یک جداساز فراصوت بررسی شد و تجزیه و تحلیل بهینه‌سازی نشان داد که تزریق  $2/4\%$  ذرات جامد با قطر  $2 \mu\text{m}$  بهترین عملکرد جداسازی را ارائه می‌دهد [۱۷]. در مطالعات فوق، هسته‌زایی و چگالش بخار آب در

جداساز فراصوت با مدل گاز ایده‌آل یا مدل جریان یک بعدی به صورت عددی محاسبه شد. وطن مکان و همکاران [۱۸] تولید آنتروپی در چگالش جریان در پره‌های توربین را مورد مطالعه قرار دادند. چگالش غیرتعدادی در نازل فراصوت برای چندین دهه بدون در نظر گرفتن موج شوک مورد بررسی قرار گرفت [۲۱-۱۹]. پرنتل [۲۲] پدیده موج شوک را در آزمایش‌ها از طریق مشاهده جریان ثبت کرد. ماتسو و همکاران [۲۳] شوک چگالش را از طریق آزمایش‌های نوری مشاهده کردند و نحوه تشکیل آن را مشخص کردند. ستوگوچی و همکاران [۲۴] یک مطالعه تجربی بر روی تأثیر چگالش بر لایه مرزی و امواج شوک در میدان جریان فراصوت انجام دادند و نتیجه گرفتند که چگالش تأثیر قابل توجه‌ای بر موقعیت امواج شوک دارد. مجیدی و فرهادی [۲۵] از طریق آزمایش‌ها و شبیه‌سازی‌های عددی به بررسی تأثیر پارامترهای مختلف بر موقعیت موج شوک پرداختند. شوشتری و شاهسونند [۲۶] قسمت واگرای نازل را با زوایای مختلف طراحی کردند و شبیه‌سازی عددی را با هدف مشخص شدن رابطه بین نسبت فشار ورودی و خروجی و موقعیت موج شوک انجام دادند. وایت و یانگ [۲۷] فرآیند چگالش را با استفاده از روش‌های اولر - لاگرانژ و پیمایش زمانی پیش‌بینی کردند. گریب [۲۸] مدل‌های دوفازی اولر - لاگرانژ و اولر - اولر را برای پیش‌بینی چگالش جریان با نظریه هسته‌زایی کلاسیک توسعه داد.

مسئله مورد بحث در واقعیت یک مسئله چندفازی بوده در حالی که با توجه به مطالعات گذشته مشاهده می‌شود که در بسیاری از پژوهش‌ها جریان اصلی به صورت تک فاز در نظر گرفته شده‌است. در این مطالعات، تأثیر برخی پارامترها از جمله هندسه، نوع سیال و فشار کاری در متغیرهای جریان همچون توزیع دما (مکان و مقدار حداقل دمای قابل دسترس) و محل شوک بررسی شده‌است. در رویکردی دیگر از مطالعات تک فاز، دسترسی به حداکثر چرخش با تغییر در هندسه چرخاننده جریان در نازل همگرا - واگرا مورد بررسی وسیع قرار گرفته‌است. در عمده مطالعاتی که جریان به صورت دوفاز بررسی شده، پژوهشگران بدون درگیر شدن با فیزیک و نحوه تشکیل قطره‌ها، برای مدل‌سازی جریان دوفاز از روش فاز گسسته<sup>۱</sup> استفاده کرده‌اند. در این حالت قطره‌های مایع در یک مقطع با تعداد و ابعاد مشخص به جریان اصلی تزریق شده و مسیر حرکت ذرات مایع درون جریان مورد مطالعه قرار گرفته‌است. به طور کلی می‌توان اذعان کرد پدیده چگالش بخار آب در جریان‌های فراصوت فشار بالا هنوز به خوبی به عنوان یک نتیجه از فرآیند پیچیده تغییر فاز درک نشده‌است.

تعریف شده توسط کاربر<sup>۱</sup> برای ایجاد معادلات حاکم بر فاز مایع مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین جهت تعریف جملات منبع اضافه شده به معادلات حاکم، نرخ تولید جرم مایع، نرخ هسته‌زایی، نرخ رشد قطره، کشش سطحی و سایر عبارات‌های مورد نیاز از قابلیت تابع تعریف شده توسط کاربر<sup>۲</sup> به زبان برنامه نویسی سی‌پلاس‌پلاس<sup>۳</sup> استفاده شده است.

## ۲-۱- معادلات حاکم

برای چگالش بخار آب درون نازل، رفتار جریان سیال توسط معادلات دیفرانسیل جزئی به صورت زیر توصیف می‌شود [۲۹].

معادله پیوستگی:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = S_m \quad (1)$$

معادله ممنتوم:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_{u_i} \quad (2)$$

معادله انرژی:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j E + u_j P) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i \tau_{ij}) + S_h \quad (3)$$

در روابط بالا  $u$  سرعت،  $P$  فشار استاتیک،  $\tau$  تنش برشی،  $E$  انرژی کل،  $\lambda_{eff} = \lambda_v + \lambda_l$  ضریب هدایت حرارتی مؤثر که برابر حاصل جمع ضریب هدایت حرارتی بخار ( $\lambda_v$ ) و ضریب هدایت حرارتی آشفته ( $\lambda_l$ ) است،  $T$  دمای استاتیک،  $S_m$  و  $S_{u_i}$  و  $S_h$  به ترتیب جملات منبع معادلات بقای پیوستگی و ممنتوم و انرژی می‌باشند. برای مدل‌سازی توصیف فرآیند تغییر فاز در طول چگالش غیرتعادلی، دو معادله انتقال اضافی مورد نیاز است [۳۰]؛ این دو معادله در ادامه آورده شده است.

ماهیت پیچیده جریان چندفازی به همراه تغییر رژیم جریان از فروصوت به فراصوت همراه با تغییرات شدید دما و فشار، تحلیل مسئله را بسیار پیچیده نموده است. موضوع انتخابی، بررسی عملکرد یک محصول صنعتی بوده که بررسی‌ها و پژوهش‌های بسیاری روی آن صورت گرفته است. با وجود مطالعاتی که در این زمینه انجام شده اما به دلیل تجاری بودن موضوع، اطلاعات موجود ناقص بوده و ابهامات بسیاری در این باره وجود دارد که در این پژوهش رفع این ابهامات و تشریح روند شبیه‌سازی جریان دوفاز حاکم بر مسئله مورد توجه قرار گرفته است.

از آنجایی که در عمده پژوهش‌های پیشین از مدل مناسبی جهت شبیه‌سازی و امکان مشاهده پدیده چگالش و چگونگی تشکیل ذرات مایع استفاده نگردیده است، نوآوری‌های پژوهش حاضر عبارتند از: (۱) با توجه به ابهاماتی که در رابطه با روش صحیح مدل‌سازی ریاضی وجود دارد، از مدل مناسب جهت شبیه‌سازی پدیده میعان ذرات بخار آب و ارزیابی جریان سیال درون جداساز فراصوت استفاده می‌گردد. (۲) با توجه به اینکه نتایج شبیه‌سازی عددی به نظریه‌های مختلف هسته‌زایی و مدل‌های مختلف رشد قطره انتخابی بستگی دارد، از نظریه و مدل مناسب جهت به حداقل رساندن خطای میان نتایج مدل‌سازی عددی و داده‌های تجربی استفاده می‌گردد. (۳) همچنین، بررسی تولید آنتروپی (ناشی از تغییرات دما و فشار) در جداساز فراصوت از دیگر نوآوری‌هایی است که در گذشته مورد بحث قرار نگرفته است.

## ۲-۲- مدل‌سازی ریاضی

در این پژوهش از روش اوایلر - اوایلر استفاده شده است. برای حل با این رویکرد، فرضیه‌های زیر در نظر گرفته شده است [۲۹]:

- چگالش همگن است.
- برخورد بین قطره‌ها در نظر گرفته نشده است.
- رشد قطره بر اساس میانگین شعاع متوسط است.
- جریان پایا و دوفاز (بخار و مایع) در نظر گرفته شده است.
- لغزش بین فاز بخار و فاز مایع در نظر گرفته نشده است.
- ظرفیت گرمایی قطره در مقابل گرمای نهان آزاد شده ناچیز است.
- قطره‌ها کروی فرض شده و توسط فاز بخار بی‌نهایت احاطه شده‌اند.
- با توجه به اینکه اندازه قطره‌ها بسیار کوچک است، حجم فاز مایع چگالش یافته ناچیز است.

برای حل معادلات حاکم بر جریان دوفازی گاز - مایع از روش حجم محدود توسط نرم افزار انسیس فلونت استفاده شده است. تابع شار اسکالر

1 User-Defined Scalar (UDS)

2 User-Defined Functions (UDF)

3 C++

معادله بقای جرم برای فاز مایع [۳۰]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho y_d) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j y_d) = S_y \quad (4)$$

که  $y_d$  کسر جرمی مایع،  $S_y$  جمله منبع معادله بقای جرم مایع،  $\rho$  چگالی مخلوط و مطابق زیر است [۲۹]:

$$\rho = \frac{\rho_v}{1 - y_d} \quad (5)$$

جهت توصیف دقیق انتقال حرارت و جرم، معادله انتقال دیگری که تعداد قطره‌های مایع بر واحد جرم ( $N_d$ ) را مشخص می‌کند، به صورت معادله (۶) نوشته می‌شود [۳۰]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho N_d) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j N_d) = S_N \quad (6)$$

معادلات (۱) تا (۶) با هم یک سیستم بسته از معادلات را تشکیل می‌دهند که امکان محاسبه میدان جریان بخار مرطوب را فراهم می‌کنند. جملات منبع برای در نظر گرفتن اثر فرآیند چگالش به معادلات حاکم اضافه شده‌اند و به صورت زیر تعریف می‌گردند [۱]:

$$S_m = -\Gamma \quad (7)$$

$$S_{u_i} = -\Gamma u_i \quad (8)$$

$$S_h = -\Gamma(h - h_{lv}) \quad (9)$$

$$S_y = \Gamma \quad (10)$$

$$S_N = J_{ICCT} \quad (11)$$

در رابطه (۹)،  $h$  آنتالپی کل بخار و  $h_{lv}$  گرمای نهان چگالش و در رابطه (۱۱)،  $J$  نرخ هسته‌زایی است. نرخ تولید جرم مایع ( $\Gamma$ ) در نظریه هسته‌زایی کلاسیک<sup>۱</sup> در طول فرآیند چگالش غیرتعادلی، به صورت مجموع افزایش جرم ناشی از هسته‌زایی یعنی تشکیل شدن قطره‌ها با شعاع بحرانی ( $r_c$ ) و رشد یا از بین رفتن این قطره‌ها تعریف می‌شود؛ این اثر انتقال جرم توسط رابطه (۱۲) به معادلات حاکم اضافه می‌شود [۳۰]:

$$\Gamma = \frac{4}{3}\pi r_c^3 \rho_l J_{ICCT} + 4\pi r_d^2 \rho_v \rho_l N_d \frac{dr_d}{dt} \quad (12)$$

در این رابطه  $\rho_l$  چگالی مایع،  $r_d$  شعاع متوسط قطره و  $\frac{dr_d}{dt}$  نرخ رشد قطره می‌باشد.

## ۲-۲- مدل چگالش

پدیده چگالش غیرتعادلی خود به خودی شامل دو فرآیند اصلی هسته‌زایی و رشد قطره‌ها است. تکامل نظریه هسته‌زایی با توسعه نظریه هسته‌زایی کلاسیک آغاز شد که در رابطه (۱۳) بیان شده‌است:

$$J_{CNT} = \left( \frac{\rho_v^2}{\rho_l} \right) \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_v^3}} \exp \left[ -\frac{4}{27} \frac{\Theta^3}{(\ln S)^2} \right] \quad (13)$$

که  $\sigma$  کشش سطحی،  $m_v$  جرم یک مولکول بخار،  $\theta$  کشش سطحی بی بعد و  $S$  درجه فوق اشباع است. از زمان معرفی نظریه هسته‌زایی کلاسیک، اصلاحات متنوعی برای بهبود دقت آن ارائه شده‌است. یکی از این موارد، نظریه کلاسیک سازگار درونی<sup>۲</sup> است [۳۱ و ۳۲]. مطالعات انجام شده توسط رودک و همکاران [۳۳]، لویجتن [۳۴] و لامانا [۳۵] نشان می‌دهد که نظریه هسته‌زایی کلاسیک سازگار درونی از نظریه هسته‌زایی کلاسیک دقیق‌تر است؛ بنابراین در این پژوهش از مدل نظریه کلاسیک سازگار درونی توسعه یافته توسط لامانا [۳۵] جهت محاسبه نرخ هسته‌زایی استفاده می‌شود.

$$J_{ICCT} = \frac{0.01}{S} J_{CNT} \exp(\theta) \quad (14)$$

1 Classical Nucleation Theory (CNT)

2 Internally Consistent Classical Theory (ICCT)

$$\phi = \frac{R_v T_s}{h_v} \left[ \alpha - \frac{1}{2} - \left( \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right) \left( \frac{C_p T_s}{h_v} \right) \right] \quad (18)$$

که  $R_v$  ثابت گاز،  $T_s$  دمای اشباع،  $\gamma$  نسبت گرمای ویژه و  $C_p$  گرمای ویژه در فشار ثابت می‌باشد. در این پژوهش پارامترهای مدل‌سازی  $\alpha$  و  $\beta$  به ترتیب برابر یک و صفر در نظر گرفته شده‌اند. همچنین، درجه فوق سرد برابر اختلاف دمای بخار از دمای اشباع تعادل در فشار محلی است [۳۸]:

$$\Delta T = T_s(P) - T \quad (19)$$

### ۲-۳- کشش سطحی

لامانا [۳۵] مدل کشش سطحی جدیدی را برای قطره‌های آب به نام مدل لامانا - دوهرمن ارائه کرد. این مدل بر اساس مدل ارائه شده توسط لویجتن - پراست [۳۴] و اسپنر - دوهرمن [۳۹] است. این مدل دقت بالایی را از خود نشان داد و نتایج آن توسط داده‌های تجربی تأیید شد [۳۵]. بنابراین، مدل لامانا - دوهرمن برای محاسبه کشش سطحی قطره‌های مایع در این پژوهش استفاده شده‌است. این مدل به شرح زیر است [۳۵]:

$$T \geq 250 K: \sigma(T) = [76.1 + 0.155(273.15 - T)] \times 10^{-3} \quad \text{الف} \quad (20)$$

$$T < 250 K: \sigma(T) = 8.52 \times 10^{-2} - 3.54236 \times 10^{-4} T + 3.50835 \times 10^{-6} T^2 - 8.71691 \times 10^{-9} T^3 \quad \text{ب} \quad (20)$$

### ۲-۴- تولید آنتروپی و عدد بیجان

در این پژوهش تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما و فشار در نظر گرفته شده‌است. رابطه (۲۱) نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی ( $\dot{S}_{gen}'''$ ) را نشان می‌دهد [۴۰]:

$$\dot{S}_{gen}''' = \dot{S}_{gen,\Delta T}''' + \dot{S}_{gen,\Delta P}''' \quad (21)$$

کشش سطحی بی بعد در روابط (۱۳) و (۱۴) به صورت زیر تعریف می‌شود [۳۵]:

$$\theta = \frac{\sigma a_0}{k_B T} \quad (15)$$

در این رابطه  $a_0$  مساحت سطح مولکول و  $k_B$  ثابت بولتزمن است. همچنین، درجه فوق اشباع برابر نسبت فشار بخار به فشار اشباع ( $P_s$ ) تعادل در دمای محلی است [۳۵]:

$$S = \frac{P}{P_s(T)} \quad (16)$$

بررسی جامعی در مورد رشد قطره‌ها توسط یانگ ارائه شد [۳۶]. به طور عمده سه مدل رشد قطره گیارمی، هیل و یانگ توسط محققان مورد استفاده قرار گرفته‌است؛ مدل رشد قطره گیارمی [۳۷] تنها معادله انرژی قطره را حل کرده و تنها نرخ انتقال حرارت از قطره به محیط اطراف آن را در نظر می‌گیرد. مدل رشد قطره هیل [۷ و ۳۰] بر اساس معادله انرژی در رژیم مولکولی آزاد است و بیانگر این است که این مدل فقط برای اعداد ناسن بزرگ قابل استفاده است. این مدل به خوبی افزایش فشار پس از شوک چگالش را برای جریان‌های نازل پیش‌بینی می‌کند؛ با این حال، توزیع اندازه شعاع متوسط قطره را کمتر از مقدار واقعی نشان می‌دهد. برای بهبود اندازه شعاع متوسط قطره، مدل رشد قطره یانگ [۳۸] بر اساس مدل رشد قطره گیارمی جهت محاسبه نرخ رشد قطره پیشنهاد شده‌است:

$$\frac{dr_d}{dt} = \frac{\lambda_v \Delta T}{\rho_l h_v r_d} \frac{\left(1 - \frac{r_c}{r_d}\right)}{\left[ \frac{1}{1 + 2\beta Kn} + 3.78(1 - \phi) \frac{Kn}{Pr} \right]} \quad (17)$$

که  $\lambda_v$  ضریب هدایت حرارتی بخار،  $\Delta T$  درجه فوق سرد،  $Kn$  عدد ناسن و  $Pr$  عدد پرنتل است. ضریب تصحیح ( $\phi$ ) در رابطه (۱۷)، توسط رابطه (۱۸) تعریف می‌شود [۳۸]:

۲-۵- معادله حالت

از آن جایی که نرخ هسته‌زایی و رشد قطره به خواص بخار بستگی دارد، توصیف رابطه بین حالت ترمودینامیکی و خواص بخار ضروری است. معادله حالت فرموله شده توسط یانگ [۴۳] که در پژوهش حاضر استفاده شده‌است، توسط رابطه زیر بیان می‌شود:

$$P = \rho_v R_v T (1 + B \rho_v + C \rho_v^2) \quad (26)$$

ضرایب دوم ( $B$ ) و سوم ( $C$ ) معادله حالت ویریاال توسط توابع تجربی زیر ارائه می‌شوند [۴۳]:

$$B = 0.0015 \left(1 + \frac{T}{10000}\right)^{-1} - 0.000942 \exp\left(\frac{1500}{T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{1500}{T}\right)\right]^{\frac{5}{2}} \left(\frac{T}{1500}\right)^{\frac{1}{2}} - 0.0004882 \left(\frac{1500}{T}\right) \quad (27)$$

$$C = 1.772 \left(\frac{T}{T_c} - 0.8978\right) \exp\left(-11.16 \frac{T}{T_c}\right) + 1.5 \times 10^{-6} \quad (28)$$

که  $T_c$  دمای بحرانی می‌باشد. این معادله حالت به اندازه کافی دقیق بوده، بازده محاسباتی آن عالی و در محدود وسیعی از دما و فشار معتبر و قابل استفاده است [۴۴ و ۴۵]. با توجه به عدم وجود معادله حالت ویریاال در نرم افزار، با استفاده از قابلیت مدل گاز حقیقی تعریف شده توسط کاربر این معادله حالت و خواص ترمودینامیکی ارائه شده توسط یانگ [۴۳] را می‌توان با نوشتن به زبان برنامه نویسی سی‌پلاس‌پلاس به نرم افزار وارد کرد.

۲-۶- مدل آشفتگی

بسته به اطلاعات مورد نیاز، از مدل‌های آشفتگی مختلفی مانند مدل کی-پسیلون [۴۶-۴۸]، مدل آشفتگی تنش برشی<sup>۲</sup>، مدل تنش

در این رابطه،  $\dot{S}_{gen,\Delta T}^m$  و  $\dot{S}_{gen,\Delta P}^m$  به ترتیب نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی به دلیل تغییرات دما و فشار هستند. نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی به دلیل تغییرات دما در رابطه (۲۲) بیان شده‌است [۴۰].

$$\dot{S}_{gen,\Delta T}^m = \frac{\lambda_{eff}}{T^2} (\nabla T)^2 = \frac{\lambda_{eff}}{T^2} \left[ \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 \right] \quad (22)$$

همچنین، نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی به دلیل تغییرات فشار توسط رابطه (۲۳) تعریف شده‌است [۴۰].

$$\dot{S}_{gen,\Delta P}^m = \frac{\mu_{eff}}{T} \phi^2 \quad (23)$$

در رابطه بالا،  $\mu_{eff} = \mu_v + \mu_t$  لزجت مؤثر که برابر حاصل جمع لزجت بخار ( $\mu_v$ ) و لزجت آشفته ( $\mu_t$ ) است و  $\phi$  نرخ کرنش است. نرخ تولید آنتروپی کل ( $\dot{S}_{gen}$ ) با انتگرال گیری از نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی حاصل می‌شود [۴۰]:

$$\dot{S}_{gen} = \iint \dot{S}_{gen}^m dx dy \quad (24)$$

عدد بیجان ( $Be$ ) که بیانگر نسبت نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما ( $\dot{S}_{gen,\Delta T}$ ) به نرخ تولید آنتروپی کل است، از طریق رابطه (۲۵) محاسبه می‌شود [۴۱ و ۴۲].

$$Be = \frac{\dot{S}_{gen,\Delta T}}{\dot{S}_{gen,\Delta T} + \dot{S}_{gen,\Delta P}} \quad (25)$$

که  $\dot{S}_{gen,\Delta P}$  نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار است. بر این اساس،  $Be = 1$  حدی است که در آن برگشت ناپذیری انتقال حرارت غالب است؛  $Be = 0$  حد مخالفی است که در آن برگشت ناپذیری تحت تأثیر اثرات اصطکاک سیال است؛ و  $Be = 0.5$  حالتی است که در آن نرخ انتقال حرارت و نرخ تولید آنتروپی اصطکاک سیال برابر است.

1 User-Defined Real Gas Model (UDRGM)  
2 Shear Stress Transport (SST) k- $\omega$





شکل ۱. هندسه و ابعاد نازل

Fig. 1. Nozzle geometry and dimensions

### ۳- مطالعه شبکه و اعتبارسنجی

جهت اعتبارسنجی از داده‌های تجربی نازل هدبک [۵۰] استفاده می‌شود؛ هندسه و ابعاد این نازل در شکل ۱ آورده شده‌است. برای دست‌یابی به مناسب‌ترین شبکه، نازل هدبک با اندازه‌های مختلف شبکه مورد تحلیل قرار گرفت. شبکه درشت شامل ۴۰۰۰۰، شبکه متوسط شامل ۷۰۰۰۰ و شبکه ریز شامل ۱۰۰۰۰۰ سلول محاسباتی در نظر گرفته شد. مطابق شکل ۲ در بالا دست فرآیند چگالش هر سه شبکه عدد ماخ تقریباً یکسانی را بدست داده‌اند؛ اما هنگامی که چگالش اتفاق افتاده‌است، شبکه درشت نسبت به دو شبکه دیگر مقدار عدد ماخ را کمی بیش‌تر نتیجه داده‌است. بنابراین، بررسی با اندازه‌های مختلف شبکه نشان می‌دهد که شبکه متوسط دارای ۷۰۰۰۰ سلول محاسباتی، می‌تواند به عنوان شبکه بهینه در نظر گرفته شود، زیرا که نسبت به شبکه ریزتر تغییر محسوس و قابل توجه‌ای در نتایج دیده نمی‌شود؛ شکل ۳ مقایسه بین نتایج توزیع فشار و شعاع متوسط قطره حاصل از شبیه‌سازی عددی و داده‌های تجربی را در امتداد محور هندسه نشان می‌دهد. شرایط جریان در ورودی نازل در شکل ارائه شده‌است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، پیش‌بینی شعاع متوسط قطره و موقعیت و قدرت شوک چگالش به خوبی با داده‌های تجربی مطابقت دارد. با این حال انحرافات اندکی بین نتایج شبیه‌سازی عددی و داده‌های تجربی وجود دارد؛ بیش‌ترین خطای نسبی بین مدل عددی و نتایج تجربی برای توزیع فشار کمتر از ۳/۸٪ و برای شعاع متوسط قطره کمتر از ۴/۸٪ است. دلایل اصلی انحرافات به این شرح است: (۱) تحت شرایط جریان مافوق صوت، اندازه‌گیری دقیق پارامترها توسط دستگاه آزمایش دشوار است و تغییراتی در نتایج واقعی وجود خواهد داشت. (۲) برخی از مفروضات برای ساده‌سازی شبیه‌سازی عددی در

رینولدز<sup>۱</sup>، شبیه‌سازی گردابه بزرگ<sup>۲</sup> تا شبیه‌سازی عددی مستقیم<sup>۳</sup> می‌توان برای مدل‌سازی عددی جریان‌های درون نازل استفاده کرد. در این پژوهش از مدل آشفتگی ریلایزبل کی-اِپسیلون<sup>۴</sup> و با توجه به محدوده وای پلاس ( $300 < y^+ < 30$ ) از تابع دیواره استاندارد<sup>۵</sup> استفاده شده‌است؛ معادلات این مدل به شرح زیر است [۲۹ و ۴۹]:

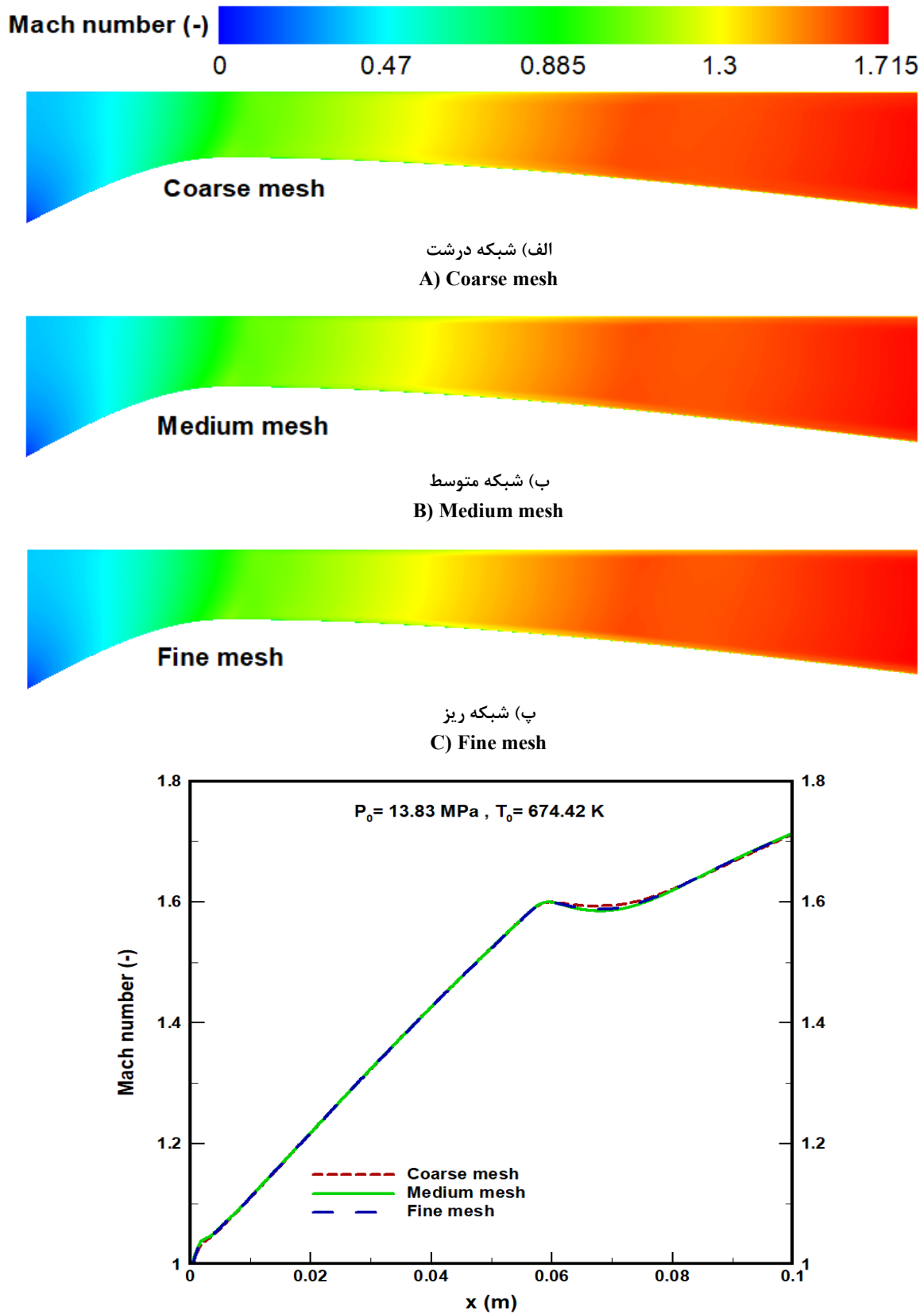
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_v + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + s_k \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_v + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_{1\varepsilon} s_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + s_\varepsilon \quad (30)$$

عبارات و ثابت‌های موجود در این مدل آشفتگی به تفصیل در [۲۹ و ۴۹]

معرفی و بیان شده‌است.

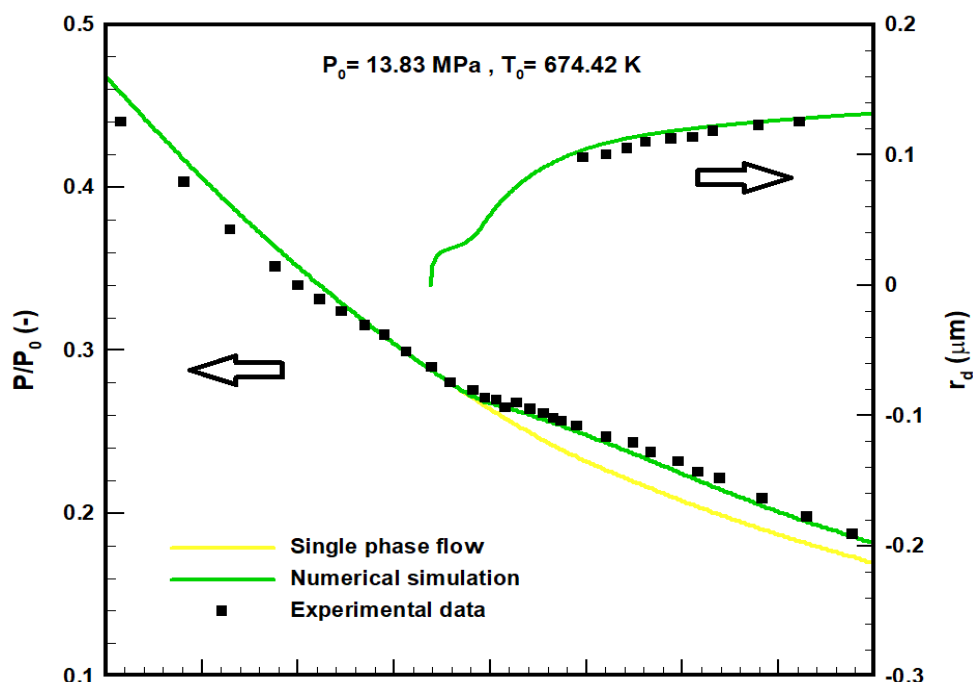
- 1 Reynolds Strees Model (RSM)
- 2 Large Eddy Simulation (LES)
- 3 Direct Numerical Simulation (DNS)
- 4 Realizable k-ε
- 5 Standard wall function



شکل ۲. کانتور و نمودار عدد ماخ حاصل شده از الف) شبکه درشت، ب) شبکه متوسط و پ) شبکه ریز

Fig. 2. Contour and Mach number diagram obtained from A) Coarse mesh, B) Medium mesh, and C) Fine mesh





شکل ۳. اعتبارسنجی حل عددی با داده‌های تجربی [۵۰]

Fig. 3. Validation of numerical solution with experimental data [50]

### ۳-۱- شرایط مرزی

شرایط مرزی ورودی مسئله در جدول ۱ ارائه شده‌است. شرط مرزی فشار خروجی به گونه‌ای در نظر گرفته شده‌است که جریان در خروج فراصوت باشد؛ همچنین، شرایط مرزی عدم لغزش و بی‌دررو بر روی دیواره نازل اعمال شده‌است. لازم به ذکر است که کسر جرمی مایع ( $\gamma_d$ ) و تعداد قطره‌های مایع ( $N_d$ ) در ورودی نازل برابر صفر است.

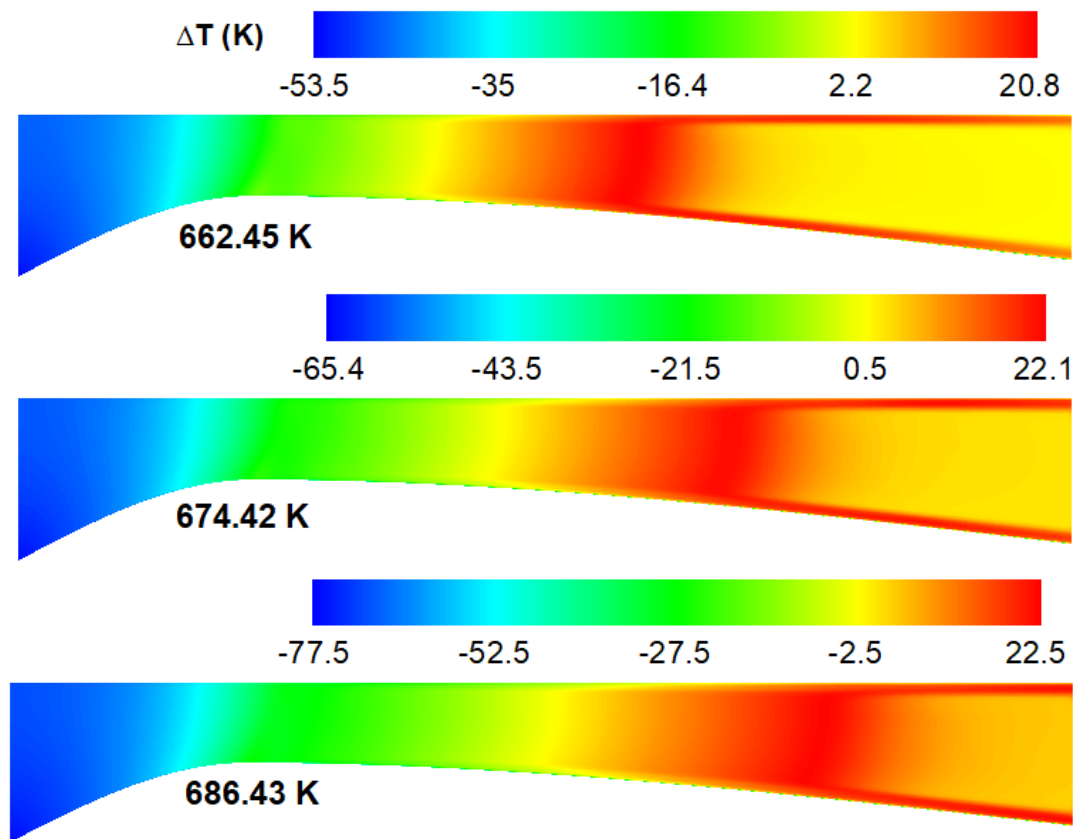
### جدول ۱. شرایط مرزی ورودی مسئله

Table 1. The inlet boundary conditions of the problem

ردیف	$P_0$ (MPa)	$T_0$ (K)
۱	۹/۸۳	۶۷۴/۴۲
۲	۱۱/۸۳	۶۷۴/۴۲
۳	۱۳/۸۳	۶۶۲/۴۵
۴	۱۳/۸۳	۶۷۴/۴۲
۵	۱۳/۸۳	۶۸۶/۴۳

نظر گرفته شده‌است. به عنوان مثال دیواره‌های نازل به عنوان مرز بدون لغزش، بدون نشت و بی‌دررو در نظر گرفته شده‌است که با وضعیت واقعی متفاوت است. بنابراین، با توجه به عدم قطعیت تجهیزات آزمایش تجربی و محدودیت مدل عددی، انحراف بین داده‌های تجربی و نتایج شبیه‌سازی در محدوده معقولی است. علاوه بر این، نتایج شبیه‌سازی شده توزیع فشار و شعاع متوسط قطره در امتداد محور نازل با روند داده‌های تجربی مطابقت دارد و همچنین مدل موفق به پیش‌بینی دقیق موقعیت چگالش شد. از این رو، این نتایج مدل عددی را تأیید می‌کند و نشان می‌دهد که روش شبیه‌سازی به کار رفته در این پژوهش برای چگالش جریان‌های مافوق صوت تک جزئی در نازل‌ها قابل انجام است.

پس از اطمینان از مدل‌سازی ریاضی و مدل چگالش در نظر گرفته شده، حال جهت بررسی تأثیر شرایط ورودی، مسئله در سه دما و فشار ورودی متفاوت مورد تحلیل قرار می‌گیرد که در ادامه و در قسمت شرایط مرزی آورده شده‌است. لازم به ذکر است که سیال ورودی بخار آب در نظر گرفته شده‌است. همچنین، معیار همگرایی کم‌تر از  $10^{-4}$  برای خطای باقی‌مانده تمام معادلات منظور شده‌است و خطای مطلق دبی جرمی بین ورودی (دبی جرمی بخار) و خروجی (مجموع دبی جرمی بخار و مایع) کم‌تر از ۰/۰۵٪ است.



شکل ۴. درجه فوق سرد در دماهای ورودی مختلف

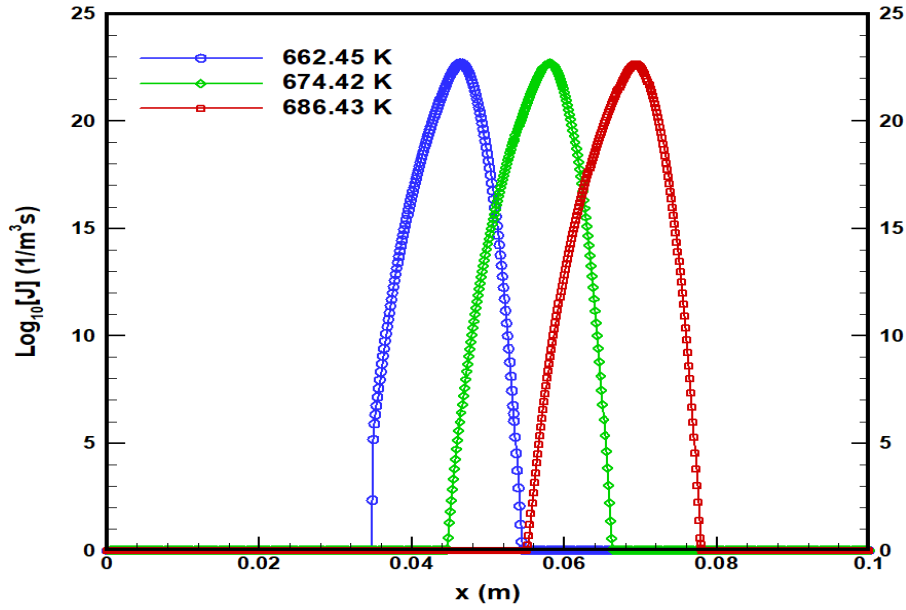
Fig. 4. Supercooling degree at different inlet temperatures

مطابق شکل ۵ با افزایش دمای ورودی فرآیند هسته‌زایی دیرتر اتفاق می‌افتد؛ هنگامی که دمای ورودی از  $662/45 \text{ K}$  به  $686/43 \text{ K}$  افزایش یافته‌است، موقعیت اولیه چگالش  $20/28 \text{ mm}$  به سمت خروج جابجا شده یعنی از مکان  $34/83 \text{ mm}$  به مکان  $55/11 \text{ mm}$  انتقال یافته‌است. این امر به این دلیل است که با افزایش دمای ورودی، درجه فوق سرد در ورودی نازل کاهش یافته و بنابراین در این حالت رسیدن به چگالش مشکل‌تر است. تشکیل فاز مایع در پایین دست محلی که فرآیند هسته‌زایی شروع می‌شود، رخ می‌دهد. بنابراین، در دمای ورودی پایین‌تر تشکیل فاز مایع سریع‌تر اتفاق می‌افتد. با توجه به شکل ۶ با کاهش دمای ورودی، شعاع قطره‌های خروجی افزایش یافته‌است. در این حالت با کاهش دمای ورودی از  $686/43 \text{ K}$  به  $662/45 \text{ K}$  بیش‌ترین شعاع متوسط قطره از  $1/54 \times 10^{-7} \text{ m}$  به  $2/16 \times 10^{-7} \text{ m}$  افزایش یافته‌است. دلیل این امر این است که با کاهش دمای ورودی و در نتیجه تشکیل سریع‌تر قطره‌های مایع، این قطره‌ها فرصت بیش‌تری جهت رشد تا مقطع خروجی خواهند داشت.

#### ۴- نتایج و بحث

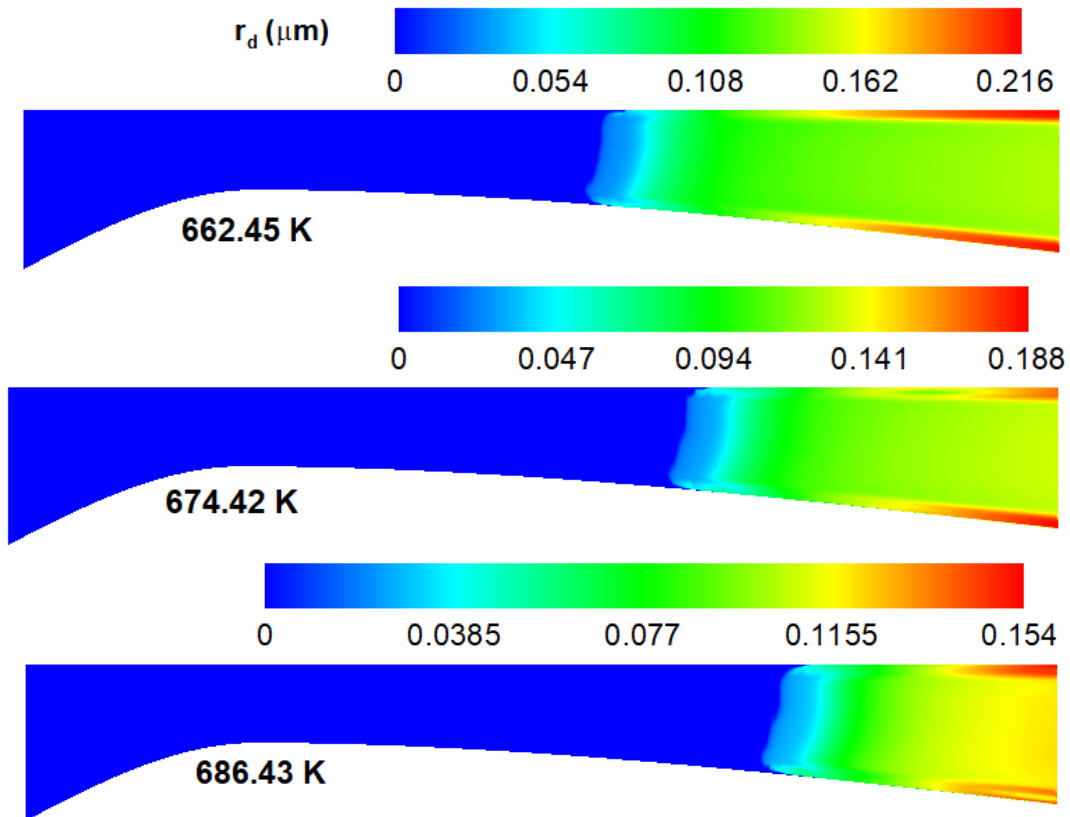
##### ۴-۱- اثر دمای ورودی بر پارامترهای چگالش

جهت بررسی تأثیر دمای ورودی بر فرآیند چگالش، بخار آب در دماهای مختلف و فشار ثابت  $13/83 \text{ MPa}$  مورد تحلیل قرار گرفت. همان‌طور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود، هنگامی که دمای ورودی پایین‌تر است، درجه فوق سرد در ورودی نازل بیش‌تر بوده و بخار سریع‌تر به حالت فوق سرد که لازمه آغاز فرآیند چگالش است، می‌رسد. منظور از حالت فوق سرد هنگامی است که دمای بخار از دمای اشباع تعادل در فشار محلی کم‌تر شده ( $T < T_s(P)$ ) و در نتیجه طبق رابطه (۱۹) درجه فوق سرد دارای مقداری بزرگ‌تر از صفر ( $\Delta T > 0$ ) می‌باشد. پس از رسیدن درجه فوق سرد به بیش‌ترین مقدار به دلیل وقوع شوک چگالش، آزاد شدن گرمای نهان و در نتیجه افزایش دمای بخار، درجه فوق سرد کاهش یافته‌است. ملاحظه می‌شود که با افزایش دمای ورودی، بیش‌ترین مقدار درجه فوق سرد افزایش یافته‌است.



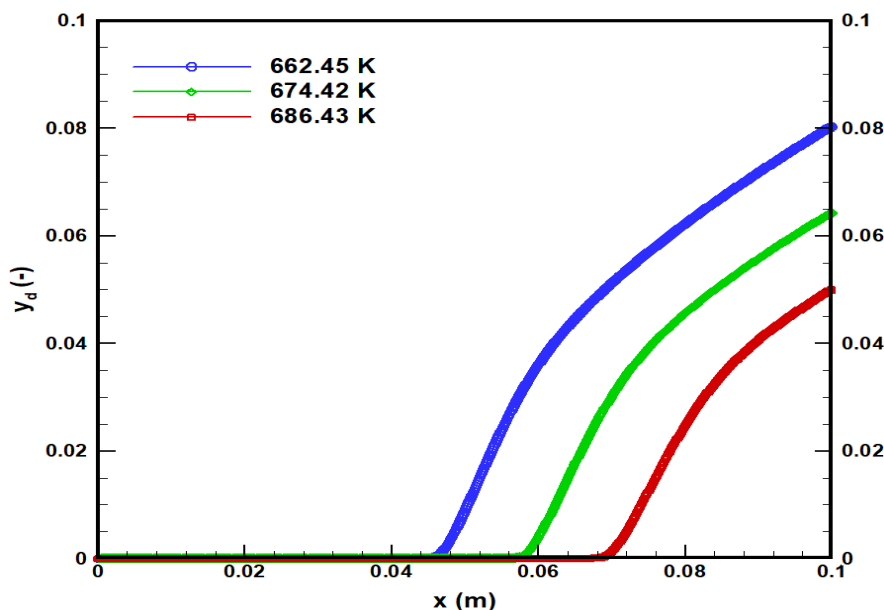
شکل ۵. لگاریتم نرخ هسته‌زایی در ورودی‌های مختلف دماهای

Fig. 5. Logarithm of nucleation rate at different inlet temperatures



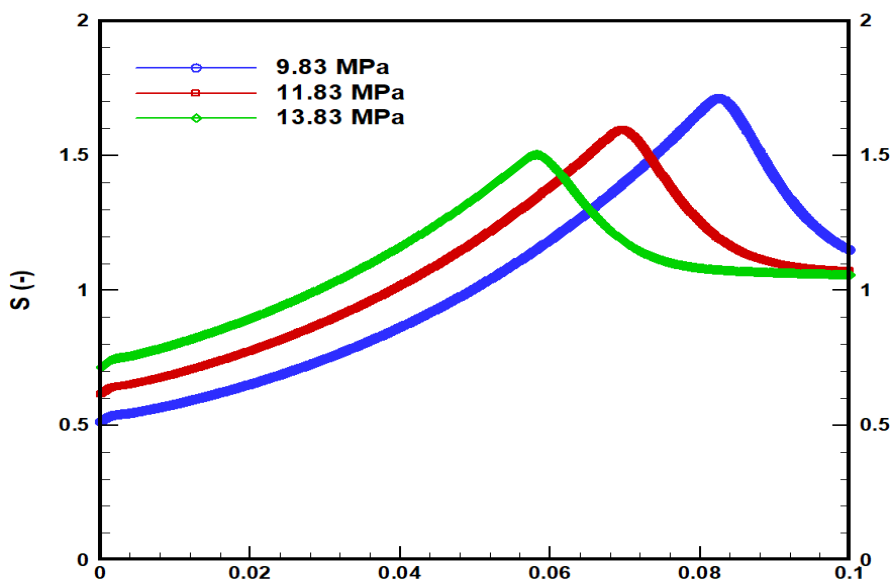
شکل ۶. شعاع متوسط قطره در دماهای ورودی مختلف

Fig. 6. Droplet average radius at different inlet temperatures



شکل ۷. کسر جرمی مایع در دماهای ورودی مختلف

Fig. 7. Liquid mass fraction at different inlet temperatures

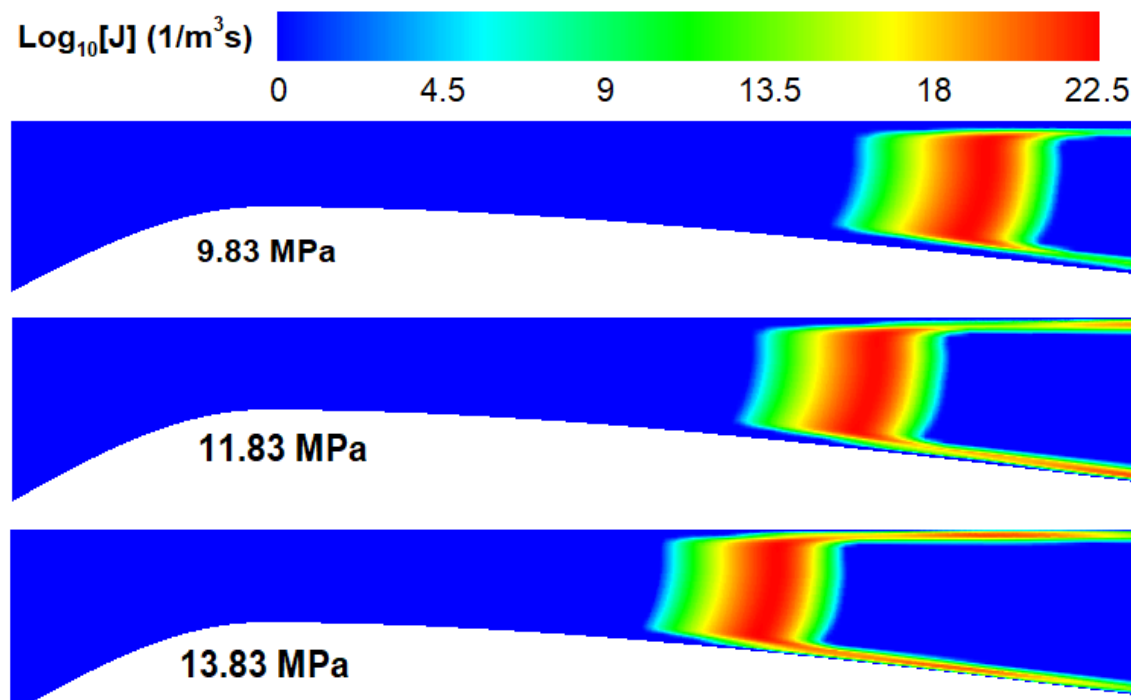


شکل ۸. درجه فوق اشباع در فشارهای ورودی مختلف

Fig. 8. Supersaturation degree at different inlet pressures

۴-۲- اثر فشار ورودی بر پارامترهای چگالش جهت بررسی تأثیر فشار ورودی بر فرآیند چگالش، بخار آب در فشارهای مختلف و دمای ثابت  $674/42\text{ K}$  مورد تحلیل قرار گرفت. همان طور که در شکل ۸ ملاحظه می شود، هنگامی که فشار ورودی بالاتر است، درجه فوق اشباع در گلوگاه نازل بیش تر بوده و بخار سریع تر به

با تشکیل سریع تر فاز مایع و افزایش شعاع متوسط قطره به دلیل کاهش دمای ورودی، مطابق شکل ۷ کسر جرمی مایع افزایش یافته است. بیش ترین مقدار کسر جرمی مایع در خروجی نازل حاصل شده است. این بیش ترین مقدار برای دمای  $674/42\text{ K}$ ،  $28/49\%$  و برای دمای  $662/45\text{ K}$ ،  $60/73\%$  نسبت به دمای  $686/43\text{ K}$  افزایش یافته است.



شکل ۹. لگاریتم نرخ هسته‌زایی در فشارهای ورودی مختلف

Fig. 9. Logarithm of nucleation rate at different inlet pressures

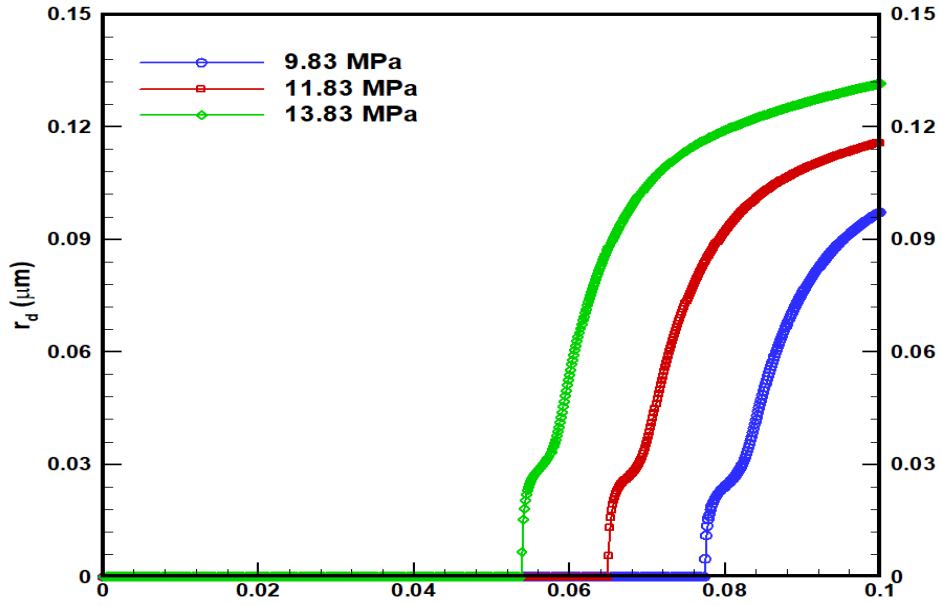
بنابراین در این حالت رسیدن به چگالش آسان‌تر است. در فشار ورودی بالاتر تشکیل فاز مایع سریع‌تر رخ می‌دهد.

با توجه به شکل ۱۰ با افزایش فشار ورودی، شعاع قطره‌های خروجی افزایش یافته‌است. بیش‌ترین مقدار شعاع متوسط قطره در خروجی نازل حاصل شده‌است. این بیش‌ترین مقدار برای فشار  $13/83 \text{ MPa}$ ،  $11/98 \%$  و برای فشار  $9/83 \text{ MPa}$ ،  $26/06 \%$  نسبت به فشار  $13/83 \text{ MPa}$  کاهش یافته‌است. دلیل این امر این است که با کاهش فشار ورودی و در نتیجه تشکیل دیرتر قطره‌های مایع، این قطره‌ها فرصت کم‌تری جهت رشد تا مقطع خروجی خواهند داشت.

با تشکیل سریع‌تر فاز مایع و افزایش شعاع متوسط قطره به دلیل افزایش فشار ورودی، مطابق شکل ۱۱ کسر جرمی مایع افزایش یافته‌است. در این حالت با افزایش فشار ورودی از  $9/83 \text{ MPa}$  به  $13/83 \text{ MPa}$  بیش‌ترین کسر جرمی مایع از  $0/34 \times 10^{-1}$  به  $0/65 \times 10^{-1}$  افزایش یافته‌است؛ یعنی با  $2 \text{ MPa}$  افزایش فشار ورودی، کسر جرمی مایع تشکیل شده نزدیک به دو برابر شده‌است.

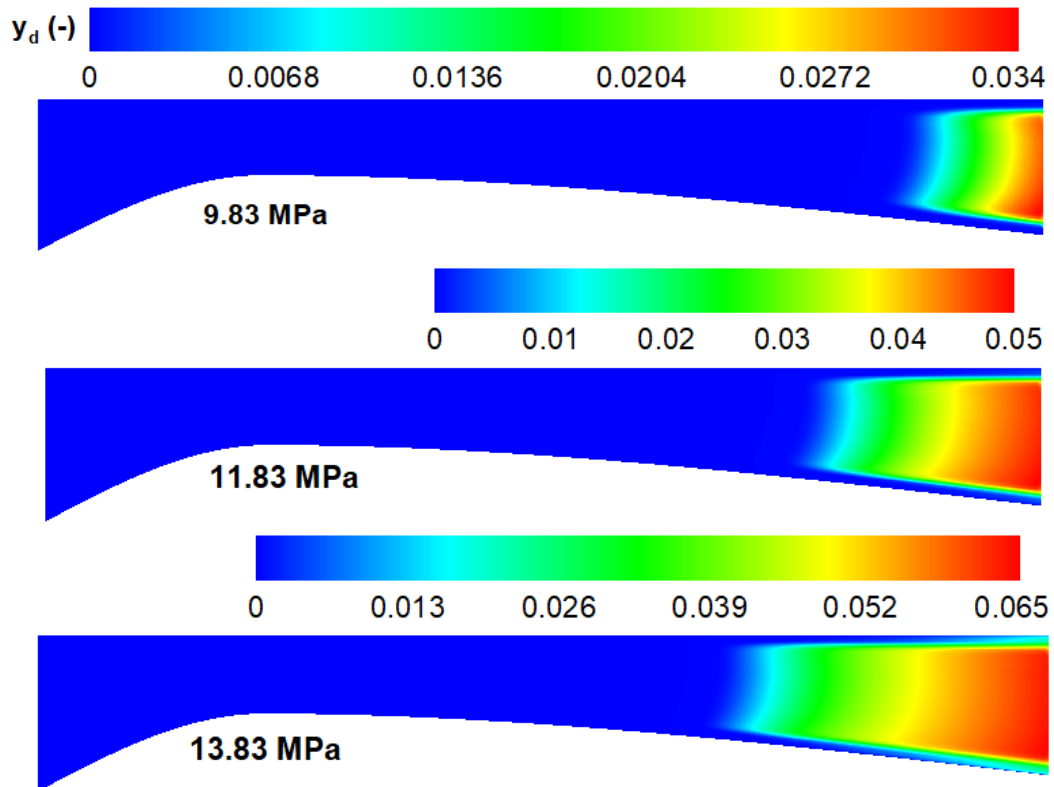
حالت فوق اشباع که لازمه آغاز فرآیند چگالش است، می‌رسد. منظور از حالت فوق اشباع هنگامی است که فشار بخار از فشار اشباع تعادل در دمای محلی بیش‌تر شده ( $P > P_s(T)$ ) و در نتیجه طبق رابطه (۱۶) درجه فوق اشباع دارای مقداری بزرگ‌تر از یک ( $S > 1$ ) می‌باشد. پس از رسیدن درجه فوق اشباع به بیش‌ترین مقدار به دلیل وقوع شوک چگالش، آزاد شدن گرمای نهان، افزایش دمای بخار و در نتیجه افزایش فشار اشباع، درجه فوق اشباع کاهش یافته‌است. مشاهده می‌شود که با کاهش فشار ورودی، بیش‌ترین مقدار درجه فوق اشباع افزایش یافته‌است.

مطابق شکل ۹ با افزایش فشار ورودی موقعیت چگالش به بالا دست جریان منتقل شده و هسته‌زایی سریع‌تر رخ داده‌است. در این حالت دما و فشار خروجی افزایش، سرعت و عدد ماخ خروجی کاهش می‌یابند. هنگامی که فشار ورودی از  $9/83 \text{ MPa}$  به  $13/83 \text{ MPa}$  افزایش یافته‌است، شروع هسته‌زایی از مکان  $66/70 \text{ mm}$  به مکان  $44/63 \text{ mm}$  رفته یعنی  $22/07 \text{ mm}$  به سمت بالا دست منتقل شده‌است. این امر به این دلیل است که با افزایش فشار ورودی، درجه فوق اشباع در ورودی نازل افزایش یافته و



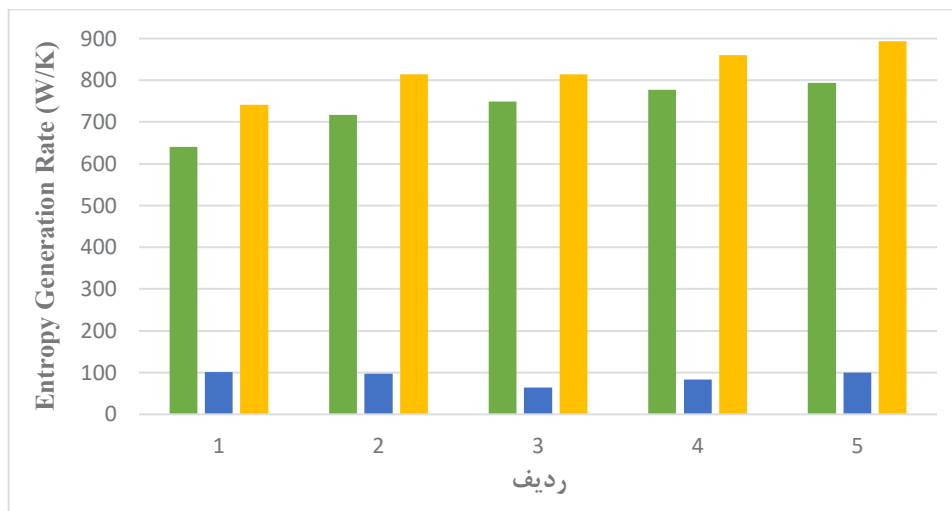
شکل ۱۰. شعاع متوسط قطره در فشارهای ورودی مختلف

Fig. 10. Droplet average radius at different inlet pressures



شکل ۱۱. کسر جرمی مایع در فشارهای ورودی مختلف

Fig. 11. Liquid mass fraction at different inlet pressures



شکل ۱۲. نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار، دما و نرخ تولید آنتروپی کل

Fig. 12. Entropy generation rate due to pressure, temperature changes and total entropy generation rate

جدول ۲. نرخ تولید آنتروپی و عدد بیجان

Table 2. Entropy generation rate and the Bejan number

ردیف	$P_0$ (MPa)	$T_0$ (K)	$\dot{S}_{gen,\Delta P}$ (W/K)	$\dot{S}_{gen,\Delta T}$ (W/K)	$\dot{S}_{gen}$ (W/K)	$Be(-)$
۱	۹/۸۳	۶۷۴/۴۲	۶۴۰/۲۵۴	۱۰۱/۶۵۴	۷۴۱/۹۰۸	۰/۱۳۷
۲	۱۱/۸۳	۶۷۴/۴۲	۷۱۶/۸۵۸	۹۷/۶۹۳	۸۱۴/۵۵۰	۰/۱۲۰
۳	۱۳/۸۳	۶۶۲/۴۵	۷۴۹/۷۲۱	۶۴/۳۴۵	۸۱۴/۰۶۶	۰/۰۷۹
۴	۱۳/۸۳	۶۷۴/۴۲	۷۷۶/۷۰۸	۸۳/۴۹۹	۸۶۰/۲۰۷	۰/۰۹۷
۵	۱۳/۸۳	۶۸۶/۴۳	۷۹۳/۴۶۱	۱۰۰/۰۰۷	۸۹۳/۴۶۸	۰/۱۱۲

#### ۴-۳- بررسی تولید آنتروپی و عدد بیجان

و شکل ۱۲، با افزایش دما در فشار ثابت  $13/83 \text{ MPa}$ ، نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما و فشار هر دو افزایش یافته است؛ با افزایش فشار در دمای ثابت  $674/42 \text{ K}$ ، نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما کاهش و نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار افزایش یافته است. بنابراین، کمترین میزان نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما مربوط به بیشترین فشار و کمترین دما بوده و کمترین میزان نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار مربوط به کمترین دما و فشار است. همچنین، با افزایش دما از  $662/45 \text{ K}$

نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما ( $\dot{S}_{gen,\Delta T}$ )، فشار ( $\dot{S}_{gen,\Delta P}$ ) و نرخ تولید آنتروپی کل ( $\dot{S}_{gen}$ ) که برابر مجموع این دو مقدار است، در شکل ۱۲ آورده شده است. با توجه به هندسه، ماهیت جریان و شرط مرزی بی دررو بر روی دیواره نازل، مطابق انتظار نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما در مقابل تغییرات فشار ناچیز است ( $\dot{S}_{gen,\Delta P} \gg \dot{S}_{gen,\Delta T}$ )؛ بنابراین، سهم عمده نرخ تولید آنتروپی کل به دلیل تغییرات فشار است. مطابق جدول ۲



راندمان جداساز ضروری به نظر می‌رسد. با توجه به اینکه در پژوهش حاضر از سیال تک جزئی بخار آب به عنوان سیال ورودی به جداساز استفاده گردیده، امکان سنجی شبیه‌سازی گاز طبیعی به صورت چندجزئی با استفاده از مدل ارائه شده می‌تواند در پژوهش‌های بعدی بررسی شود؛ همچنین، مدل‌سازی سه بعدی هندسه با در نظر گرفتن مولد جریان چرخشی جهت بررسی راندمان جداسازی از دیگر مواردی است که می‌تواند در آینده مورد بررسی قرار گیرد.

## ۶- فهرست علائم

نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار، W/K	$\dot{S}_{gen, \Delta P}$
نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما، W/K	$\dot{S}_{gen, \Delta T}$
نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی، W/m <sup>3</sup> .K	$\dot{S}_{gen}'''$
نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی ناشی از تغییرات فشار، W/m <sup>3</sup> .K	$\dot{S}_{gen, \Delta P}'''$
نرخ حجمی تولید آنتروپی محلی ناشی از تغییرات دما W/m <sup>3</sup> .K	$\dot{S}_{gen, \Delta T}'''$
زمان، s	$t$
دمای استاتیک، K	$T$
دمای کل، K	$T_0$
سرعت، m/s	$u$
مختصات دکارتی، m	$x$
مختصات دکارتی، m	$y$
کسر جرمی مایع، (-)	$y_d$
علائم یونانی	
پارامتر مدل‌سازی، (-)	$\alpha$
پارامتر مدل‌سازی، (-)	$\beta$
نسبت گرماهای ویژه، (-)	$\gamma$
نرخ تولید جرم مایع، kg/m <sup>3</sup> .s	$\Gamma$
درجه فوق سرد، K	$\Delta T$
کشش سطحی بی بعد، (-)	$\theta$

به ۶۸۶/۴۳ K در فشار ثابت ۱۳/۸۳ MPa، نرخ تولید آنتروپی کل ۹/۷۵٪ افزایش یافت؛ با افزایش فشار از ۹/۸۳ MPa به ۱۳/۸۳ MPa در دمای ثابت ۶۷۴/۴۲ K نرخ تولید آنتروپی کل ۱۵/۹۵٪ افزایش یافت.

نتایج حاصل از محاسبه عدد بیجان در جدول ۲ آورده شده‌است. عدد بیجان در همه حالت‌ها تقریباً نزدیک به هم بدست آمده‌است. با افزایش دما در فشار ثابت ۱۳/۸۳ MPa، نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما نسبت به نرخ تولید آنتروپی کل بیش‌تر افزایش یافته و در نتیجه طبق رابطه (۲۵) عدد بیجان افزایش یافته‌است؛ با افزایش فشار در دمای ثابت ۶۷۴/۴۲ K نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما کاهش و نرخ تولید آنتروپی کل افزایش یافته و در نتیجه طبق رابطه (۲۵) عدد بیجان کاهش یافته‌است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با توجه به این‌که در تمام حالت‌ها مقدار عدد بیجان به صفر نزدیک‌تر بوده، بنابراین برگشت ناپذیری تحت تأثیر اثرات اصطکاک سیال در مقایسه با انتقال حرارت غالب است.

## ۵- نتیجه‌گیری

در این پژوهش از یک مدل ریاضی جهت شبیه‌سازی عددی چگالش بخار در جداساز همگرا - واگرا با هدف ارزیابی اثر دما و فشار ورودی بر پارامترهای چگالش و تولید آنتروپی استفاده گردید. خلاصه نتایج حاصل شده به شرح زیر است:

با افزایش دمای ورودی در فشار ثابت ملاحظه گردید که (۱) بخار دیرتر به حالت فوق سرد می‌رسد، (۲) فرآیند هسته‌زایی دیرتر اتفاق افتاده و رسیدن به چگالش مشکل‌تر است، (۳) قطره‌های مایع دیرتر تشکیل شده، فرصت کم‌تری جهت رشد داشته و شعاع کوچک‌تری خواهند داشت، (۴) با تشکیل دیرتر فاز مایع و کاهش شعاع متوسط قطره، کسر جرمی مایع کاهش می‌یابد، و (۵) نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما و فشار و در نتیجه نرخ تولید آنتروپی کل افزایش یافته‌است.

با افزایش فشار ورودی در دمای ثابت ملاحظه گردید که (۱) بخار سریع‌تر به حالت فوق اشباع می‌رسد، (۲) فرآیند هسته‌زایی سریع‌تر اتفاق افتاده و رسیدن به چگالش آسان‌تر است، (۳) قطره‌های مایع سریع‌تر تشکیل شده، فرصت بیش‌تری جهت رشد داشته و شعاع بزرگ‌تری خواهند داشت، (۴) با تشکیل سریع‌تر فاز مایع و افزایش شعاع متوسط قطره، کسر جرمی مایع افزایش می‌یابد، و (۵) نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات دما کاهش و نرخ تولید آنتروپی ناشی از تغییرات فشار افزایش یافته‌است.

بنابراین، استفاده از دمای پایین و فشار بالا در ورودی به منظور بهبود

(1978) 311-322.

[7] P.G. Hill, Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles, *Journal of Fluid Mechanics*, 25(3) (1966) 593-620.

[8] S.N.R. Abadi, R. Kouhikamali, K. Atashkari, Two-fluid model for simulation of supersonic flow of wet steam within high-pressure nozzles, *International Journal of Thermal Sciences*, 96 (2015) 173-182.

[9] B. Nikkhahi, M. Shams, M. Ziabasharhagh, A numerical study of two-phase transonic steam flow through convergence-divergence nozzles with different rates of expansion, *Korean Journal of Chemical Engineering*, 27(6) (2010) 1646-1653.

[10] A. Zhao, S. Guo, X. Qi, S. Gao, J. Sun, Numerical study on the nano-droplets formation process from superheated steam condensation flow effected by nozzle convergent profile, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 104 (2019) 109-117.

[11] A. Pillai, B. Prasad, Effect of wall surface roughness on condensation shock, *International Journal of Thermal Sciences*, 132 (2018) 435-445.

[12] X. Cao, J. Bian, Supersonic separation technology for natural gas processing: A review, *Chemical Engineering and Processing-Process Intensification*, 136 (2019) 138-151.

[13] Q.-F. Ma, D.-P. Hu, J.-Z. Jiang, Z.-H. Qiu, A turbulent Eulerian multi-fluid model for homogeneous nucleation of water vapour in transonic flow, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 23(3) (2009) 221-231.

[14] Q.-F. Ma, D.-P. Hu, J.-Z. Jiang, Z.-H. Qiu, Numerical study of the spontaneous nucleation of self-rotational moist gas in a converging-diverging nozzle, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 24(1-2) (2010) 29-36.

[15] S.H.R. Shoostari, A. Shahsavand, Predictions of wet natural gases condensation rates via multi-component and multi-phase simulation of supersonic separators, *Korean Journal of Chemical Engineering*, 31(10) (2014) 1845-1858.

$\lambda$  ضریب هدایت حرارتی، W/m.K

$\mu$  لزجت، kg/m.s

$\pi$  عدد پی، (-)

$\rho$  چگالی، kg/m<sup>۳</sup>

$\sigma$  کشش سطحی، N/m

$\tau$  تنش برشی، kg/m.s<sup>۲</sup>

$\phi$  ضریب تصحیح، (-)

$\varphi$  نرخ کرنش، ۱/s

## منابع

- [1] J. Bian, X. Cao, W. Yang, D. Guo, C. Xiang, Prediction of supersonic condensation process of methane gas considering real gas effects, *Applied Thermal Engineering*, 164 (2020) 114508.
- [2] D.C. de Melo, L.d.O. Arinelli, J.L. de Medeiros, A.M. Teixeira, G.V. Brigagão, F.M. Passarelli, W.M. Grava, O. de QF Araujo, Supersonic separator for cleaner offshore processing of supercritical fluid with ultra-high carbon dioxide content: Economic and environmental evaluation, *Journal of Cleaner Production*, 234 (2019) 1385-1398.
- [3] A. Esmaili, Supersonic separation of natural gas liquids by Twister technology, *Chemical engineering transactions*, 52 (2016) 7-12.
- [4] S. Dykas, M. Majkut, M. Stozik, K. Smółka, Experimental study of condensing steam flow in nozzles and linear blade cascade, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 80 (2015) 50-57.
- [5] H. Ding, C. Wang, Y. Zhao, An analytical method for Wilson point in nozzle flow with homogeneous nucleating, *International journal of heat and mass transfer*, 73 (2014) 586-594.
- [6] C. Moses, G. Stein, On the growth of steam droplets formed in a Laval nozzle using both static pressure and light scattering measurements, *J. Fluids Eng*, 100(3)

- of condensation and normal shock wave, *Energy*, 120 (2017) 153-163.
- [27] A. White, J. Young, Time-marching method for the prediction of two-dimensional, unsteadyflows of condensing steam, *Journal of Propulsion and Power*, 9(4) (1993) 579-587.
- [28] A. Gerber, Two-phase Eulerian/Lagrangian model for nucleating steam flow, *J. Fluids Eng.*, 124(2) (2002) 465-475.
- [29] Fluent, Ansys. 21.1 Theory Guide, Ansys Inc, (2021).
- [30] K. Ishizaka, A high-resolution numerical method for transonic non-equilibrium condensation flow through a steam turbine cascade, *Proc. of the 6th ISCFD*, 1 (1995) 479-484.
- [31] S.L. Girshick, C.P. Chiu, Kinetic nucleation theory: A new expression for the rate of homogeneous nucleation from an ideal supersaturated vapor, *The journal of chemical physics*, 93(2) (1990) 1273-1277.
- [32] S.L. Girshick, Comment on: "Self-consistency correction to homogeneous nucleation theory", *The Journal of chemical physics*, 94(1) (1991) 826-827.
- [33] M.M. Rudek, J.A. Fisk, V.M. Chakarov, J.L. Katz, Condensation of a supersaturated vapor. XII. The homogeneous nucleation of the n-alkanes, *The Journal of chemical physics*, 105(11) (1996) 4707-4713.
- [34] C.C.M. Luijten, Nucleation and droplet growth at high pressure, Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, (1998).
- [35] G. Lamanna, On nucleation and droplet growth in condensation nozzle flows, Eindhoven: Eindhoven University of Technology, (2000).
- [36] J. Young, Spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles, *Physicochemical Hydrodynamics (PCH)*, 3 (1982) 57-82.
- [37] G. Gyarmathy, The spherical droplet in gaseous carrier streams: review and synthesis, *Multiphase science and technology*, 1(1-4) (1982).
- [38] J. Young, Two-dimensional, nonequilibrium, wet-steam calculations for nozzles and turbine cascades, *J. Turbomach*, 114(3) (1992) 569-579.
- [16] S.R. Shooshtari, A. Shahsavand, Reliable prediction of condensation rates for purification of natural gas via supersonic separators, *Separation and Purification Technology*, 116 (2013) 458-470.
- [17] S.R. Shooshtari, A. Shahsavand, Optimal operation of refrigeration oriented supersonic separators for natural gas dehydration via heterogeneous condensation, *Applied Thermal Engineering*, 139 (2018) 76-86.
- [18] M. Vatanmakan, E. Lakzian, M.R. Mahpeykar, Investigating the entropy generation in condensing steam flow in turbine blades with volumetric heating, *Energy*, 147 (2018) 701-714.
- [19] S. Dykas, W. Wróblewski, Numerical modeling of steam condensing flow in low and high-pressure nozzles, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(21-22) (2012) 6191-6199.
- [20] A. White, M. Hounslow, Modelling droplet size distributions in polydispersed wet-steam flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(11) (2000) 1873-1884.
- [21] E. Jabir, B. Dmitrii, A. Konstantin, H.D. Kim, Numerical estimation of non-equilibrium condensation of steam in supersonic nozzles, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 32(10) (2018) 4649-4655.
- [22] L. Prandtl, General considerations on the flow of compressible fluids, No. NACA-TM-805, (1936).
- [23] K. MATSUO, S. KAWAGOE, K. SONODA, K. SAKAO, Studies of condensation shock waves: part 1, mechanism of their formation, *Bulletin of JSME*, 28(241) (1985) 1416-1422.
- [24] T. Setoguchi, S. Matsuo, S. Yu, H. Hirahara, Effect of nonequilibrium homogenous condensation on flow fields in a supersonic nozzle, *Journal of Thermal Science*, 6(2) (1997) 90-96.
- [25] D. Majidi, F. Farhadi, Supersonic separator's dehumidification performance with specific structure: Experimental and numerical investigation, *Applied Thermal Engineering*, 179 (2020) 115551.
- [26] S.R. Shooshtari, A. Shahsavand, Maximization of energy recovery inside supersonic separator in the presence

- [45] S. Senguttuvan, J.-C. Lee, Numerical study of wet-steam flow in Moore nozzles, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 33(10) (2019) 4823-4830.
- [46] C. Wen, X. Cao, Y. Yang, Y. Feng, Prediction of mass flow rate in supersonic natural gas processing, *Oil & Gas Science and Technology—Revue d'IFP Energies nouvelles*, 70(6) (2015) 1101-1109.
- [47] C. Wen, X. Cao, Y. Yang, W. Li, An unconventional supersonic liquefied technology for natural gas, *Energy Education Science and Technology Part A: Energy Science and Research*, 30(1) (2012) 651-660.
- [48] Y. Yang, C. Wen, S. Wang, Y. Feng, Numerical simulation of real gas flows in natural gas supersonic separation processing, *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 21 (2014) 829-836.
- [49] F.R. Menter, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA Journal*, 32(8) (1994) 1598-1605.
- [50] A.J. Hedbäck, *Theorie der spontanen Kondensation in Düsen und Turbinen*, ETH Zurich, (1982).
- [39] G.H. Schnerr, U. Dohrmann, Transonic flow around airfoils with relaxation and energy supply by homogeneous condensation, *AIAA Journal*, 28(7) (1990) 1187-1193.
- [40] A. Bejan, A study of entropy generation in fundamental convective heat transfer, *J. Heat Transfer*, 101(4) (1979) 718-725.
- [41] S. Paoletti, F. Rispoli, E. Sciubba, Calculation of exergetic losses in compact heat exchanger passages, in: *Asme Aes*, (1989) 21-29.
- [42] P. Benedetti, E. Sciubba, Numerical calculation of the local rate of entropy generation in the flow around a heated finned-tube, *ASME, NEW YORK, NY, (USA)*. 30 (1993) 81-91.
- [43] J. Young, An equation of state for steam for turbomachinery and other flow calculations, *Trans ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, 110(1) (1988) 1-7.
- [44] X. Cao, W. Yang, Numerical simulation of binary-gas condensation characteristics in supersonic nozzles, *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 25 (2015) 197-206.

چگونه به این مقاله ارجاع دهیم

S. Yousefi, M. Changizian, S. S. Bahrainian, *Numerical Modeling of the Effect of Inlet Temperature and Pressure on Steam Condensation and Entropy Generation in High-Pressure Separator*, *Amirkabir J. Mech Eng.*, 54(11) (2023) 2601-2620.

DOI: 10.22060/mej.2022.21370.7438



