

مطالعه انتقال حرارت از دیواره بستر حبابی گاز-جامد به ذرات جامد درون آن به کمک دینامیک سیالات محاسباتی

سید حسین حسینی^{۱*}، اشکان محصلی^۲

اطلاعات مقاله	چکیده
تاریخ ارسال: ۱۳۹۳/۱۰/۱۷	<p>بسترهای سیال به دلیل خصوصیات انتقال حرارتی مناسب در بسیاری از فرایندهای حرارتی استفاده می‌شوند. به دلیل پیچیدگی‌های مربوط به مدل‌سازی انتقال حرارت در بسترهای سیال، پژوهش‌های محدودی در این خصوص صورت گرفته است. در تحقیق موجود با استفاده از مدل دو سیالی ترکیب با تئوری جنبشی جریان دانه‌ای یک راکتور گاز-جامد حبابی حاوی ذرات کروی با قطر میانگین ۲۸۰ میکرون شبیه‌سازی شده است. تاثیر دو مدل دراک مهم یعنی Syamlal-O'Brien و Gidaspow و برخی پارامترهای هیدرودینامیکی همچون ضریب ارتجاع ذره-ذره و نیز تاثیر شرایط مرزی ذره-دیواره بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی حاکی از این است که هر دو مدل دراک، عبور حباب از درون بستر را بخوبی نشان می‌دهند. اگرچه هر دو مدل دراک روند تغییرات محلی ضریب انتقال حرارت با زمان را بطور مناسبی پیش‌بینی می‌کنند، اما مدل Gidaspow انطباق بهتری را نتایج تجربی ضریب انتقال حرارت از دیواره به بستر را نشان می‌دهد. همچنین دیده شده که ضرایب ارتجاع ذره-ذره و ذره-دیواره و نیز ضریب آینه‌ای تاثیر بسزایی بر انتقال حرارت درون بستر گاز-جامد حبابی دارند.</p>
تاریخ پذیرش: ۱۳۹۴/۰۲/۰۲	
واژگان کلیدی: انتقال حرارت، KTGF، CFD، مدل دو سیالی، مدل دراک، ضریب آینه‌ای.	

۱- مقدمه

مورد نیاز واکنش از دیواره راکتور تامین می‌گردد، ضروری است. برای رسیدن به یک طراحی بهینه و نیز کنترل سیستم‌های گاز-جامد، شناخت مشخصه‌های حرارتی امری الزامی است. لازم به ذکر است که تحقیقات در ارتباط با بسترهای حبابی حرارتی اغلب بدلیل پیچیده‌گی‌های سیستم و مشکلات اندازه‌گیری دقیق، بسیار محدود بوده است.

امروزه دینامیک سیالات محاسباتی به یک ابزاری قدرتمند برای شبیه‌سازی سیستم‌های چند فازی از جمله بسترهای سیال گاز-جامد تبدیل شده است. در سال‌های اخیر با افزایش هرچه بیشتر ظرفیت پردازشگرهای رایانه‌ها، شبیه‌سازی پدیده‌های پیچیده حتی در ابعاد صنعتی آسان گردیده است. در دهه‌های اخیر اگرچه هیدرودینامیک راکتورهای بستر سیال ایزوترمال بطور

راکتورهای بستر سیال بخاطر نرخ انتقال حرارت بالای ناشی از حرکت شدید ذرات جامد و سطح مشترک ویژه آنها، انتخاب مناسبی در عملیات‌های حرارتی گاز-جامد می‌باشند. بسترهای مذکور بدلیل بازدهی بالای حرارتی، بطور گسترده‌ای در فرایندهای شیمیایی همچون راکتورهای کاتالیستی و خشک‌کن‌ها استفاده می‌شوند. قابل توجه است که داشتن اطلاعات مربوط به ضریب انتقال حرارت دیواره به بستر زمانی که بخشی از حرارت

* پست الکترونیک نویسنده مسئول: s.h.hosseini@mail.ilam.ac.ir

۱- استادیار و عضو هیات علمی دانشگاه ایلام، دانشکده فنی و مهندسی، گروه مهندسی شیمی

۲. کارشناسی ارشد مهندسی شیمی، دانشگاه آزاد اسلامی واحد ماهشهر

گسترده‌ای مورد مطالعه قرار گرفته [۱، ۲]، تحقیقات اندکی در زمینه انتقال حرارت در این بسترها با استفاده از مدل‌سازی دینامیک سیالات محاسباتی صورت گرفته است [۳، ۴]. بمنظور مدل‌سازی هیدرودینامیک [۵، ۶] و انتقال حرارت [۳، ۴] بسترهای سیال، مدل دو سیالی اولرین-اولرین توسط محققین بطور وسیعی استفاده شده است. در این روش فازهای گاز و جامد به صورت پیوسته و نفوذپذیر درون حجم کنترل فرض می‌شوند که از نظر محاسباتی بصرفه بوده حال آنکه در روش دیگر یعنی اولرین-لاگرانژین که دینامیک ذره به صورت مجزا بررسی می‌گردد [۷، ۸]، با افزایش تعداد ذرات حجم محاسبات بطور چشم‌گیری افزایش می‌یابد و این امر سبب محدودیت در بکارگیری این تخمین می‌شود.

چنانچه اشاره شد، تحقیقات محدودی در زمینه انتقال حرارت سیستم‌های گاز-جامد صورت گرفته است. بهجت و همکاران [۹] هیدرودینامیک یک راکتور بستر حبایی حاوی یک و دو نوع ذره را بررسی نمودند. آنها با فرض تولید حرارت در ذرات جامد، توزیع دمای فاز گاز و ذرات جامد را در راکتور حبایی با استفاده از CFD محاسبه کردند. چانگ و همکاران [۱۰] در بررسی انتقال حرارت یک بستر حبایی حاوی دو نوع ذره دریافتند که ضریب تبادل حرارتی بین ذره-ذره با افزایش قطر ذرات و سرعت ظاهری گاز افزایش می‌یابد. دهنوی و همکاران [۱۱] در شبیه‌سازی هیدرودینامیک و انتقال حرارت دو بعدی یک راکتور پلیمریزاسیون نشان دادند که مدل‌های دراک مختلف، توزیع دمای تقریباً یکسانی را برای بستر نشان می‌دهند.

همچنین شبیه‌سازی حرارتی بسترهای گاز-جامد حبایی حاوی لوله‌ها و یا اجسام داخلی که برای تعدیل حرارت درون راکتور در صنعت بوفور استفاده می‌شوند، توسط برخی از محققین با استفاده از CFD انجام شده است [۱۲، ۱۳]. اگرچه اغلب فرآیندهای صنعتی شامل انتقال حرارت لوله به بستر می‌باشند، با این حال محققین برای مطالعه بهتر پدیده‌های انتقال و استخراج ساده‌تر نتایج تجربی مربوطه، به بررسی انتقال حرارت از دیواره بستر به درون بستر پرداخته‌اند. کوپیرز و همکاران [۳] با استفاده از مدل دو سیالی ترکیب با مدل ویسکوزیته ثابت تاثیر حباب ایجاد شده از جت کنار دیواره بر ضریب انتقال حرارت بین دیواره و بستر را مطالعه کردند. پس از آن

پتیل و همکاران [۴] دو مدل تئوری جنبشی جریان دانه‌ای و مدل دو سیالی ترکیب با مدل ویسکوزیته ثابت را برای مطالعه انتقال حرارت از دیواره بستر به درون آن استفاده نمودند. آنها نتایج تجربی ارزشمندی در ارتباط با ضریب انتقال حرارت از دیواره به درون بستر را نیز گزارش نمودند [۴].

قابل توجه است که مدل دراک در شبیه‌سازی انتقال ممنتوم بین فازهای گاز و ذرات حائز اهمیت است. برخی از محققین مدل‌های دراک تحت شرایط عملیاتی خاص را برای بسترهای گاز-جامد پیشنهاد کرده‌اند که از آن میان مدل‌های [۱۴] Gidaspow و [۱۵] Syamlal-O'Brien در بسیاری از کاربردها انطباق قابل قبولی را با نتایج تجربی از خود نشان داده‌اند. اگرچه مقالات فراوانی در مورد بررسی تاثیر مدل‌های دراک بر رفتار هیدرودینامیک بسترهای گاز-جامد وجود دارد اما گزارش‌های محدودی در ارتباط با تاثیر این ترم بر روی انتقال حرارت بسترهای سیال گاز-جامد موجود است. اخیراً آرمسترونگ و همکاران [۱۶] تاثیر دو مدل دراک Gidaspow [۱۴] و Syamlal-O'Brien [۱۵] را بر روی انتقال حرارت از دیواره با جت جانبی (بستر پتیل و همکاران) به ذرات درون بستر را بررسی نمودند. آنها دریافتند که هر دو مدل، رفتار حباب از داخل بستر را بطور قابل قبولی پیش بینی می‌کنند حال آنکه نوسانات ضریب انتقال حرارتی در نتایج مدل دراک Syamlal-O'Brien [۱۵] بیشتر از مدل Gidaspow [۱۴] است.

تئوری جنبشی جریان دانه‌ای یکی از مهم‌ترین تخمین‌ها برای مدل‌سازی حرکت ذرات است. این تئوری توسط ساواج [۱۷] معرفی شد که یک دمای دانه‌ای متناسب با انرژی جنبشی نوسانی سرعت جزء جامد پیشنهاد می‌کند. کاربرد تئوری جنبشی در مدل حرکتی مجموعه ذرات چگال تقریباً کشسان، بر اساس قیاس جنبشی گازهای چگال می‌باشد. بنابراین یک دمای دانه‌ای Θ برای نمایش انرژی سینتیکی نوسانات سرعت یا انرژی نوسانی مجازی به خاطر نوسانات سرعت ذرات معرفی گردید. در جریان دانه‌ای نوسانات سرعت ذرات میانگین می‌باشند، در نتیجه برخورد بین ذرات با همدیگر به شکل متوسط جریان فرض می‌شود [۱۷]. پتیل و همکاران [۴] در شبیه‌سازی انتقال حرارت از دیواره بستر حبایی به درون بستر نشان دادند که مدل تئوری جنبشی جریان دانه‌ای نتایج بهتری

پالس ۰/۲۵ ثانیه و فاصله زمانی پالس ۰/۲۵ ثانیه از طریق نازل به بستر وارد می‌شود. دیواره سمت راست بستر با دمای ثابت ۳۳۳ درجه کلوین حرارت داده می‌شود در حالی که دمای بستر در ۲۸۸ درجه کلوین ثابت باقی می‌ماند. ارتفاع ایستایی ذرات درون بستر ۰/۳۵ متر است.

۳- مدل سازی

۳-۱- شبکه عددی

مش‌بندی دو بعدی شامل ۱۱۵۰۰ مش چهار ضلعی با اندازه یکنواخت ۰/۰۱ متر در جهت عمودی و اندازه غیر یکنواخت در جهت افقی با کمترین اندازه ۰/۰۰۰۵ متر نزدیک دیواره داغ و ماکزیمم اندازه ۰/۰۰۶ متر نزدیک دیواره سمت چپ انجام شده است. قابل توجه است که ابعاد بستر و نیز شبکه عددی استفاده شده در این کار با ابعاد و شبکه عددی بکار برده شده توسط پتیل و همکاران [۴] و آرمسترونگ و همکاران [۱۶] یکسان می‌باشند. شکل ۱ نشان دهنده هندسه و مش‌بندی استفاده شده در شبیه‌سازی موجود می‌باشد.

۳-۲- معادلات حاکم

مدل اولرین-اولرین در نرم افزار فلونت ۶,۳,۲۶ برای لحاظ کردن برخوردهای بین گاز و ذرات دانه‌ای در بستر سیال مورد استفاده قرار گرفته است. این مدل، وجود دو فاز متفاوت درون یک حجم کنترل را با تعریف متغیر جزء حجمی ممکن ساخته است. فاز جامد شامل ذرات دانه‌ای کروی با قطر یکسان است. این دو فاز به صورت مجزا با استفاده از معادلات جرم و ممنتوم حل می‌شوند. جزئیات معادلات در همین بخش ارائه می‌گردند. نوسانات جنبشی بین ذرات بر اساس تئوری جنبشی جریان دانه‌ای بررسی شده است. تاثیرات جرم و نیروی لیفت قابل صرف نظر است زیرا نیروی لیفت فقط ذرات با اندازه بزرگ را تحت تاثیر قرار می‌دهد که در اینجا می‌توان از آن صرف نظر کرد. از مدل‌های دراگ Gidaspow و Syamlal-O'Brien نشان داده شده در معادلات (۱۲) تا (۱۸)، برای تبادل بین فازی گاز-جامد استفاده شده است.

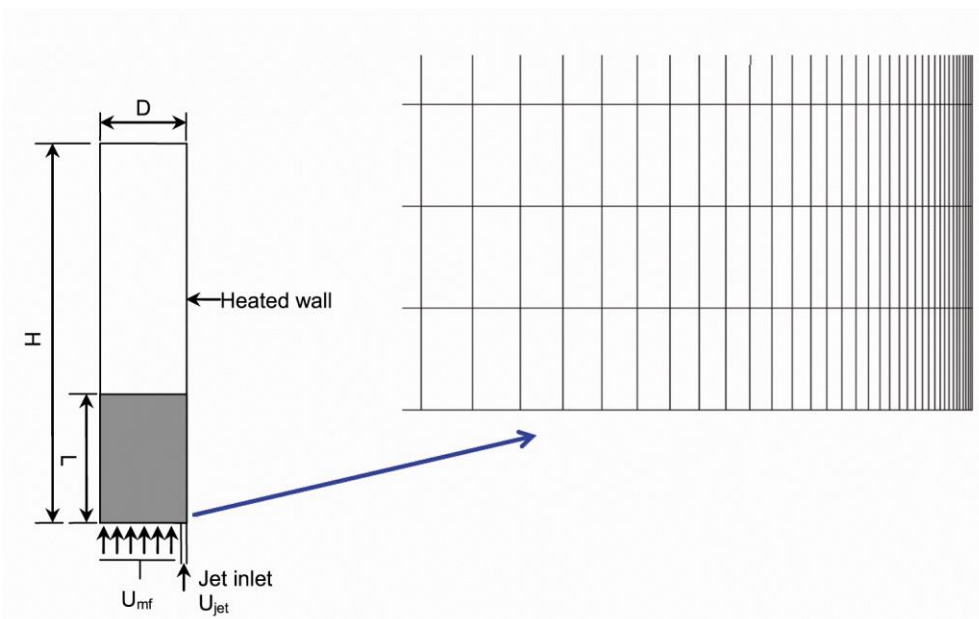
نسبت به مدل دو سیال ترکیب با مدل ویسکوزیته ثابت پیش‌بینی می‌کند. بنابراین از تئوری جنبشی جریان دانه‌ای در این تحقیق استفاده شده است.

ضریب ارتجاع نیز توسط جنکینز و همکاران [۱۹، ۱۸، ۱۷] برای محاسبه اتلاف انرژی به علت برخورد ذرات معرفی شده است. مقدار این ضریب بین صفر و یک است به طوری که در آن مقدار صفر برخورد کاملاً غیرکشسان را نشان داده، در حالی که ضریب ۱ برخوردهای کاملاً الاستیک را بیان می‌کند. این ضریب و پارامترهای مهم شرایط مرزی دیواره و ذرات (مانند ضریب ارتجاع ذره-دیواره و ضریب آینه‌ای) در سیستم‌های مختلف گاز جامد به منظور بررسی‌های صرفاً هیدرودینامیکی، از سوی محققین مطالعه شده‌اند [۲۰، ۲۱، ۲۲، ۲۳].

کار حاضر انجام یک مطالعه پارامتری از فرآیند انتقال حرارت در بستر سیال حبایی با دیواره گرم با استفاده از نظریه جنبشی جریان دانه‌ای است. تاثیر دو مدل دراگ Gidaspow [۱۴] و Syamlal-O'Brien [۱۵] بر هیدرودینامیک و انتقال حرارت در بستر سیال شامل جت جانبی گاز مورد بررسی قرار گرفته است. علاوه بر آن، بهینه سازی پارامتری ضرایب ارتجاع و آینه‌ای با استفاده از مقایسه مدل پیشنهادی با نتایج تجربی انتقال حرارت در سیستم مورد مطالعه انجام شده است. تاثیر سرعت جت گاز نیز مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج بدست آمده از هر دو مدل دراگ با نتایج تجربی پتیل و همکاران [۴] برای بررسی اعتبار مدل مقایسه گردیده است.

۲- بستر حبایی گاز-جامد مورد مطالعه

در این تحقیق بستر حبایی گاز-جامد پتیل و همکاران [۴]، شبیه‌سازی شده است، بنابراین نتایج شبیه‌سازی موجود با نتایج تجربی گزارش شده در مرجع [۴] برای بررسی اعتبار مدل، مقایسه می‌گردند. بستر مورد مطالعه شبه دو بعدی (۱۵m×۱/۰m×۰/۲۹۲۵m) بوده که در آن گاز بصورت یک جت ضربه‌ای با سرعت‌های ۵ و ۷ متر بر ثانیه از طریق نازل به بستر وارد می‌شود. قطر نازل ۱۵ میلی‌متر می‌باشد. جت ضربه‌ای (pulsating jet) به طول



شکل ۱- هندسه و مش بندی

معادلات پیوستگی:

تنسور تنش برای فاز q:

$$\bar{\tau}_q = \varepsilon_q \mu_q (\nabla \vec{v}_q + \nabla \vec{v}_q^T) + \varepsilon_q (\lambda_q - \frac{2}{3} \mu_q) \nabla \cdot \vec{v}_q \bar{I}_q \quad (5)$$

فاز گاز

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \rho_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (1)$$

فاز جامد

$$\frac{\partial(\varepsilon_s \rho_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad (2)$$

که در آن ρ و \vec{v} بترتیب دانسیته و سرعت فازها می‌باشند.

معادله بقاء ممنتوم فاز گاز:

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g (\vec{v}_g \otimes \vec{v}_g)) = -\varepsilon_g \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_g + \varepsilon_g \rho_g \vec{g} + K_{gs} (\vec{v}_g - \vec{v}_s) \quad (3)$$

معادله بقاء ممنتوم فاز جامد:

$$\frac{\partial(\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s (\vec{v}_s \otimes \vec{v}_s)) = -\varepsilon_s \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_s + \varepsilon_s \rho_s \vec{g} + K_{gs} (\vec{v}_g - \vec{v}_s) \quad (4)$$

که ارتباط جزء حجمی فازها چنین $\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_g$ می‌باشد.

معادلات انرژی حرارتی:

در معادله انرژی ترم پراکندگی لزجت در مقابل دیگر ترم‌های معادله انرژی همچون انباشت حرارتی، هدایت، جابجایی و انتقال بین فازی قابل اغماض است [۱۶، ۹، ۴].

فاز گاز:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_g \rho_g H_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g H_g) = \nabla \cdot \varepsilon_g K_{g,eff} \nabla T_g - h_{gs} (T_s - T_g) \quad (6)$$

فاز جامد:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_s \rho_s H_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s H_s) = \nabla \cdot \varepsilon_s K_{s,eff} \nabla T_s - h_{sg} (T_s - T_g) \quad (7)$$

بقاء انرژی جنبشی ذرات بر طبق دمای دانه‌ای Θ_s که

از جریان تئوری جنبشی دانه‌ای بدست می‌آید [۲۴]:

$$A = \varepsilon_g^{0.14}; B = \varepsilon_g^{2.65} \text{ for } \varepsilon_g > 0.85$$

$$A = \varepsilon_g^{0.14}; B = 0.8\varepsilon_g^{1.28} \text{ for } \varepsilon_g \leq 0.85$$

(۱۸)

ویسکوزیته برشی فاز جامد ترکیبی از تاثیرات برخوردها، سنتیک و اصطکاک است. برای هر جریان چگال، ویسکوزیته اصطکاکی در نتیجه جزء حجمی برای ذرات ظاهر می‌شود که نزدیک به محدوده پر شده است. اصطکاک ایجاد شده بین ذرات مقدار قابل ملاحظه‌ای تنش ایجاد می‌کند. در این تحقیق مدل پیشنهاد شده توسط Schaeffer [۲۶] که برای ویسکوزیته اصطکاکی در موارد چگال استفاده می‌شود، بکار برده شده است. فشار جامدات ترکیبی از دو ترم است، ترم اول نشان دهنده سینتیک و ترم دوم در نتیجه برخورد ذرات است. معادله (۲۵) از معادله حالت مشابه معادله حالت واندروالس برای گازها، تعیین شده است.

ویسکوزیته برشی جامد:

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin} + \mu_{s,fr} \quad (20)$$

ویسکوزیته برخوردی جامد [۲۵ و ۲۷]:

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{3} \varepsilon_s d_s \rho_s g \cdot (1 + e) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (21)$$

ویسکوزیته جنبشی Gidaspow [۲۵]:

$$\mu_{s,kin} = \frac{\varepsilon_s d_s \rho_s \sqrt{\theta_s \pi}}{6(3-e)} \left[1 + \frac{2}{3} \varepsilon_s g \cdot (1 + e) (3e - 1) \right] \quad (22)$$

ویسکوزیته اصطکاکی جامد: در جریان‌های چگال با تنش پایین، جایی که درصد حجمی جزء جامد نزدیک محدوده پر شدن باشد، ایجاد تنش اساساً بخاطر اصطکاک بین ذرات است [۲۶]:

$$\mu_{s,fr} = \frac{p_s \sin \theta}{2\sqrt{I_{VD}}} \quad (23)$$

ویسکوزیته توده جامد: نقش مقاومت فاز جامد در برابر فشردگی یا انبساط بستر را بازی می‌کند [۲۸]:

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \varepsilon_s d_s \rho_s g \cdot (1 + e) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (24)$$

فشار ذرات جامد [۲۸]:

$$p_s = \varepsilon_s \rho_s \theta_s + 2\rho_s (1 + e) \varepsilon_s g \cdot \theta_s \quad (25)$$

تابع توزیع شعاعی، احتمال برخورد ذرات هنگامی که فاز دانه‌ای چگال می‌شود را نشان می‌دهد [۲۹]:

$$\frac{2}{3} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_s \rho_s \theta_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s \theta_s) \right] =$$

$$(-p_s \cdot \bar{I} + \bar{\tau}_s) : \nabla \vec{v}_s + \nabla \cdot (k_{\theta_s} \cdot \nabla \theta_s) - \gamma_{\theta_s} + \chi_{gs} \quad (8)$$

$$\gamma_{\theta_s} = \frac{12(1-e)^2 g}{d_s \sqrt{\pi}} \varepsilon_s \rho_s \theta_s^{2/3} \quad (9)$$

$$\chi_{gs} = -3 K_{gs} \theta_s \quad (10)$$

جمله اول سمت راست معادله (۸) ایجاد انرژی نوسانی ناشی از تنش در فاز جامد، جمله دوم نفوذ نوسانی انرژی (k_{θ_s} ضریب نفوذ)، انرژی پراکندگی ناشی از برخورد غیرالستیکی ذرات و همچنین پراکندگی یا ایجاد انرژی دانه‌ای بخاطر نیروهای نوسانی وارد شده توسط گاز از بین ذرات با سرعت‌های نوسانی می‌باشد.

ضریب نفوذ دانه‌ای Gidaspow [۲۵]:

$$k_{\theta_s} = \frac{10 \cdot \rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{384(1+e)g} \left[1 + \frac{2}{3} \varepsilon_s g \cdot (1 + e) \right]^2 + 2 \varepsilon_s \rho_s d_s (1 + e) g \cdot \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} \quad (11)$$

مدل دراگ Gidaspow [۱۵]:

$$k_{gs} = 10 \cdot \frac{\varepsilon_s \mu_g}{\varepsilon_g d_s} + 1.75 \frac{\varepsilon_s \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \text{ for } \varepsilon_g \leq 0.8 \quad (12)$$

$$k_{gs} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \varepsilon_g^{-2.65} \text{ for } \varepsilon_g > 0.8 \quad (13)$$

$$C_D = \frac{24}{\varepsilon_g Re_s} \left[1 + 0.15 (\varepsilon_g Re_s)^{0.687} \right] \quad (14)$$

مدل دراگ Syamlal [۱۶]:

$$K_{gs} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{v_{r,s} d_s} C_D \left(\frac{Re_s}{v_{r,s}} \right) |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \quad (15)$$

$$C_D = \left(0.63 + \frac{0.8}{\sqrt{Re_s v_{r,s}}} \right)^2 \quad (16)$$

$$v_{r,s} = 0.5(A - 0.06 Re_s) + \sqrt{(0.06 Re_s)^2 + 0.12 Re_s (2B - A) + A^2} \quad (17)$$

$v_{r,s}$ در رابطه بالا یک رابطه سرعت پایانی (حد) است و

در سرعت مینیمم سیالیت است. جت هوا بطور پیوسته و پالسی از طریق نازل کنار دیواره به بستر وارد می شود. دیواره‌های که گرما به بستر منتقل می‌کند دارای دمای ثابتی است درحالی که سایر دیواره‌ها آدیاباتیک فرض شده‌اند. شرایط مرزی برای فاز گاز در طول دیواره با شرط بدون لغزش در نظر گرفته شده در حالی که با توجه به شرایط مرزی ارائه شده توسط سینکلایر و جاکسون [۳۱]، ذرات دارای حرکت در کنار دیوار هستند. پارامترهای مورد نیاز برای شبیه‌سازی در جدول ۱ ارائه شده‌اند.

۳-۴- شبیه سازی عددی

روش حجم محدود برای حل معادلات حاکم استفاده شده است. در ارتباط با کوپل کردن فشار و سرعت برای جریان‌های چند فاز از الگوریتم PC-SIMPLE [۳۲] استفاده شده است. گسسته‌سازی ترم‌های جابجایی بر اساس مدل upwind مرتبه دوم انجام شده است. گام زمانی ۰/۰۰۱ بوده که برای اطمینان از همگرایی ماکزیمم تکرارها ۵۰ مرتبه به ازای هر گام زمانی انتخاب شده است. مشخصه همگرایی برای دو تکرار 1×10^{-3} استفاده شده است.

۴- بهینه سازی پارامترهای هیدرودینامیکی

در اینجا تاثیر برخی از پارامترهای مهم هیدرودینامیکی بر انتقال حرارت بستر سیال حبایی مورد مطالعه قرار می‌گیرد و نتایج شبیه‌سازی با نتایج تجربی پتیل و همکاران [۴] برای بررسی اعتبار مدل، مقایسه می‌شود. بعد از مطالعه تاثیر پارامترهای مدلسازی بر نتایج CFD، نتایج مدل موجود مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرند.

جدول ۱ پارامترهای شبیه سازی

توضیحات	مقدار	واحد
سرعت گاز	۷٫۵	m/s
چگالی گاز	۱/۲۲۵	kg.m ⁻³
ویسکوزیته گاز	$1/79 \times 10^{-5}$	Pa s
ظرفیت گرمایی گاز	۹۹۴	J/kg k
هدایت گرمایی گاز	۰/۰۲۵۷	W/k m
قطر ذرات جامد	۲۸۰	μm
چگالی ذرات جامد	۲۶۰۰	kg.m ⁻³
ظرفیت گرمایی ذرات جامد	۷۳۷	J/kg k
هدایت گرمایی ذرات جامد	۱	W/k m

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,max}} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (26)$$

۱-۲-۳- انتقال حرارت درون فازی

ضریب انتقال حرارت وابسته به عدد ناسلت است که به صورت زیر است:

$$h_{gs} = \frac{k_g \varepsilon_s \varepsilon_g Nus}{d_p} \quad (27)$$

رابطه تجربی برای ضریب انتقال حرارت بین فازی توسط Gunn [۳۰] پیشنهاد گردید که وابسته به عدد ناسلت، رینولدز و پرائنتل است:

$$Nus = (\gamma - 1) \varepsilon_g + \varepsilon_g \left[1 + 0.7(Re_p)^{-1/4} (Pr)^{1/4} \right] + (1.33 - 2.4 \varepsilon_g + 1.2 \varepsilon_g)(Re_p)^{-1/4} \quad (28)$$

$$Pr = \frac{c_p \mu_g}{k_g} \quad (29)$$

ضرایب هدایت حرارتی موثر فاز گاز و جامد بقرار زیر اند:

$$K_{g,eff} = \left(\frac{1 - \sqrt{\alpha_s}}{\alpha_g} \right) K_g \quad (30)$$

$$K_{s,eff} = \frac{1}{\sqrt{\alpha_s}} k_g [\omega A + (1 - \omega) \Gamma] \quad (31)$$

$$\Gamma = \frac{\gamma}{\left(1 - \frac{B}{A}\right)} \left[\frac{(A-1)B}{\left(1 - \frac{B}{A}\right)^2 A} \ln \left(\frac{A}{B} \right) - \frac{(B-1)}{\left(1 - \frac{B}{A}\right)} - \frac{(B+1)}{\gamma} \right] \quad (32)$$

که در آن

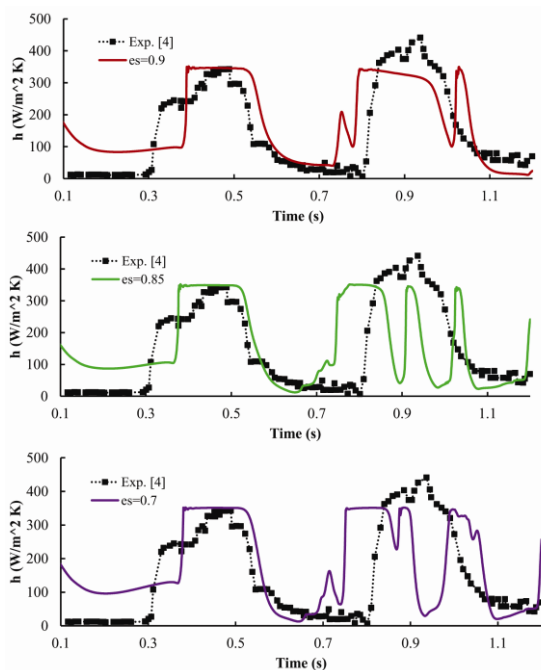
$$A = \frac{K_s}{K_g}, B = 1.25 \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_g} \right)^{1/9}, \omega = 7.26 \times 10^{-3}$$

۳-۳- شرایط مرزی و اولیه

شرایط اولیه و مرزی تعیین شده در شبیه‌سازی‌ها بر اساس مرجع [۴] می‌باشد. ورودی جت هوا در نازل بصورت پالسی دارای سرعت‌های ۵ و ۷ متر بر ثانیه است، و ورودی هوا در مابقی توزیع کننده گاز بصورت یکنواخت

اکنون پارمتر مدل‌سازی مربوط به شرایط مرزی دیواره و ذرات یعنی ضریب دیواره-ذره مطالعه می‌گردد. بدین منظور مقادیر مختلفی از این ضریب انتخاب شده و تاثیر آنها بر روی نتایج CFD ارزیابی می‌گردد. برای انتخاب بهترین مقدار ترم مذکور نتایج مدل با نتایج تجربی پتیل و همکاران [۴] مقایسه می‌شوند. شکل ۳ نتایج شبیه‌سازی با استفاده از مدل دراگ Gidaspow و ضریب ارتجاع ذره-ذره e_w و ضریب آینه‌ای e_s برای 0.9 مختلف را نشان می‌دهد.

همانطور که در شکل ۳ بوضوح دیده می‌شود تاثیر ضریب ارتجاع ذره-دیواره بر ضریب انتقال حرارت بین دیواره به ذرات نیز قابل ملاحظه بوده چرا که این ضریب نتایج هیدرودینامیک را تحت تاثیر قرار می‌دهد. پیداست که بهترین نتایج توسط ضریب e_w برابر با 0.95 ایجاد می‌شود. لذا e_w برابر با 0.95 در تمامی شبیه‌سازی‌های بعدی استفاده می‌شود.



شکل ۲ مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Gidaspow با داده‌های آزمایشگاهی در ارتفاع 0.092 متر بالاتر از توزیع کننده گاز با e_s های مختلف.

۴-۲- ضریب آینه‌ای

یکی دیگر از پارامترهای مهم و تاثیر گذار بر هیدرودینامیک بسترهای گاز-جامد ضریب آینه‌ای است که در جریان‌های چند فازی دانه‌ای مورد استفاده قرار

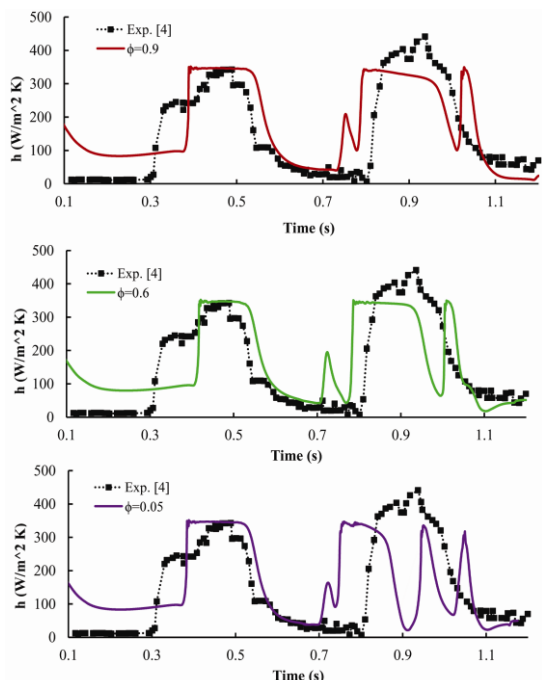
ضریب لغزش ذره-دیوار	$0.018, 0.095, 0.06$	-
ضریب لغزش ذره-ذره	$0.0185, 0.09, 0.07$	-
ضریب آینه‌ای	$0.06, 0.09, 0.05$	-

۴-۱- ضریب ارتجاع ذره-ذره (e_s)، ذره-دیواره (e_w)

ضریب ارتجاع برای محاسبه اتلاف انرژی به علت برخورد ذرات مورد بررسی قرار می‌گیرد. این ضریب برخورد ذرات را کیفی‌سازی می‌کند به طوری که در آن مقدار صفر برخورد کاملاً غیرکشسان را نشان داده، در حالی که مقدار ۱ برخوردهای کاملاً الاستیک را نشان می‌دهد. کارهای انجام شده در گذشته نشان داده است که کاهش ضریب ارتجاع منجر به کمتر شدن برخورد ذرات الاستیک و در نتیجه اتلاف بیشتر انرژی و افزایش مقدار انرژی نوسانی می‌گردد. همچنین برای مقادیر بالای ضریب ارتجاع، تقریباً تمام انرژی که در طول برخورد ذرات حفظ شده است، منجر به حرکت جنبش فعال ذرات می‌شود. در این تحقیق مقادیر مختلف این ضریب در شبیه‌سازی استفاده می‌شود تا بتوان بهترین مقدار آن را بدست آورد، برای این منظور نتایج مدل با نتایج تجربی پتیل و همکاران [۴] مقایسه می‌شوند.

شکل ۲ نتایج شبیه‌سازی با استفاده از مدل دراگ Gidaspow و ضریب ارتجاع ذره-دیواره 0.95 و ضریب آینه‌ای 0.9 برای e_s مختلف را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود تاثیر ضریب ارتجاع ذره-ذره بر ضریب انتقال حرارت بین دیواره به ذرات قابل ملاحظه بوده چرا که این ضریب نتایج هیدرودینامیک را متاثر می‌کند. با توجه به رفتار پیچیده هیدرودینامیک این سیستم‌ها و متعاقباً تاثیر شدید آن بر روی انتقال حرارت، خطای نتایج شبیه‌سازی ضریب انتقال حرارت جابجایی با زمان در این بسترها قابل ملاحظه است، بنابراین اکثر محققین [۴، ۱۶] قیاس کیفی یا بررسی روند تغییرات ضریب انتقال حرارت با زمان را گزارش نموده‌اند. بر این اساس در این کار نیز به قیاس کیفی بسنده می‌شود. از نتایج پیداست که ضریب e_s برابر با 0.9 منجر به نتایج بهتری در مقایسه با دیگر مقادیر می‌گردد بویژه بین زمان 0.8 تا 1.1 ثانیه. لذا e_s برابر با 0.9 در تمامی شبیه‌سازی‌های بعدی استفاده می‌شود.

در ادامه این تحقیق با ضرایب بهینه بدست آمده در فوق یعنی e_s برابر $0/9$ ، e_w برابر $0/95$ و ϕ برابر $0/9$ به مطالعه و بررسی مابقی نتایج پرداخته می‌شود.



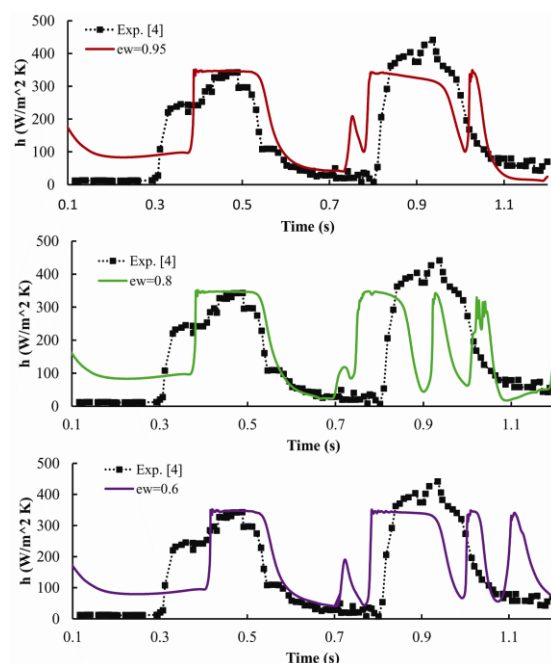
شکل ۴ مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Gidaspow با داده‌های آزمایشگاهی در ارتفاع $0/092$ متر بالای توزیع کننده گاز با ضریب آینه ای (ϕ) های مختلف.

۵- نتایج محاسبات

۵-۱- عملکرد جت پالسی

شکل ۵ کانتور جزء حجمی ذرات جامد برای دو مدل دراگ Syamlal و Gidaspow در گام‌های زمانی $0/1$ ، $0/3$ ، $0/5$ و $0/6$ ثانیه را نشان می‌دهد. سرعت ورودی پالسی 5 متر بر ثانیه می‌باشد. حرکت حباب در کنار دیواره نشان دهنده الگوی مشابه برای هر دو مدل است. ورود سریع هوا در $0/1$ ثانیه با سرعت 5 متر بر ثانیه شکل‌گیری حباب در پایین بستر را منجر می‌گردد. با توجه به پالسی بودن سرعت جت در $0/3$ ثانیه هوای ورودی برای $0/5$ ثانیه متوقف شده است. حباب تشکیل شده رو به بالا حرکت می‌کند و ذرات حول حباب می‌چرخند تا فضای خالی پایین را اشغال نمایند؛ تا زمانی که بعد از $0/5$ ثانیه (بدلیل رفتار پالسی گاز ورودی) مجدداً جت هوا به بستر وارد شده و حباب جدید از طریق

می‌گیرد. وقتی این ضریب برابر صفر است، مقدار تنش برشی وارد شده به دیواره برابر صفر فرض می‌شود (شرط لغزشی) و اگر مقدار آن برابر 1 باشد (شرط غیر لغزشی) مقدار زیادی انتقال اندازه حرکت در عرض دیوار ایجاد می‌شود. در این بخش مقادیری از این ضریب برای مشاهده تاثیر این ترم بر روی نتایج CFD ارزیابی می‌گردند. همانطور که قبلاً نیز اشاره شد برای انتخاب بهترین مقدار ترم مذکور نتایج مدل با نتایج تجربی پتیل و همکاران [۴] مورد مقایسه قرار می‌گیرند.



شکل ۳ مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Gidaspow با داده‌های آزمایشگاهی در ارتفاع $0/092$ متر بالای توزیع کننده گاز با e_w های مختلف.

شکل ۴ نتایج شبیه‌سازی با استفاده از مدل دراگ Gidaspow و ضریب ارتجاع ذره-ذره $0/9$ و ضریب ارتجاع ذره-دیواره برابر با $0/95$ برای ϕ مختلف را نشان می‌دهد. همانگونه که در شکل ۴ دیده می‌شود تاثیر ضریب آینه‌ای بر ضریب انتقال حرارت بین دیواره به ذرات محسوس بوده زیرا این ضریب نتایج هیدرودینامیک، بخصوص تشکیل حباب، را تحت تاثیر قرار می‌دهد. از شکل مشخص است که بهترین نتایج توسط ضریب آینه‌ای $\phi = 0/9$ تولید می‌گردد.

ذرات بسمت دیواره مربوط می‌شود. البته این مجموعه کوچک ذرات توسط حباب که خود سبب کاهش ضریب انتقال حرارت می‌شود، حمل می‌گردند (بعد از ۰/۷ ثانیه). بنابراین، اختلاف در نتایج مدل‌های دراگ می‌تواند نشان دهنده وجود یک لایه نازک از ذرات در کنار دیواره باشد که با حرکت حباب در بستر تغییر می‌کند.

مدل دراگ Syamlal پیک افزایش ضریب انتقال حرارت را با تاخیر بیشتری نسبت به مدل دراگ Gidaspow و نتایج تجربی نشان می‌دهد. اگرچه هر دو مدل روندی مشابه با داده‌های آزمایشگاهی نشان می‌دهند، اما مدل دراگ Gidaspow تطابق بهتری را با نتایج تجربی از خود نشان می‌دهد.

همچنین برای یک مقایسه کمی بین نتایج شبیه‌سازی این تحقیق با کارهای انجام شده در این زمینه، نتایج شبیه‌سازی CFD پتیل و همکاران [۴] و همچنین نتایج عددی اخیر آرمسترونگ و همکاران [۱۶] در شکل ۶ ارائه شده‌اند. همانطور که دیده می‌شود نتایج مدل CFD استفاده شده در این تحقیق تطابق بهتری را نسبت به کارهای گذشته برای ترم ضریب انتقال حرارت محلی از خود نشان می‌دهند.

۳-۵- تغییر سرعت

شکل‌های ۸ و ۹ مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل‌های دراگ Syamlal و Gidaspow با نتایج آزمایشگاهی برای سرعت جت ۷ متر بر ثانیه را نشان می‌دهد. همانطور که در قبل نیز ذکر شد مقادیر بالای پیش‌بینی شده ضریب انتقال حرارت در آغاز فقط بعلا شریط شروع شبیه‌سازی‌ها بوده است (با فرض اینکه تمام بستر در ابتدا در دمای محیط باشد)، که این امر هم با شرایط اولیه آزمایش‌ها یکسان نیست. اختلاف بین نتایج محاسباتی و تجربی با گذشت زمان رو به کاهش است.

هر دو مدل دراگ نتایج مناسبی را برای ضریب انتقال حرارت محاسبه می‌کنند. پیک‌های مشاهده شده را می‌توان به تشکیل حباب‌ها نسبت داد که در آن عبور اولین حباب، اولین پیک را منجر و حباب دوم دومین پیک را باعث می‌گردد. با افزایش سرعت جت اندازه حباب

نازل به درون بستر وارد می‌گردد. در ۰/۶ ثانیه، اولین حباب تقریباً در حال خارج شدن از سطح بستر حاوی ذرات است و نیز هر دو مدل دراگ تشکیل یک حباب کوچکتر در نزدیکی اولین حباب در بالای بستر به دلیل گردش مجدد ذرات را پیش‌بینی می‌کنند. این رفتار وابسته به زمان حباب، توسط بسیاری از محققین تایید شده است.

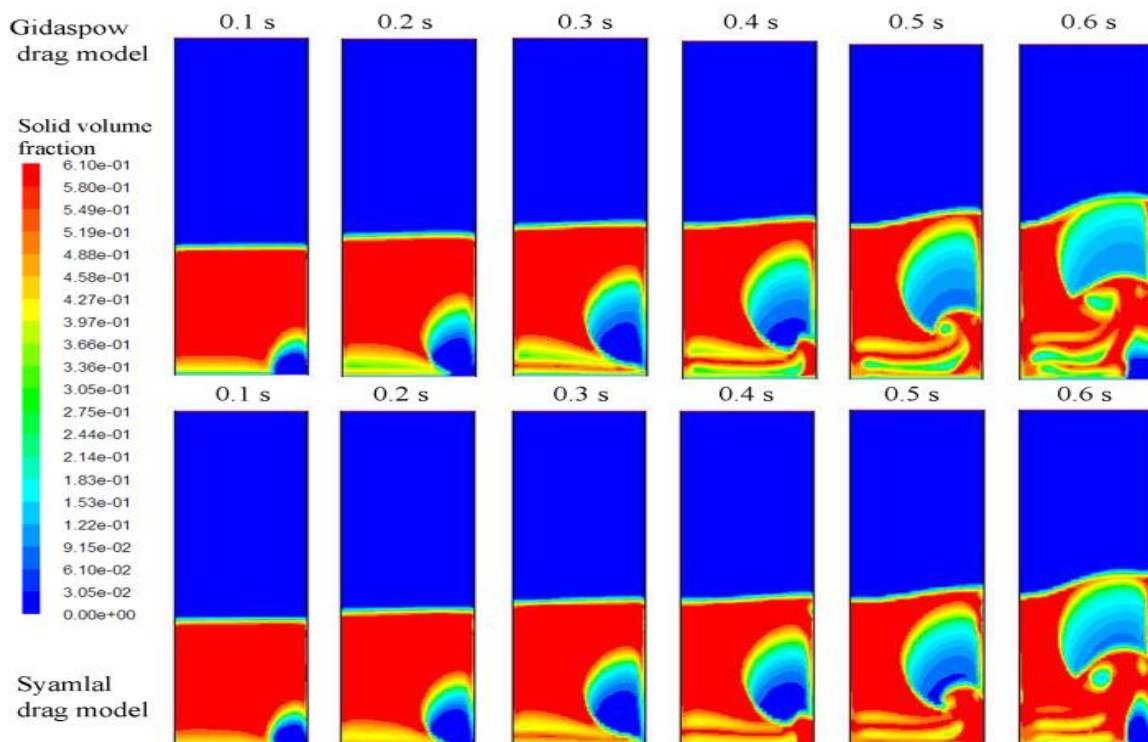
قابل ذکر است که مدل دراگ Gidaspow در ناحیه توزیع کننده گاز که در آن سرعت هوا برابر سرعت مینیمم سیالیت است حباب‌های درشت‌تری نسبت به مدل Syamlal را پیش‌بینی می‌کند که خود باعث ایجاد تفاوت‌هایی بین دو مدل دراگ در نتایج عددی انتقال حرارت می‌گردد.

۲-۵- تاثیر نیروی دراگ بر انتقال حرارت

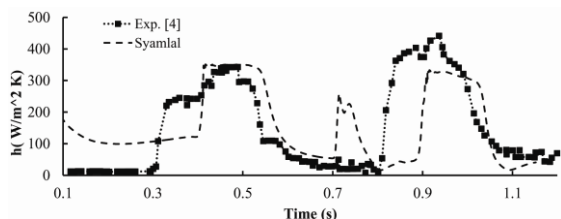
شکل‌های ۶ و ۷ مقایسه بین مقادیر محاسبه شده آزمایشگاهی و ضرایب انتقال حرارت اندازه‌گیری شده توسط دو مدل دراگ Syamlal و Gidaspow در ارتفاع ۰/۰۹۲ متر بالاتر از توزیع کننده گاز در بستر حبابی مورد مطالعه که با یک جت گاز پالسی با سرعت ۵ متر بر ثانیه و طول پالس ۰/۲۵ ثانیه و فاصله پالس ۰/۲۵ ثانیه عمل می‌کند را نشان می‌دهد. اختلاف بین نتایج شبیه‌سازی و داده‌های آزمایشگاهی در ابتدا (قبل از ۰/۲ ثانیه) به دلیل تفاوت در حالت‌های اولیه شبیه‌سازی و آزمایشگاهی است. در شبیه‌سازی، بستر در ابتدا در دمای اتاق در نظر گرفته می‌شود در حالی که در حالت آزمایشگاهی اینگونه نیست. در آزمایش‌ها، قبل از شروع اندازه‌گیری ضریب انتقال حرارت، ناحیه نزدیک دیواره گرم می‌شود.

همانگونه که در شکل‌های ۶ و ۷ دیده می‌شود هر دو مدل دراگ عبور حباب از روی حسگر حرارتی و همچنین تجمع ذرات برگشتی به پایین حباب (wake) در کنار دیواره را نشان می‌دهند. پیک‌های مشاهده شده در هر دو مدل (بیشترین مقدار ضریب انتقال حرارت) زمانی ایجاد می‌شوند که ذرات بعد از قطع هوای ورودی بدلیل پالسی بودن، به درون wake برگشت یافته و تجمع کنار دیواره ایجاد کنند.

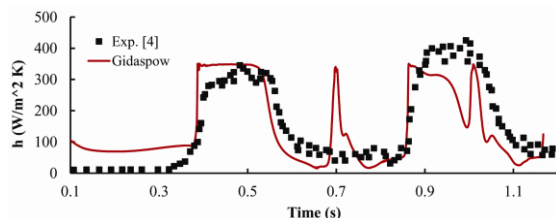
هر دو مدل دراگ نوسان انتقال حرارت در ۰/۷ ثانیه را نشان می‌دهند که این موضوع به برگشت یک مجموعه



شکل ۵ کانتور جزء حجمی دو مدل دراگ در زمان های ۰/۱، ۰/۳، ۰/۵، و ۰/۶ ثانیه.

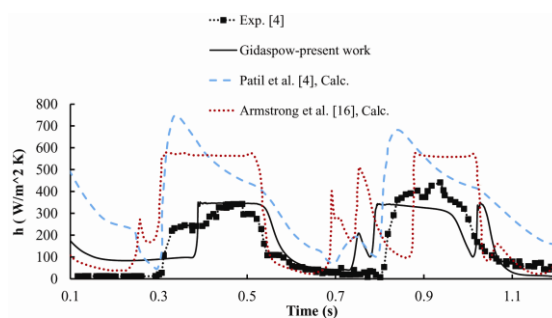


شکل ۷- مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Syamlal با داده های آزمایشگاهی برای سرعت جت ۵ متر بر ثانیه در ارتفاع ۰/۰۹۲ متر بالای توزیع کننده گاز.

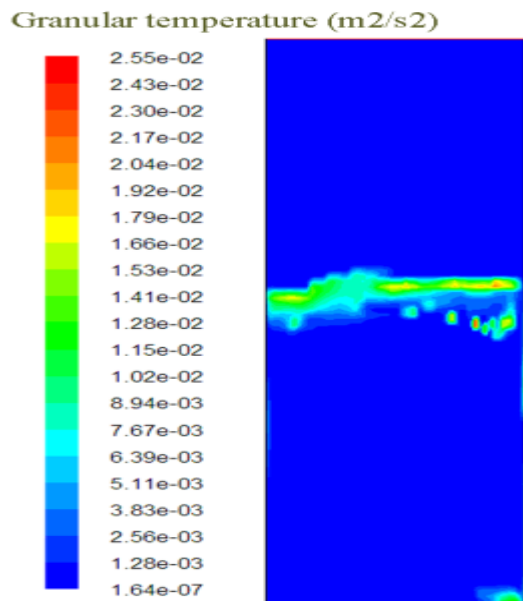


شکل ۸- مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Gidaspow با داده های آزمایشگاهی برای سرعت جت ۷ متر بر ثانیه در ارتفاع ۰/۰۹۲ متر بالای توزیع کننده گاز.

افزایش می‌یابد، که در این صورت زمان چرخش ذرات به سمت دیواره افزایش یافته و سبب افزایش دوره زمانی بین دو پیک ضریب انتقال حرارت می‌گردد. این موضوع به خوبی توسط مدل نشان داده شده است.



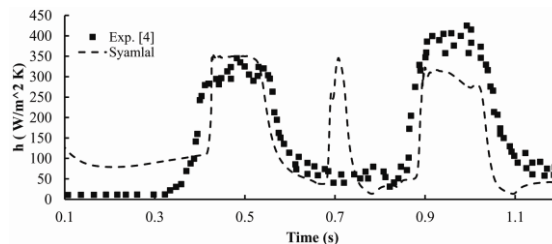
شکل ۶- مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Gidaspow با داده های آزمایشگاهی و نتایج مدل دیگر محققین برای سرعت جت ۵ متر بر ثانیه در ارتفاع ۰/۰۹۲ متر بالای توزیع کننده گاز.



شکل ۱۰ کانتور دمای دانه ای با استفاده از مدل دراگ Gidaspow در سرعت جت ۵ متر بر ثانیه.

۶- نتیجه گیری

شبیه‌سازی CFD یک راکتور گاز-جامد حبابی با استفاده از تخمین اولرین-اولرین دو سیالی ترکیب با تئوری جنبشی جریان گرانولی انجام شده است. بستر حبابی حاوی گرانول‌های کروی با قطر میانگین ۲۸۰ میکرون بوده که در پایین بستر (بسمت دیواره گرم) یک جت پالسی با سرعت‌های ۵ و ۷ متر بر ثانیه به درون بستر هدایت می‌شود. در بررسی پارامترهای مهم مدلسازی مشخص شد که ضرایب ارتجاع ذره-ذره و ذره-دیواره و نیز ضریب آینه‌ای تاثیر بسزایی بر روی انتقال حرارت بستر شبه دوبعدی مورد مطالعه از خود نشان می‌دهند. ضرایب انتقال حرارت محلی با داده‌های آزمایشگاهی بر اساس دو مدل دراگ Syamlal-O'Brien و Gidaspow مقایسه گردیدند. مقایسه کانتورهای دو مدل دراگ نشان دهنده روند مشابهی برای عبور حباب از کنار دیواره بود. حال آنکه این مدل‌ها کنار توزیع کننده یکنواخت گاز، رفتار متفاوتی را نشان می‌دادند.



شکل ۹- مقایسه ضریب انتقال حرارت مدل دراگ Syamlal با داده‌های آزمایشگاهی برای سرعت جت ۷ متر بر ثانیه در ارتفاع ۰/۰۹۲ متر بالای توزیع کننده گاز.

با مقایسه کیفی و کمی نتایج موجود در اشکال ۵، ۶ و ۸ و نتایج گزارش شده در کارهای گذشته [۱۶ و ۴] مشاهده می‌شود که مدل پیشنهاد شده در این تحقیق بهبود قابل ملاحظه‌ای را در نتایج شبیه‌سازی انتقال حرارت این سیستم‌ها منجر شده است.

شکل ۱۰ کانتور دمای دانه‌ای محاسبه شده با استفاده از مدل دراگ Gidaspow برای سرعت جت هوای ۵ متر بر ثانیه در زمان ۱/۱۵ ثانیه رسم شده است. همانطور که دیده می‌شود بیشترین مقدار دمای دانه‌ای محاسبه شده در بالای بستر می‌باشد. در این ناحیه بواسطه ترکیدن حباب بالارونده، نوسانات و برخورد ذرات نسبت به دیگر نواحی شدیدتر است. این رفتار دمای دانه‌ای در بسیاری از سیستم‌های گاز-جامد از جمله بسترهای حبابی، لخته‌ای (slugging) و فواره‌ای از سوی محققین گزارش شده است [۳۳، ۳۴، ۳۵].

همچنین بدلیل پالسی بودن هوای ورودی در زمان ۱/۱۵ ثانیه حباب جدید رشد کرده که باعث برخورد ذرات و افزایش دمای دانه‌ای در نزدیکی جت گاز می‌شود.

وابستگی ضریب انتقال حرارت به جزء حجمی نشان داد که نواحی با جزء حجمی بیشتر ذرات، دارای ضریب انتقال حرارت بیشتری هستند. نتایج حاصل از هر دو مدل دراگ روند یکسانی با داده‌های آزمایشگاهی در ترم ضریب انتقال حرارت از خود نشان دادند. اگرچه نتایج مدل دراگ Gidaspow انطباق بیشتری را با یافته‌های تجربی حرارتی نشان داد. افزایش سرعت جت نیز منجر به نتایج منطقی گردید که با افزایش سرعت جت اندازه حباب افزایش یافته که بر روی فاصله زمانی پیک‌های محلی ضریب انتقال حرارت تاثیر گذار است.

برای بهبود هرچه بیشتر نتایج مدل، پیشنهاد می‌شود تاثیر ویسکوزیته اصطکاکی، که بر هیدرودینامیک سیستم‌های چگال همچون بستر حبایی اثر گذار است، بر روی ضریب انتقال حرارت جابجایی بین دیواره و بستر مطالعه گردد و بهترین مدل در این خصوص ارائه شود.

علائم		
–	تنسور تنش	\bar{I}
–	ضریب دراگ	c_d
J/kg K	ظرفیت گرمایی	c_p
m	قطر ذرات	d_p
–	ضریب ارتجاع	e
$m.s^{-2}$	شتاب گرانش جت	g
–	تابع توزیع شعاعی	g_0
J/kg	انتالپی	H
m	ارتفاع	h
–	دومین ثابت از تنسور تنش	I_{2D}
Kg/s m	ضریب نفوذ	$k_{\theta s}$
–	ضریب تبادل ممنتوم بین فازی	k_{gs}
–	عدد ناسلت	Nu
Pa	فشار	p
m	شعاع	R, r
k	دما	T
s	زمان	t
m/s	مینیمم سرعت سیالیت	u_{mf}
m/s	سرعت	v
علائم یونانی		
$kg/s^3 m$	پراکندگی انرژی برخوردی	γ
W/km	هدایت گرمایی	k
kg/s m	ویسکوزیته بالک	λ
kg/s m	ویسکوزیته برشی	μ
pa	تنسور تنش	$\bar{\tau}$
(0)	زاویه اصطکاک درونی	ϕ
kg/m^3	چگالی	ρ
$m^2.s^{-2}$	دمای گرانول	θ
m/s	سرعت	v
–	جزء حجمی	ε
–	ضریب اینه ای	φ
زیرنویس‌ها		
سهم برخوردی		col
موثر		eff
سهم اصطکاکی		fr
سهم جنبشی		kin
فاز		q
گاز		g
جامد		s

۷-مراجع

- [1] Berruti, F., Chaouki, J., Godfroy, L., Pugsley, T., Patience, G. (1995). Hydrodynamics of circulating fluidized bed risers: a review, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 73, pp. 579–602.
- [2] Armstrong, L., Luo, K., Gu, S. Three-dimensional modelling on the hydrodynamics of a circulating fluidised bed, in: Proceedings of the Inaugural US-EU- China Thermophysics Conference, Beijing, China.
- [3] Kuipers, J.A.M., Prins, W., van Swaaij, W.P.M. (1992). Numerical calculation of wall-to-bed heat transfer coefficients i gas-fluidized beds. *AIChE J.*, vol. ۳۸, pp. ۱۰۷۹-۱۰۹۱.
- [4] Patil, D., Smit, J., van Sint Annaland, M., Kuipers, J.A.M. (2006). Wall-to-bed heat transfer in gas- solid bubbling fluidized beds, *AIChE J.*, vol. 52, pp. 58–74.
- [5] Samuelsberg, A., Hjertager, B. (1995). An experimental and numerical study of flow patterns in a circulating fluidized bed reactor, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 22, pp. 575–591.
- [6] Almuttahir, A., Taghipour F. (2008). Computational fluid dynamics of high density circulating fluidized bed riser: study of modelling parameters, *Powder Technology*, vol. 185, pp. 11–23.
- [7] Patil, A. V., Peters, E.A.J.F., Kolkman, T., Kuipers J.A.M. (2014). Modeling bubble heat transfer in gas–solid fluidized beds using DEM, *Chemical Engineering Science*, vol. 105, pp. 121–131.
- [8] Oevermann, M., Gerber, S., Behrendt F. (2009). Euler–Lagrange/DEM simulation of wood gasification in a bubbling fluidized bed reactor, *Particuology*, vol. 7, pp. 307–316.
- [9] Behjat, Y., Shahhosseini, S., Hashemabadi, S. H. (2008). CFD modeling of hydrodynamic and heat transfer in fluidized bed reactors, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 35, 357–368.
- [10] Chang, J., Wang, G., Gao, J., Zhang, K., Chen, H., Yang, Y. (2012). CFD modeling of particle–particle heat transfer in dense gas-solid fluidized beds of binary mixture, *Powder Technology*, vol. 217, pp. 50–60.
- [11] Dehnavi, M. A., Shahhosseini, S., Hashemabadi, S. H., Ghafelebashi, S. M. (2010). CFD simulation of hydrodynamics and heat transfer in gas phase ethylene polymerization reactors, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37, pp. 437–442.
- [12] Schmidt, A., Renz, U. (1999). Eulerian computation of heat transfer in fluidized beds, *Chemical Engineering Science*, vol. 54, pp. 5515–5522.
- [13] Armstrong, L.M., Gu, S., Luo, K.H. (2010). The influence of multiple tubes on the tube-to-bed heat transfer in a fluidised bed, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 36, pp. 916–929.
- [16] Armstrong, L.M., Gu, S., Luo, K.H. (2010). Study of wall-to-bed heat transfer in a bubbling fluidised bed using the kinetic theory of granular flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, pp. 4949–4959.
- [14] Gidaspow, D., Bezburuah, R., Ding, J. Hydrodynamics of circulating fluidized beds: kinetic theory approach, in: Proceedings of the 7th Fluidization Conference.
- [15] Syamlal, M., O'Brien, T. Derivation of a drag coefficient from velocity voidage correlation, in: US Dept. of Energy, Office of Fossil Energy, National Energy Technology Laboratory, Morgantown, West Virginia April.
- [17] Savage, S., Jeffrey, D. (1981). The stress tensor in a granular flow at high shear rates, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 110, pp. 255–272.
- [18] Jenkins, J., Savage, S. (1983). A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 130, pp. 187–202.
- [19] Savage, S. (1983) Granular flows at high shear rates, in: R.E. Meyer (Ed.), *Theory of Dispersed Multiphase Flow*, Academic Press, New York.
- [20] Hosseini, S.H., Ahmadi, G., Saeedi Razavi, B., Zhong, W. (2010). Computational fluid dynamic simulation of hydrodynamic behavior in a two-dimensional conical spouted bed, *Energy Fuels*, vol. 24, pp. 6086–6098.
- [21] Hosseini, S.H., Ahmadi, G., Olazar, M. (2013). CFD simulation of cylindrical spouted bed by the kinetic theory of granular flow, *Powder Technology*, vol. 246, pp. 303–316.
- [22] Hosseini, S.H., Ahmadi, G., Olazar, M. (2014). CFD study of particle velocity profiles inside a draft tube in a cylindrical spouted bed with conical base, *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, vol. 45, pp. ۲۱۴۰–۲۱۴۹.
- [23] Hosseini, S.H. (2014). Influences of geometric factors on CFD results of a draft tube cylindrical spouted bed, *Progress in Computational Fluid Dynamics: An International Journal*, Accepted paper.
- [24] Ding J., Gidaspow, D. (1990). A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow, *AIChE J.*, vol. 36, pp. 523–538.

- [25] Gidaspow, D., Bezburuah, R., Ding, J. (1992). Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach. In Fluidization VII, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization, 75–82.
- [26] Schaeffer, D. (1987). Instability in the evolution equations describing incompressible granular flow, *Journal of Differential Equations*, vol. 66, pp. 19–50.
- [27] Syamlal, M., Rogers, W., O'Brien, T. J. (1993). MFIX Documentation: Volume1, Theory Guide. National Technical Information Service, Springfield, VA. DOE/METC-9411004, NTIS/DE9400087.
- [28] Lun, C. K. K., Savage, S. B., Jeffrey, D. J., Chepurmiy, N. (1984). Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 140, pp. 223–256.
- [29] Ogawa, S., Umemura, A., Oshima, N. (1980). On the equation of fully fluidized granular materials, *Journal of Applied Mathematics and Physics*, vol. 31, pp. 483–493.
- [30] Gunn, D. (1978). Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidised beds, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 21, pp. 467–476.
- [31] Sinclair, J., Jackson, R. (1989). Gas-particle flow in a vertical pipe with particle-particle interactions, *AIChE J.*, vol. 35, pp. 1473–1486.
- [32] Vasquez, S., Ivanov, V. (2000). A phase coupled method for solving multiphase problems on unstructured meshes, in: Proceedings of ASME FEDSM'00: ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting, Boston.
- [33] Pain, C. C., Mansoorzadeh, S., de Oliveira, C. R. E., Goddard, A. J. H. (2001). Numerical modelling of gas–solid fluidized beds using the two-fluid approach, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 36, 91–124.
- [34] Pain, C. C., Mansoorzadeh, S., de Oliveira, C. R. E. (2001). A study of bubbling and slugging fluidised beds using the two-fluid granular temperature model, *International Journal of Multiphase Flow*, 27, pp. 527–551.
- [35] Liu, G.-Q., Li, S.-Q., Zhao, X.-L., Yao, Q. (2008). Experimental studies of particle flow dynamics in a two-dimensional spouted bed, *Chemical Engineering Science*, 63, pp. 1131–1141.