

توسعه مدل عددی بدون شبکه برای شبیه‌سازی پدیده رانش زمین به صورت مستغرق

مهنا تاج‌نسایی¹، احمد شکیبایی‌نیا^{2*}، خسرو حسینی³

1- دانشجوی دکترای مهندسی عمران، دانشگاه سمنان، سمنان

2- بخش مهندسی عمران، ژئوفیزیک و معدن، دانشگاه پلی تکنیک مونترال، مونترال، کانادا

3- دانشیار، دانشکده مهندسی عمران، دانشگاه سمنان، سمنان

*ahmad.shakibaenia@polymtl.ca

چکیده - رانش زمین پدیده طبیعی پیچیده‌ای است که معمولاً در نزدیکی کوه‌ها، اقیانوس‌ها، خلیج‌ها و مخازن به وقوع می‌پیوندد. در سال‌های اخیر، افزایش اثر خطرات رانش زمین روی زندگی بشر در سراسر جهان، نیاز به یافتن روش‌های اقتصادی و قابل قبول برای پیش‌بینی وقوع و قدرت تخریب رانش زمین‌ها را افزایش داده است. تلفات انسانی در اثر رانش زمین در کشورهای در حال توسعه بیشتر بوده، در حالی که زیان‌های اقتصادی در کشورهای توسعه‌یافته شدیدتر است. پیچیدگی‌های پدیده رانش زمین (به‌ویژه در زیر آب) که شامل جریان چندفازی همراه با تغییر شکل‌های بزرگ می‌شود، مدل‌سازی عددی این پدیده را با روش‌های موجود شبکه‌مینا مشکل می‌سازد. به همین دلیل، هدف از انجام تحقیق حاضر، تهیه و توسعه یک مدل عددی بدون شبکه برای شبیه‌سازی پدیده رانش زمین می‌باشد. روش‌های لاگرانژی بدون شبکه، از جمله روش هیدرودینامیک ذرات هموار (SPH) و روش نیمه‌ضمنی ذرات متحرک (MPS)، امکان مدل‌سازی عددی جریان و رسوب را در شرایطی که تغییر شکل‌های بزرگ و یا گسستگی در مرزها وجود دارد، فراهم می‌سازد. در این تحقیق، از روش لاگرانژی MPS برای شبیه‌سازی پدیده رانش زمین با جریان دوفازی استفاده شده است. فاز رسوب به صورت سیال غیرنیوتنی (ویسکو-پلاستیک) و به کمک مدل رئولوژی $\mu(I)$ به مدل معرفی گردیده است. مدل توسعه داده شده برای رانش مستغرق صلب و رسوبی صحت‌سنجی و ارزیابی شده و نتایج آن با نتایج آزمایشگاهی و عددی موجود مقایسه گردید. پروفیل سطح آب و سطح رسوب به دست آمده از این مدل عددی توافق خوبی با نتایج موجود نشان می‌دهد، به گونه‌ای که میزان خطای RMSE محاسبه شده در پیش‌بینی پروفیل سطح آب و رسوب در مدل عددی مطالعه حاضر نسبت به مدل‌های عددی مقایسه‌شده دیگر کمتر می‌باشد.

کلید واژگان: رانش زمین، روش نیمه‌ضمنی ذرات متحرک با تراکم ضعیف (WC-MPS)، مدل دوفازی آب و رسوب، مدل رئولوژی $\mu(I)$.

مخازن به وقوع می‌پیوندد (Dong et al., 2010; Heller and Hager, 2011; Heller and Spinneken, 2013). دو ویژگی عمده مربوط به این فرایند ژئومورفولوژیکی، توزیع مکانی گسترده در دامنه‌های مستعد لغزش و حساسیت بالای لغزش به تغییرات القاشده انسانی و طبیعی در

1- مقدمه

حرکت توده‌ای از مواد تشکیل‌دهنده زمین که از یک شیب به سمت پایین دست روان می‌گردد، رانش زمین یا ناپایداری شیب نامیده می‌شود (Glade, 1998) و معمولاً در نزدیکی کوه‌ها، اقیانوس‌ها، کناره رودخانه‌ها، خلیج‌ها و

گرفته‌اند. از معروفترین و پرکاربردترین روش‌های لاگرانژی می‌توان به روش هیدرودینامیک ذرات هموار (SPH) و روش نیمه‌ضمنی ذرات متحرک (MPS) اشاره نمود.

در بررسی پدیده رانش زمین به عنوان جریان چندفازی، علاوه بر تعیین پروفیل سطح آزاد آب، تغییرشکل رسوبات نیز از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در تحقیقات گذشته برای ارائه الگوی رفتاری رسوبات از مدل‌های رئولوژیکی مختلفی از جمله دو مدل مشهور و پرکاربرد هرشل بالکی (H-B) و بینگهام پلاستیک (B-P) بهره گرفته شده است، در صورتی که رفتار رسوبات در پدیده رانش زمین می‌تواند بسیار پیچیده بوده و نیاز به مدل رئولوژیکی مناسب‌تری داشته باشد. به عنوان مثال Rzadkiewicz et al. (1997) با توسعه یک مدل اختلاط دوبعدی مبتنی بر معادلات ناویر-استوکس و بهره‌گیری از مدل رئولوژیکی بینگهام برای مطالعه امواج ایجاد شده توسط رانش زمین در زیر دریا بیان نمودند که نتایج این مدل‌سازی حاکی از اهمیت رئولوژی رسوب و انتشار می‌باشد. آنها اظهار نمودند که مدل بینگهام برای جریان‌های دانه‌ای مناسب نمی‌باشد. در ادامه به برخی مطالعات عددی صورت گرفته در زمینه رانش زمین با مدل‌های رئولوژیکی مختلف اشاره خواهد شد.

Ataei-Ashtiani and Shobeyri (2008) در شبیه‌سازی رانش زمین گوه‌ای شکل به روش I-SPH (روش SPH تراکم‌ناپذیر) بخش لغزنده را یک بار به صورت صلب و بار دیگر با فرض سیال غیرنیوتنی مدل‌سازی نموده و از ترکیب مدل بینگهام و مدل عمومی کراس به عنوان مدل رئولوژی استفاده نمودند. آنها بیان نمودند که روش مورد مطالعه توانایی حل چنین مسائل پیچیده‌ای را داراست.

Zhao (2014) روش المان گسسته (DEM) و دینامیک سیالات محاسباتی (CFD) را برای بررسی رفتار مکانیکی و هیدرولیکی مصالح دانه‌ای درگیر در رانش زمین بکار گرفت. نتایج این بررسی نشان‌دهنده کارایی ابزارهای عددی پیشنهاد شده برای مدل‌سازی رفتار مکانیکی و هیدرولیکی رانش زمین خشکی و زیردریایی می‌باشد.

Minatti and Paris (2015) یک روش SPH با تراکم-پذیری ضعیف را برای حل مسائل جریان‌های دانه‌ای در یک رژیم متراکم استفاده نمودند. آنها تنظیمات جدید

دامنه‌ها می‌باشد. در سال‌های اخیر، با افزایش جمعیت و گسترش شهرک‌ها در مناطق مستعد رانش زمین، اثرات حوادث ناشی از این پدیده بر روی زندگی بشر و همچنین تأسیسات ایجاد شده در سراسر جهان رو به افزایش است (Glade, 1998). از این‌رو این پدیده مهم در هیدرولیک و ژئوتکنیک، به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته و در کنار مشاهدات میدانی، آزمایش‌های متعدد و مطالعات عددی مختلفی نیز برای تشریح خصوصیات رانش زمین انجام شده است (Zweifel et al., 2007, 2006; Cremonesi et al., 2010, 2011).

اندازه‌گیری‌های مستقیم این پدیده در طول زمان وقوع مشکل و یا حتی غیرممکن می‌باشد. از سوی دیگر مدل‌های فیزیکی رانش زمین کوچک مقیاس بوده و در نتیجه برخی خصوصیات این پدیده از بین می‌رود. به علاوه آزمایش با ابزار مهندسی اغلب گران‌قیمت، وقت‌گیر و حتی برخی مواقع خطرناک هستند، در نتیجه شبیه‌سازی عددی می‌تواند مکمل و تا حدی جایگزین آزمایش‌ها شود.

بیشتر شبیه‌سازی‌های عددی با استفاده از روش‌های اولری متکی بر شبکه انجام گرفته است که شاخص عمده این روش‌ها، شبکه‌بندی دامنه محاسباتی برای حل معادلات دیفرانسیل می‌باشد. کاربرد این روش‌ها در شبیه‌سازی عددی جریان‌های سطح آزاد، سطح مشترک متحرک و مرزهای با قابلیت تغییرشکل بالا با مشکلاتی همراه است (Liu et al., 2005). در سال‌های اخیر، نسل جدیدی از روش‌های عددی به نام روش‌های ذرات بدون شبکه (لاگرانژی)، توسعه یافته‌اند که در این روش‌ها دامنه سیال توسط مجموعه‌ای از ذرات در حال حرکت در سیستم لاگرانژی نمایش داده می‌شوند. برای هر ذره معادلات حاکم تعریف شده و هر ذره دارای مجموعه‌ای از متغیرهای میدانی مانند جرم و مومنتم می‌باشد (Liu and Liu, 2003). از آنجا که در روش‌های لاگرانژی ذرات المان‌های اصلی شبیه‌سازی می‌باشند، ردیابی سطح مشترک آسانتر از روش‌های مبتنی بر شبکه است. به دلیل اهمیت بازسازی سطوح مشترک در مطالعات عددی رانش زمین، امروزه مدل‌های لاگرانژی بدون شبکه به عنوان یک ابزار قدرتمند برای شبیه‌سازی این پدیده مورد توجه قرار

حرکت مواد، به صورت رابطه (1) بیان می‌شود (جعفری، 1394):

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{T} + \mathbf{f} \\ p = f(\rho) \\ \frac{D\mathbf{r}}{Dt} = \mathbf{u} \end{cases} \quad (1)$$

که در آن، $\mathbf{u}=(u,v)$ بردار سرعت، t زمان، ρ چگالی سیال، p فشار ترمودینامیکی محاسبه شده از معادله حالت است، \mathbf{f} نشان‌دهنده نیروهای حجمی (گرانش g)، بردار $\mathbf{r}=(x,y)$ موقعیت و \mathbf{T} تانسور تنش است. بایستی توجه داشت که در چارچوب لاگرانژی هیچ ترم شتاب همرفتی در معادلات بقای جرم و مومنتم وجود ندارد و حرکت ذره به سادگی توسط $D\mathbf{r}/Dt=\mathbf{u}$ محاسبه می‌شود. با در نظر گرفتن سیستم چندفازی آب و مواد دانه‌ای به عنوان سیستم چندچگالی چندلججی (Shakibaeinai and Jin, 2012a) معادله حاکم برای هر دو فاز بدون نیروهای چندفازی (با نادیده گرفتن کشش سطحی) معتبر است.

3- رئولوژی جریان دانه‌ای

بسیاری از مواد نظیر خمیر دندان، برف، گدازه‌های آتشفشانی و رسوبات رودخانه‌ای تقریباً شبیه یک سیال غیرنیوتنی دارای رفتار ویسکو-پلاستیک و یک مقدار بحرانی تنش برشی به نام تنش تسلیم می‌باشند که معرف پلاستیسیته مصالح است. در تنش‌هایی کمتر از تنش تسلیم، رفتار آنها شبیه یک جسم صلب است و برای تنش‌های بیشتر از این مقدار بحرانی، مصالح مشابه یک سیال لزج رفتار می‌کنند. مواد دانه‌ای متراکم را به دلیل دو ویژگی گسترده می‌توان متعلق به گروه مواد ویسکو-پلاستیک دانست. نخست وجود یک آستانه برای حرکت و دوم وابستگی غیرخطی تنش به نرخ برش در این مواد.

هم مواد دانه‌ای و هم مایع اطراف آن به صورت پیوسته رفتار می‌کنند. تانسور کلی تنش متقارن کوشی به صورت روابط (2) و (3) می‌باشد (جعفری، 1394).

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau} \quad (2)$$

لزجت را برای مدل‌سازی شرایط جریان نزدیک به حالت سکون و در حالت توقف پیشنهاد نمودند که با تقریب خوبی قادر به بازسازی این شرایط است.

Fu and Jin (2015) یک مدل لاگرانژی چندفازی (MPS) را با کمک مدل رئولوژیکی H-B برای نمایش خصوصیات سیال غیرنیوتنی در شبیه‌سازی رانش زمین در چند حالت مختلف استفاده کردند و برای کاهش ناپایداری‌های فصل مشترک و نوسانات فشار تلاش نمودند. آنها بیان نمودند که نتایج حاصل در حالت لغزش غیرمستغرق تغییرشکل‌پذیر با نتایج کارهای آزمایشگاهی و عددی اختلافاتی دارد که آن را مربوط به ناپایداری شدید فصل مشترک به ویژه در لحظه ورود رسوب به داخل آب دانسته‌اند.

Jin et al. (2016) پروفیل سرعت جریان را در اثر لغزش جعبه صلب به صورت آزمایشگاهی و عددی مورد بررسی قرار دادند و سه موقعیت برای لغزش جعبه صلب در نظر گرفتند. آنها بیان نمودند در حالتی که جعبه خارج از سطح آب قرار داده شود، در لحظه ورود کامل جعبه به داخل آب (استغراق کامل)، پروفیل سرعت به دلیل شکست سطح آب متفاوت است.

از این‌رو با توجه به محدودیت‌های روش‌های آزمایشگاهی و صحرایی، موفقیت‌های اخیر مدل‌های بدون شبکه متکی بر ذره برای شبیه‌سازی جریان‌های چندفازی و از سوی دیگر سادگی بررسی پیچیدگی‌ها و تغییرشکل‌های بزرگ جریان با این روش‌ها، در این مطالعه مدل لاگرانژی MPS برای شبیه‌سازی پدیده رانش زمین توسعه داده خواهد شد. همچنین با در نظر گرفتن اهمیت خصوصیات رئولوژیکی رسوب در شبیه‌سازی این پدیده، مدل رئولوژی $\mu(I)$ برای مدل‌سازی فاز رسوب در زیر آب در نظر گرفته شده است. مدل توسعه داده شده ابتدا برای ارزیابی عملکرد آن در شبیه‌سازی هیدرودینامیک مسئله، برای رانش جعبه صلب مستغرق صحت‌سنجی گردیده و سپس برای شبیه‌سازی رانش غیرصلب (جریان رسوبی) به کار گرفته شده است.

2- معادلات جریان

معادلات حاکم برای جریان تراکم‌پذیر ضعیف در چارچوب لاگرانژی، شامل بقای جرم و مومنتم، معادله حالت و

که تاکنون توانسته به طور پیوسته مشاهدات حاصل از تنوع زیاد کارهای آزمایشگاهی و عددی را تشریح کند، پدیدار شده است (GdR MiDi, 2004; Jop et al., 2006; Poulighen and Forterre, 2009). مدل رئولوژیکی $\mu(I)$ از تحلیل تعداد زیادی داده‌های آزمایشگاهی و عددی به دست آمده و برای نخستین بار یک چارچوب عمومی برای تشریح طیف گسترده‌ای از رفتار مصالح دانه‌ای را فراهم نموده است.

این مدل رئولوژی که توسط Jop et al. (2006) توسعه یافت و بر مبنای یک مدل اصطکاکی کولمب قرار دارد، ابتدا برای جریان برشی ثابت برقرار گردید. معرفی یک قانون اصطکاکی شبه کولمب در تشریح پیوسته جریان‌های دانه‌ای نخست توسط Savage and Hutter (1989) پیشنهاد گردید (Lagree et al., 2011).

Lagree et al. (2011) مدل رئولوژی $\mu(I)$ را در یک حلگر ناویر-استوکس (Gerris) برای مدل‌سازی ریزش ناگهانی دوبعدی لایه دانه‌ای روی یک سطح شیبدار و سپس فروریزش دوبعدی ناپایدار ستون دانه‌ای پیاده نمودند. در مدل اول مقایسه نتایج حاصل با نتایج تحلیلی و نیمه تحلیلی حاکی از اعتبار قطعی مدل رئولوژی $\mu(I)$ بوده و در مدل دوم نتایج حاصل توافق خوبی با نتایج موجود نشان می‌دهد. آنها عملکرد این مدل رئولوژی (با اصطکاک ثابت) را برای دینامیک فروریزش دانه‌ای با عملکرد برخی مدل‌های رئولوژی ساده‌تر (نیوتنی، بینگهام، بگنولد) مقایسه کردند و نتیجه گرفتند که در میان این مدل‌ها، تنها مدل اصطکاکی ثابت منجر به نتایج مناسب می‌گردد. اعتبار این مدل برای موقعیت‌های دینامیکی و گذرا نظیر فروریزش ستون دانه‌ای، همان‌گونه که در کارهای عددی Lacaze and Kerswell (2009) مشاهده شده، در حال افزایش است. چشم‌انداز این تلاش‌ها توصیف جامع و قابل اعتماد از دینامیک مواد دانه‌ای به کمک دیدگاه مکانیک محیط‌های پیوسته می‌باشد (Lagree et al., 2011).

در چند سال اخیر تلاش‌های بسیاری برای فرموله کردن مدل رئولوژی $\mu(I)$ برای جریان دانه‌ای صورت گرفته است. همان‌گونه که اشاره شد رئولوژی جریان‌های دانه‌ای متراکم دارای طبیعت اصطکاکی بوده، به این معنا که تنش برشی

$$\boldsymbol{\tau} = 2\eta(\mathbf{E}) + \xi(\nabla\mathbf{u})\mathbf{I} \quad (3)$$

که در آن $\boldsymbol{\tau}$ تانسور تنش برشی (بخش انحرافی تانسور تنش) بوده، \mathbf{I} تانسور واحد است، $\mathbf{E} = 0.5(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)$ تانسور نرخ کرنش، و $\mathbf{E}' = \mathbf{E} - \frac{1}{D}tr(\mathbf{E})\mathbf{I}$ منحرف شونده آن است) η لزجت مؤثر (یا ظاهری) ($\eta = \eta(p', \|\mathbf{E}'\|)$) برای فاز دانه‌ای است و $\eta = \eta_f$ برای فاز سیال است. ξ ضریب دوم لزجت (ترکیبی از همه اثرات لزجت همراه با نرخ کرنش حجمی) است.

فشار مکانیکی است (که در این رابطه $\xi + \frac{2}{D}\eta$ لزجت حجمی است). با توجه به اینکه مدل استفاده شده در این مطالعه، مدل با تراکم ضعیف است، $tr(\mathbf{E})$ نزدیک به صفر می‌باشد. لزجت مؤثر توسط یک مدل رئولوژیکی که بستگی به مواد مورد مطالعه دارد، تعیین می‌گردد. مدل‌های رئولوژیکی بسیاری برای شبیه‌سازی رفتار ویسکوپلاستیک وجود دارند. مدل پلاستیک بینگهام به عنوان ساده‌ترین و شناخته‌شده‌ترین مدل، نشان‌دهنده الگوی رفتاری موادی است که در آنها تا زمانی که تنش برشی از حد آستانه کمتر باشد، هیچگونه تغییرشکلی به وقوع نمی‌پیوندد. این مدل به طور گسترده‌ای برای تشریح رفتار رئولوژیکی این سیال‌ها از طریق ترکیب تنش تسلیم که تسلیم بینگهام نیز نامیده می‌شود و لزجت دینامیکی پلاستیک (Trunk et al. 1986; Sousa and Voight 1993; Jiang and Leblond 1991) به کار گرفته می‌شود. مدل دیگر مدل هرشل بالکی است که برای رفتار غیرخطی پس از تسلیم، تانسور تنش محاسبه می‌شود. در مدل هرشل بالکی (H-B) و بینگهام پلاستیک (B-P)، مواد به صورت یک جسم صلب برای تنش‌های کمتر از تنش تسلیم رفتار می‌کنند، $\tau_x = \tau_y(p')$ ، اما هنگامی که تنش‌ها از تنش تسلیم تجاوز کنند، به صورت یک سیال لزوج جریان می‌یابد. مدل رئولوژیکی این مطالعه مدل $\mu(I)$ است که در ادامه تشریح می‌شود.

3-1-3 مدل رئولوژیکی $\mu(I)$

در میان مدل‌ها و نظریه‌های توسعه یافته در سال‌های اخیر، مدل رئولوژی $\mu(I)$ به تازگی به عنوان تنها چارچوبی

رابطه (4) نوشته می‌شود (Jope et al., 2006; Forterre and Pouliuen, 2006):

$$\tau = \frac{\mu(I)P}{\|\mathbf{E}\|}, \quad I = \frac{\|\mathbf{E}\|d}{\sqrt{P/\rho_s}},$$

$$\|\mathbf{E}\| = \sqrt{\frac{1}{2}\mathbf{E}:\mathbf{E}} \quad (4)$$

که در آن $\mu(I)$ ضریب اصطکاک، d قطر ذره و ρ_s چگالی ذره است. به نظر می‌رسد که عدد اینرسی پارامتر مهمی برای کنترل رئولوژی جریان‌های دانه‌ای متراکم است. همچنین آنها دریافتند که کسر حجمی ϕ نیز تابعی از I می‌باشد، اما در رژیم متراکم به کندی تغییر می‌کند (Forterre and Pouliuen, 2006):

$$\phi = \phi(I) \quad (5)$$

عدد اینرسی می‌تواند به عنوان نسبت بین دو مقیاس زمانی، یکی مقیاس زمانی تغییرشکل ماکروسکوپی ($1/\|\mathbf{E}\|$) و یک مقیاس زمانی میکروسکوپی ($d/\sqrt{P/\rho_s}$) به صورت رابطه (6) تعریف شود (Da Cruz et al., 2005):

$$I = \frac{\text{micro time}}{\text{macro time}} \quad (6)$$

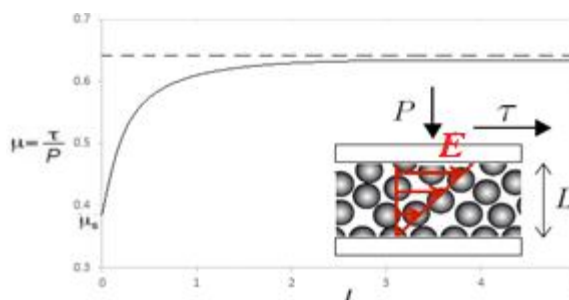
که در این رابطه منظور از زمان میکروسکوپی (مقیاس زمانی اینرسیایی)، مدت زمان لازم برای سقوط یک ذره در یک سوراخ به اندازه d تحت فشار P بوده و زمان ماکروسکوپی مربوط به تغییرشکل متوسط می‌باشد. در مقایسه نتایج حاصل از آزمایش ساده برش با گوی‌های آزمایشگاهی جریان‌های دانه‌ای روی صفحات مایل زبر، می‌توان نشان داد که ضریب اصطکاک $\mu(I)$ مطابق شکل (1) می‌باشد. این ضریب از مقدار بحرانی μ_s در نرخ برش صفر شروع شده و به مقدار محدود μ_2 در تراز I می‌رسد. سپس قانون اصطکاکی طبق رابطه (7)، که قابل مقایسه با آزمایش‌ها است، می‌تواند پیشنهاد شود (Forterre and Pouliuen, 2006):

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1} \quad (7)$$

که در آن μ_s نشان دهنده ضریب اصطکاک استاتیکی و یا اصطلاحاً تانژانت زاویه قرار بوده، μ_2 ضریب اصطکاک دینامیکی و I_0 یک ضریب ثابت تجربی است. مقادیر

متناسب با تنش نرمال، نظیر فشار، با یک ضریب اصطکاک مؤثر مانند μ است. با استفاده از تحلیل ابعادی برش مسطح برای بینهایت ذرات صلب اثبات شده است که تنها پارامتر بدون بعدی که رابطه نرخ تنش/ کرنش را کنترل می‌کند، عددی اینرسی¹ (I) است که در طول جریان تغییر می‌کند. این عدد بدون بعد پارامتر مناسبی است که رفتار مکانیکی جریان دانه‌ای خشک را در رژیم مایع کنترل می‌کند (Jop, 2015).

قدرت و نوظهوری قانون رئولوژی $\mu(I)$ به دلیل ارتباطی است که بین ضریب مؤثر مشخصه اصطکاک و عدد بدون بعد I ایجاد می‌کند. با این وجود تاکنون تشریح قابل اعتمادی از جریان‌های دانه‌ای ارائه نشده است و اعتبار این مدل رئولوژی در حالت انتقال متراکم یا زمانی که اثرات غیرموضعی قابل اغماض نیستند، مبهم است. در مسائل چندبعدی، ارتباط بین رئولوژی (که وابسته به فشار است) و شرایط مرزی سطح آزاد مسئله را مشکل‌تر می‌کند (Lagree et al., 2011). ساده‌ترین پیکربندی از دیدگاه رئولوژیکی در شکل 1 نشان داده شده است (Forterre and Pouliuen, 2006).



شکل 1 ساده‌ترین پیکربندی جریان از دیدگاه رئولوژیکی (Forterre and Pouliuen, 2006)

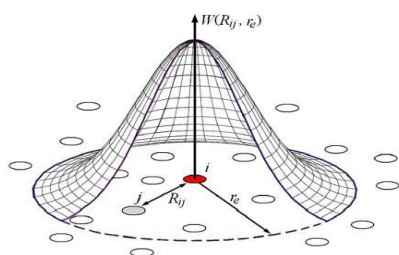
مواد دانه‌ای تحت یک تنش قائم P بین دو صفحه زبر با یک نرخ برش \mathbf{E} توسط اعمال تنش برشی τ محدود شده‌اند. (Jordanoff et al. و Da Cruz et al. (2004, 2005) با استفاده از تحلیل‌های ابعادی و شبیه‌سازی‌های عددی نشان دادند که برای ذرات صلب، تنش برشی متناسب با تنش قائم با ضریب تناسب $\mu(I)$ است و توسط

¹ Inertial Number

4- روش MPS

در روش‌های لاگرانژی بر خلاف روش‌های اولری، معادلات جریان روی ذرات میدان منقطع شده و حل می‌گردند. در حقیقت معادلات حاکم با استفاده از اپراتورهای مختلف، به معادلات اندرکنش ذرات تبدیل می‌شوند. در روش MPS تابع کرنل برای نمایش رابطه فضایی بین ذرات استفاده می‌شود. ذراتی که به ذره مورد بررسی نزدیک‌تر باشند، اثر بیشتری روی ذره موردنظر خواهند گذاشت و از اثر ذرات نسبتاً دورتر در مقایسه با ذرات نزدیک‌تر می‌توان صرف‌نظر نمود. اندرکنش بین ذرات به ناحیه مشخصی به نام شعاع تأثیر محدود می‌شود.

محاسبات با شعاع تأثیر بهینه انجام می‌گیرد. شعاع تأثیر بسیار کوچک بر دقت محاسبه اپراتورهای دیفرانسیلی اثر می‌گذارد. همچنین شعاع تأثیر بسیار بزرگ منجر به وارد شدن تعداد بیشتری از ذرات در محاسبات و طولانی شدن زمان محاسبات می‌گردد. اثر هر یک از ذرات بر ذره مورد محاسبه با تابعی وزنی سنجیده می‌شود. وزن‌دهی ذرات همسایه موجود در شعاع تأثیر یک ذره خاص، توسط تابع کرنل انجام می‌گیرد. در شکل 2 موقعیت ذره i در میدان حل نشان داده شده است. ذره مورد نظر با ذره j در همسایگی خود توسط تابع کرنل W با شعاع تأثیر r_e اندرکنش دارد (جعفری، 1394).



شکل 2 موقعیت ذره مورد نظر در میدان حل و اندرکنش با ذرات همسایه

4-1- چگالی عددی ذرات

کمیت بدون بعد چگالی عددی ذره (پارامتر n) نشان‌دهنده تراکم ذرات در محدوده شعاع تأثیر بوده و عامل هموارکننده متوسط وزنی ذرات است و به صورت رابطه (10) تعریف می‌شود (Koshizuka et al., 1998):

معمول این ثابت‌ها در معادله (7) برای گوی‌های شیشه‌ای به صورت رابطه (8) می‌باشد (Forterre and Pouliuen, 2006):

$$\mu_s = \tan 21^\circ, \mu_2 = \tan 33^\circ, I_0 = 0.3 \quad (8)$$

این توصیف ساده از جریان‌های دانه‌ای در پیش‌بینی پیکربندی جریان‌های دوبعدی، نمایش پروفیل‌های سرعت روی صفحات مایل و ویژگی‌های مهم جریان بر روی یک توده موفق بوده است.

یک بخش مهم از این قانون ساختاری پیشنهاد شده این است که زمانی که نرخ برش به سمت صفر می‌رود، لزجت مؤثر به بینهایت میل می‌کند. این واگرایی تضمین می‌کند که یک معیار تسلیم وجود دارد. با نگاه کردن به معادله (4) می‌توان نشان داد در حدی که $\|E\|$ به صفر می‌رسد، تنها اگر شرط زیر ارضا شود، مواد جریان می‌یابد (Forterre and Pouliuen, 2006):

$$\|\tau\| > \mu_s P, \quad \|\tau\| = \sqrt{\frac{1}{2} \tau : \tau} \quad (9)$$

پایین‌تر از آستانه، مواد به‌طور موضعی به عنوان یک جسم صلب رفتار می‌کند. بایستی توجه نمود که در این چارچوب، مواد دانه‌ای می‌توانند به عنوان یک سیال ویسکو-پلاستیک دیده شوند. این ویژگی با سیالات کلاسیک بینگهام یا هرشل-بالکی مقایسه شده است که لزجت مؤثر هم به نرخ برش و هم به فشار موضعی وابسته است. این خصوصیت به طبیعت اصطکاکی تنش‌ها در مواد دانه‌ای بستگی دارد.

زمانی که مواد دانه‌ای در یک سیال غوطه‌ور می‌شوند، رئولوژی مواد تغییر یافته و ممکن است معادلات ساختاری برای خمیر دانه‌ای پیشنهاد شود. یک راه ساده برای بررسی این موضوع توجه مجدد به پیکربندی برش مسطح تحت فشار ثابت است. دانه‌های غوطه‌ور در سیال توسط یک صفحه متخلخل با اعمال فشار Pp روی ذرات و نرخ برش اعمال شده $\|E\|$ محدود شده‌اند. مشابه مورد خشک، چگونگی تغییرات تنش برشی τ_p و کسر حجمی با $\|E\|$ و Pp بررسی می‌شود. حضور سیال منجر به تغییر زمان موضعی سقوط یک دانه (t_{micro}) و نهایتاً تغییر قانون ساختاری مصالح خواهد شد (Forterre and Pouliuen, 2006).

وسیله متوسط وزنی مقادیر فیزیکی توزیع شده از ذره i به ذرات مجاور خود محاسبه می‌شود. بر این اساس، اپراتور لاپلاسیان به صورت رابطه (15) تعریف می‌گردد (Shakibaenia and Jin, 2012):

$$\langle \nabla^2 f \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n_0} \sum_{i \neq j} [(f_i - f_j) W(R_{ij}, r_e)] \quad (15)$$

که در آن λ پارامتر معرف برای حفظ تساوی افزایش واریانس با راه‌حل تحلیلی است. این پارامتر به صورت رابطه (16) تعریف می‌شود (Shakibaenia and Jin, 2012):

$$\lambda = \langle r^2_{ij} \rangle_i = \frac{\sum_{j \neq i} (r^2_{ij} W(r_{ij}, r_e))}{\sum_{j \neq i} (W(r_{ij}, r_e))} \quad (16)$$

تابع کرنل که در این مطالعه استفاده شده، تابع چند جمله‌ای ناهمگون در مرتبه سوم می‌باشد که توسط شکیبائی‌نیا و جین پیشنهاد شده است (Shakibaenia and Jin, 2010):

$$W(r_{ij}, r_e) = \begin{cases} (1 - r_{ij}/r_e)^3 & 0 \leq r_{ij}/r_e < 1 \\ 0 & r_{ij}/r_e \geq 1 \end{cases} \quad (17)$$

4-3- مدل‌سازی آشفتگی

آشفتگی یک عامل مؤثر در محاسبات هیدرولیکی جریان‌های آشفته به شمار می‌آید که تا چندی پیش در اکثر مدل‌های بدون شبکه به دلیل کاربرد در حالت غیر لزج از اثر آن صرف‌نظر می‌گردید. در این پژوهش، برای مدل‌سازی تنش آشفتگی در معادله اندازه حرکت، از روابط معرفی شده توسط (Gotoh et al., 2001) استفاده شده است. لزجت آشفتگی (لزجت گردابی سینماتیک) با استفاده از رابطه (18) محاسبه می‌شود (جعفری، 1394):

$$\tau = (C_s \Delta l) \|\mathbf{E}\| \quad (18)$$

که در آن Δl فاصله بین ذرات و C_s ثابت اسمگورینسکی می‌باشد.

5- الگوریتم حل روش MPS

معادلات حاکم در روش MPS بر اساس دو سطح زمانی فعلی و آینده نوشته خواهند شد. هر گام زمانی به دو مرحله پیش‌بینی و اصلاح تقسیم‌بندی شده و بنابراین

$$\langle n \rangle_i = \sum_{i \neq j} W(r_{ij}, r_e) \quad (10)$$

که در آن n_i چگالی عددی ذره i در موقعیت r_i می‌باشد. مقدار هموار شده از چگالی سیال واقعی، ρ ، نیز به صورت رابطه (11) تعریف می‌شود (Koshizuka et al., 1998):

$$\langle \rho \rangle_i = \frac{\sum_{i \neq j} m_j W(r_{ij}, r_e)}{\int_v W(r, r_e) dv} \quad (11)$$

که در آن m_i جرم ذره i اپراتور $\langle \cdot \rangle$ تقریب کرنل و مخرج کسر انتگرال از تابع کرنل در منطقه تعامل است. با فرض این که تمام ذرات دارای جرم مشابه m باشند، چگالی سیال و چگالی عددی ذرات با رابطه (12) بیان می‌شود (Koshizuka et al., 1998):

$$\langle \rho \rangle_i = \frac{m}{\int_v W(r, r_e) dv} \langle n \rangle_i \quad (12)$$

این رابطه نشان‌دهنده تناسب چگالی سیال با چگالی عددی ذره می‌باشد. بنابراین ارضای معادله پیوستگی در سیالات تراکم‌ناپذیر معادل با ثابت ماندن چگالی عددی ذرات خواهد بود.

4-2- اپراتورهای روش MPS

معادلات حاکم بر جریان شامل اپراتورهای گرادیان، دیورژانس و لاپلاسیان هستند که برای گسسته‌سازی لازم است به صورت لاگرانژی تعریف گردند. بردار گرادیان بین ذره i و ذره مجاور آن j ، با مقادیر اسکالر f_i و f_j بصورت رابطه (13) بیان می‌شود (Shakibaenia and Jin, 2012):

$$(\nabla f)_i = \frac{d}{n_0} \sum_{i \neq j} \left(\frac{f_i - f_j}{r_{ij}} \mathbf{e}_{ij} W(r_{ij}, r_e) \right) \quad (13)$$

همچنین اپراتور دیورژانس برای برداری در نقطه i به صورت رابطه (14) تعریف می‌گردد (Shakibaenia and Jin, 2012):

$$\langle \nabla \cdot \mathbf{u} \rangle_i = \frac{d}{n_0} \sum_{i \neq j} \left[\frac{\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j}{r_{ij}} \cdot \mathbf{e}_{ij} W(r_{ij}, r_e) \right] \quad (14)$$

که در آن d ابعاد فضا، n_0 مقدار متوسط چگالی عددی ذرات اولیه و \mathbf{r} بردار موقعیت می‌باشد. فرمول لاپلاس به-

$$\frac{1}{2} \frac{(n_0 - n_i^{t+1/2})}{\Delta t} = -\nabla \cdot \left(-\frac{\Delta t}{\rho} \nabla P^{t+1} \right) \quad (23)$$

$$\langle \nabla^2 P^{t+1} \rangle = \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{(n_0 - n_i^{t+1/2})}{n_0} \quad (24)$$

MPS بقای جرم را بدون محاسبات اضافی تضمین می‌کند، زیرا خود ذرات نشان‌دهنده جرم است. در این تحقیق، از روش WC-MPS، ارائه شده برای مدل‌سازی جریان تراکم‌ناپذیر برای محاسبه فشار استفاده می‌گردد. در این روش، با نگره‌داشتن مقدار تراکم‌پذیری بسیار کوچک، سیال به عنوان یک سیال تقریباً تراکم‌ناپذیر رفتار نموده و رابطه صریح (معادله حالت) برای تعیین فشار در هر گام زمانی، بجای حل ضمنی رابطه (معادله پواسون) استفاده می‌شود. فرض تراکم‌پذیری ضعیف در روش MPS سبب کاهش نوسانات فشار مصنوعی و مدت زمان محاسبات می‌گردد. با نگره‌داشتن مقدار تراکم‌پذیری در حد بسیار کوچک، سیال به عنوان یک سیال تقریباً تراکم‌ناپذیر رفتار می‌کند. رابطه (25) معادله حالت شرح داده شده توسط موناگان و بچلر (1967) و اصلاح شده توسط شکیبائی‌نیا و جین (2010) را نشان می‌دهد (Shakibaeinia and Jin, 2010).

$$P_i^{t+1} = k \left[\left(\frac{\langle n^{t+1/2} \rangle_i}{n_0} \right)^\gamma - 1 \right]; \quad k = \frac{\rho c_0^2}{\gamma} \quad (25)$$

که در آن معمولاً $\gamma = 7$ ، k مدول حجمی مایع و C_0 سرعت مصنوعی صوت است. از آنجا که استفاده از سرعت صوت واقعی برای سیال، گام زمانی بسیار کوچک را نتیجه می‌دهد، معمولاً از سرعت صوت مصنوعی کوچکتر استفاده می‌شود. برای حفظ تغییرات چگالی مایع کمتر از 1% چگالی مرجع، سرعت صوت باید بیش از 10 برابر حداکثر سرعت سیال باشد. نسبت چگالی عددی ذرات محاسبه شده در گام پیش‌بینی $n^{t+1/2}$ به چگالی عددی ذرات اولیه، n_0 در معادله حالت برای محاسبه فشار در گام زمانی جدید مورد استفاده قرار می‌گیرد. از آنجا که یک طرح تقسیم زمانی صریح و روشن استفاده شده است، شرط پایداری کورانت فردریش و لوی (1967) (شرایط CFL) باید ارضا شود. شرایط CFL مطابق رابطه (26) داده شده است (جعفری، 1394):

$$\Delta t \leq \frac{C \Delta l}{c_0} \quad (26)$$

منقطع‌سازی معادله ناویر-استوکس در دو نیم‌گام زمانی انجام می‌شود. در نیم‌گام اول (مرحله پیش‌بینی)، معادلات حاکم با حضور جملات لزجت و ثقل، بدون درنظر گرفتن جمله فشار، به صورت صریح حل می‌شوند. در انتهای نیم‌گام زمانی اول مقدار چگالی عددی ذره به دست آمده با مقدار ثابت چگالی استاندارد اختلاف دارد که به معنای ارضا نشدن بقای جرم می‌باشد. بنابراین مرحله تصحیح بعدی نیز لازم است تا چگالی عددی ذره با مقدار ثابت اولیه برابر گردد (Khayyer and Gotoh, 2008).

در نیم‌گام دوم زمانی (مرحله تصحیح) معادله پواسن فشار به صورت کاملاً ضمنی حل شده و سپس نتایج به دست آمده از مرحله قبل شامل سرعت و موقعیت ذرات، با حضور گرادیان فشار و با ثابت نگاه داشتن چگالی، اصلاح می‌گردد. به بیان دیگر، از جمله فشار برای تصحیح سرعت ذرات محاسبه شده از مرحله تخمین استفاده می‌شود (Shao and Gotoh, 2005 و Kondo and Koshizuka, 2011).

بر این اساس، معادله ناویر-استوکس در نیم‌گام اول را می‌توان به زبان ریاضی به صورت رابطه (19) نوشت (جعفری، 1394):

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \nabla \cdot (\nu_i \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{f} \quad (19)$$

از حل معادله (14) به صورت صریح، نوسانات مؤلفه‌های سرعت $D\mathbf{u}$ برای همه ذرات به دست آمده و سپس موقعیت و سرعت اصلاح شده ذرات با استفاده از روابط (20) و (21) محاسبه می‌گردد (جعفری، 1394):

$$\mathbf{u}^{t+1/2} = \Delta t \mathbf{u}^{t+1/2} + \mathbf{u}^t \quad (20)$$

$$\mathbf{r}^{t+1/2} = \Delta t \mathbf{r}^{t+1/2} + \mathbf{r}^t \quad (21)$$

که در آنها \mathbf{u}^t ، \mathbf{r}^t و $\mathbf{u}^{t+1/2}$ به ترتیب موقعیت و سرعت هر ذره در گام زمانی فعلی t و نیم‌گام زمانی آینده $t+1/2$ می‌باشند. آنگاه مجدداً چگالی عددی هر ذره $n_i^{t+1/2}$ با توجه به موقعیت جدید ذرات محاسبه می‌گردد. جملات مربوط به ثقل و لزجت از معادله ناویر-استوکس کنار گذاشته شده و طبق رابطه (22) فشار ارزیابی می‌گردد (جعفری، 1394):

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P^{t+1} \quad (22)$$

از آنجا که این مرحله در نیم‌گام زمانی دوم انجام می‌شود، منقطع‌سازی معادله فوق به صورت روابط (23) و (24) خواهد بود (جعفری، 1394):

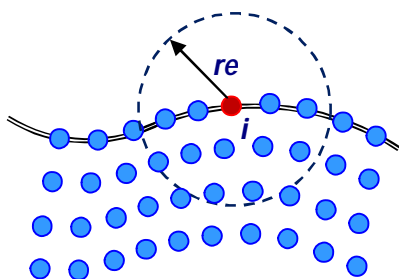
7- شرایط مرزی

7-1- سطح آزاد

در شبیه‌سازی با روش MPS، برای شرط مرزی سطح آزاد چگالی عددی ذرات می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد. تعریف شرط مرز سطح آزاد در MPS به صورت رابطه (29) داده می‌شود (Koshizuka et al., 1998):

$$\langle n^* \rangle_i \leq n_0 \beta \quad (29)$$

در این رابطه n^* چگالی عددی ذره در مرحله پیش‌بینی، n_0 چگالی اولیه ذره و β ضریبی است که مقدار آن بسته به مسئله مورد نظر از 80% تا 99% متغیر است. طبق این رابطه ذره‌ای به عنوان ذره سطح آزاد شناخته می‌شود که چگالی آن تا حدی از چگالی استاندارد ذرات کمتر باشد (Koshizuka et al., 1998). مقدار این حد با توجه به مسئله مورد نظر ممکن است از 80% تا 99% انتخاب شود. رابطه (29) بیانگر این مسئله است که هیچ ذره‌ای در فضای بیرون از سطح آزاد وجود ندارد (شکل 3).



ذرات سیال

شکل 3 ذرات روی سطح آزاد

در این صورت فشار این ذره روی سطح آزاد در هر گام زمانی برابر صفر قرار داده خواهد شد. در روش MPS نیاز به اعمال شرط اضافه دیگری برای سطح آزاد نیست.

7-2- مرز جامد

در مواردی مانند دیواره‌ها یا کف کانال که با مرز جامد غیر قابل نفوذ روبرو هستیم، از این شرط مرزی استفاده می‌شود. در مجاورت مرزهای جامد، چگالی ذرات کاهش می‌یابد که این امر می‌تواند سبب ایجاد اختلال در محاسبات گردد. از این‌رو تعدادی ذرات مجازی در خارج از

که در آن ΔL فاصله ذرات و $0 < C \leq 1$ عدد کورانت است. در این مطالعه، $C \leq 0.5$ ، یک راه حل پایدار برای همه مسائل نمونه می‌دهد.

6- محاسبه لزجت مؤثر

مخلوط جامد و مایع به صورت یک سیستم چندفازی در نظر گرفته می‌شوند و فاز جامد به صورت سیال غیرنیوتنی رفتار می‌کند. دانه‌های جامد مانند سیال، با ذرات در اندازه برابر نشان داده می‌شوند. با توجه به اندازه ذرات، هر ذره فاز جامد نماینده تعداد معینی از دانه‌های فاز جامد می‌باشد و رفتار رئولوژیکی آن بر اساس خواص دانه‌ها تعریف می‌شود. یک مدل ساختاری برای محاسبه لزجت مؤثر فاز جامد نیاز است، در حالی‌که برای فاز سیال، لزجت واقعی مایع، که مقدار ثابتی است، به‌کارگرفته می‌شود.

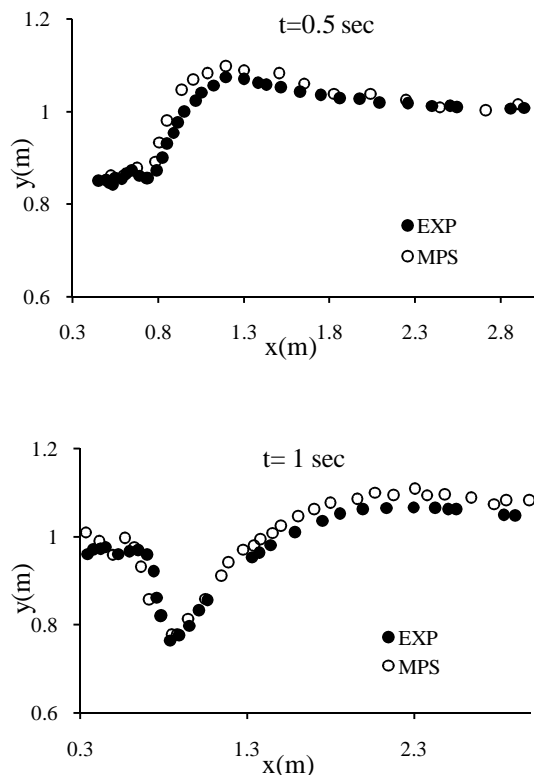
با توجه به ویژگی‌های مدل رئولوژیکی $\mu(I)$ برای پیش‌بینی رفتار جریان دانه‌ای برای بسیاری از پیکربندی‌های جریان، این مدل به عنوان مدل اصلی ساختاری در این مطالعه استفاده شده است. لزجت مؤثر در هر گام زمانی با استفاده از مدل $\mu(I)$ محاسبه می‌شود و به ذرات فاز جامد برای محاسبه ترم لزجت اختصاص داده می‌شود. در مواردی که رسوبات اشباع هستند، برای محاسبه دیورژانس تانسور تنش برشی $(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau})$ لزجت مؤثر برای هر ذره مورد نیاز است. این مدل رئولوژی در کد به صورت لزجت مؤثر در ترم لزجت معادله حاکم به صورت رابطه (27) پیاده‌سازی می‌شود (جعفری، 1394):

$$\langle \nabla(\mu_{eff} \nabla \cdot \mathbf{u}) \rangle_i = \frac{4d}{\lambda n_0} \sum_{j \neq i} \left(\frac{(\mu_{eff})_i (\mu_{eff})_j}{(\mu_{eff})_i + (\mu_{eff})_j} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) W(r_{ij}, r_e) \right) \quad (27)$$

و لزجت مؤثر برای ذره i با رابطه (28) محاسبه می‌گردد (جعفری، 1394):

$$(\mu_{eff})_i \begin{cases} = \frac{\mu(I)p}{\|\mathbf{E}\|_i} = \frac{\mu_s p_i}{\|\mathbf{E}\|_i} + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0 / I_i + 1} \frac{p_i}{\|\mathbf{E}\|_i} & \text{if } i \in \{phase_i = granular\} \\ = \mu_{water} & \text{if } i \in \{phase_i = water\} \end{cases} \quad (28)$$

در مدل WC-MPS تحقیق حاضر، برای شبیه‌سازی از 37323 ذره با فاصله اولیه 0/01 متر استفاده شده است. شکل 6 تلاشی برای کمی‌سازی پروفیل‌های سطح آزاد شبیه‌سازی شده به روش WC-MPS و آزمایشگاهی در دو زمان مشخص $t=0.5$ sec و $t=1$ sec را نشان می‌دهد. همان‌گونه که مشاهده می‌شود، پروفیل سطح آزاد ناشی از لغزش جعبه صلب، به صورت رضایت‌بخشی توسط مدل WC-MPS بازسازی شده که نشان‌دهنده توافق بسیار بالای راه حل عددی با داده‌های آزمایشگاهی است. در ادامه، شکل 7 شبیه‌سازی بزرگی سرعت و بردار سرعت را در زمان‌های $t=0.5$ sec و $t=1$ sec نشان می‌دهد. همان‌گونه که در این تصاویر مشاهده می‌شود مقدار سرعت در بازه 0 تا 2 m/sec بوده و به همین دلیل طول بردار سرعت نیز کوچک می‌باشد. به ویژه در محدوده $1.5 < x < 4$ m که سرعت به صفر نزدیک شده و به عبارت دیگر سیال در حال سکون قرار دارد، طول بردارهای سرعت به صفر میل نموده و بسیار کوچک می‌باشد.



شکل 6 مقایسه پروفیل سطح آب ناشی از لغزش جعبه صلب به روش WC-MPS و نتایج آزمایشگاهی در زمان‌های $t=0.5$ sec و $t=1$ sec

مرزها مستقر می‌شوند تا از این کاهش ناخواسته چگالی جلوگیری شود. این روش اولین بار توسط Koshizuka et al., 1995 به کار گرفته شد. مرزهای جامد به صورت چند ردیف ذرات مجازی خارج از میدان جریان در نظر گرفته می‌شوند که با فواصلی برابر شعاع اولیه ذرات در کنار هم چیده شده‌اند، تا چگالی ذرات دیواره نسبت به چگالی ذرات سیال ثابت بماند (شکل 4). ضخامت لایه ذرات مجازی به شعاع تأثیر انتخاب شده در تابع کرنل بستگی دارد.

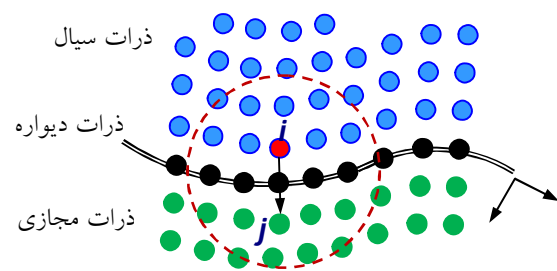
8- مدل‌های آزمایشگاهی مورد نظر برای

مدل‌سازی پدیده رانش زمین

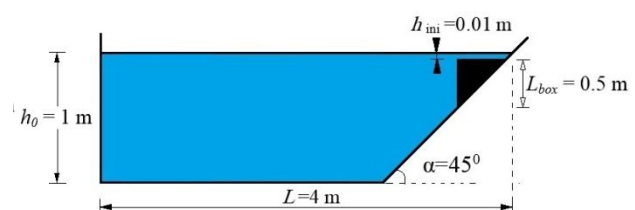
8-1- مدل‌سازی تک فازی لغزش جعبه صلب

مستغرق

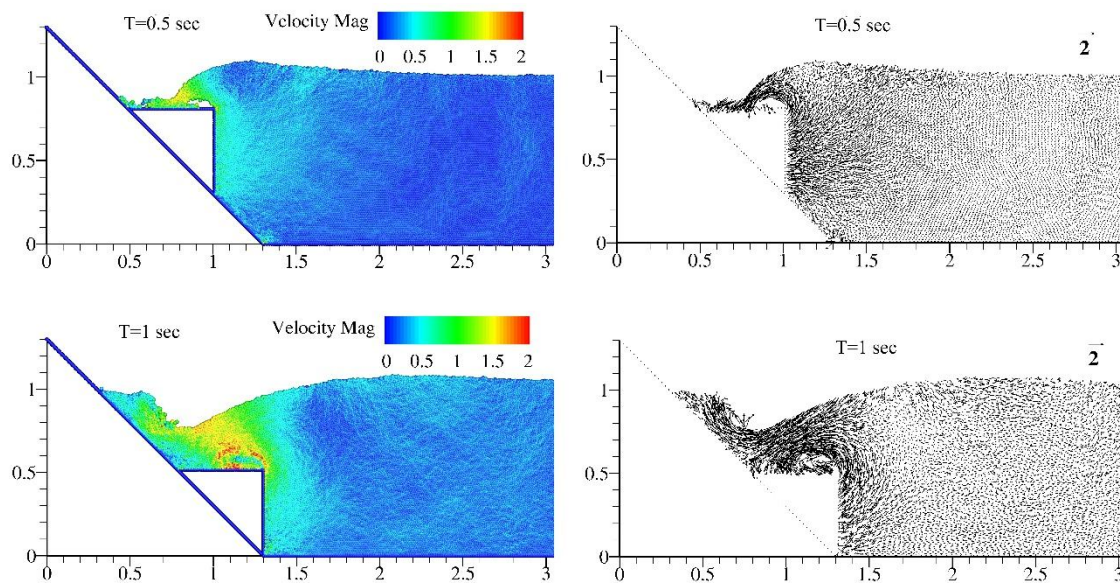
ابتدا دقت و توانایی مدل WC-MPS برای جریان تک‌فازی بررسی و صحت‌سنجی شده است. به این منظور از داده‌های آزمایشگاهی لغزش جعبه صلب مستغرق Heinrich (1992) استفاده گردید. همان‌گونه که در شکل 5 نشان داده شده است، عمق اولیه آب $h=1$ m، طول مخزن $L=4$ m، طول ضلع جعبه صلب متساوی‌الساقین $L_{box}=0.5$ m و فاصله بین سطح اولیه آب و سطح افقی جعبه صلب $h_{ini}=0.01$ m می‌باشد.



شکل 4 ذرات روی مرز جامد و ذرات مجازی (Koshizuka et al., 1995)

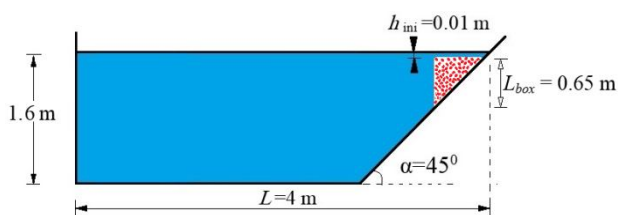


شکل 5 مدل آزمایشگاهی لغزش جعبه صلب تغییر شکل‌ناپذیر



شکل 7 شبیه‌سازی نیم‌رخ سطح آزاد، مقدار سرعت و بردار سرعت زمان‌های $t=0.5$ sec و $t=1$ sec

حاصل از مدل‌سازی سطح آزاد با استفاده از روش WC-MPS نسبتاً انطباق بیشتری با نتایج آزمایشگاهی در مقایسه با سایر روش‌های عددی دارد. نمودار پراکندگی پروفیل سطح آزاد آب برای شبیه‌سازی عددی مطالعه حاضر و همچنین مطالعات عددی Rzadkiewicz et al. (1997)، Capone et al. (2010) و Fu and Jin, (2015) در مقابل مدل آزمایشگاهی در شکل 10 نشان داده شده است.



شکل 8 مدل آزمایشگاهی لغزش توده رسوب تغییر شکل‌پذیر مستغرق

جدول 1 مدل‌های مورد مقایسه

مدل	روش عددی	مدل رئولوژی
Rzadkiewicz et al., 1997	Mesh-based	Bingham
Capone et al., 2010	Mesh-free (SPH)	Bingham
Fu and Jin, 2015	Mesh-free (MPS)	Hershel-Bulkely
Current study	Mesh-free (WC-MPS)	$\mu(I)$ Rheology

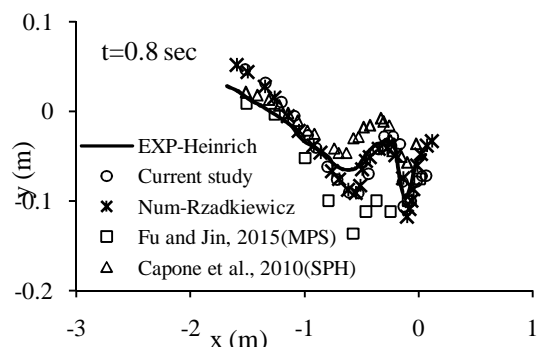
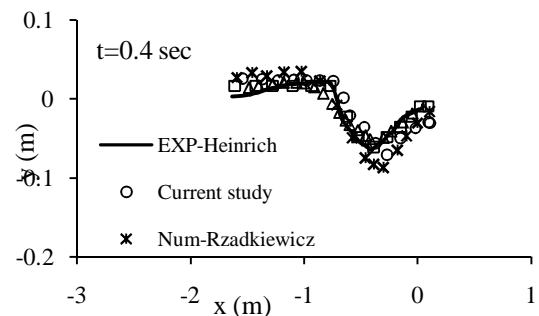
8-2- مدل‌سازی دوفازی رانش زمین در حالت مستغرق

نتایج بخش قبل حاکی از رضایت‌بخش بودن نتایج حاصل از مدل عددی روش WC-MPS بوده و بنابراین در مرحله بعد برای توسعه مدل مورد استفاده در این مطالعه، رانش یک توده رسوب مستغرق مطابق شکل 8 با استفاده از روش MPS به صورت جریان دوفازی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج مدل آزمایشگاهی Heinrich (1992) برای شبیه‌سازی، صحت‌سنجی و ارزیابی نتایج استفاده شده است. همانطور که پیشتر نیز اشاره گردید، در این مطالعه از مدل رئولوژی $\mu(I)$ برای شبیه‌سازی فاز رسوب بهره گرفته شد. هندسه مدل موردنظر در شکل 8 نمایش داده شده و همان‌گونه که مشاهده می‌شود در این مرحله $h=1.6$ m است. تعداد ذرات مورد استفاده در این شبیه‌سازی 25204 ذره با فاصله اولیه 0/015 متر می‌باشد.

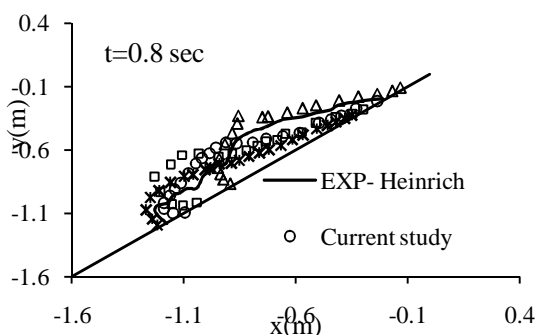
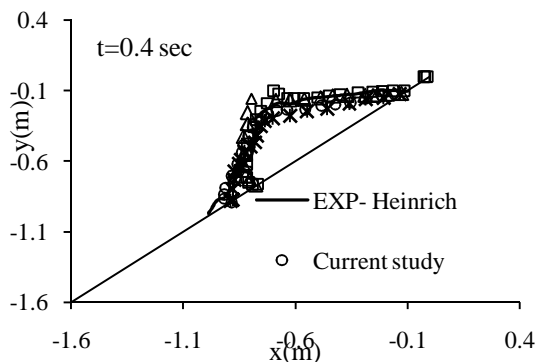
شکل 9 مقایسه نتایج شبیه‌سازی پروفیل سطح آزاد به روش WC-MPS را با نتایج آزمایشگاهی Heinrich (1992) و عددی سایر محققان (Rzadkiewicz et al., 1997، Capone et al., 2010 و Fu and Jin, 2015) که در جدول 1 به خصوصیات این روش‌ها اشاره شده است، در دو زمان $t=0.4$ sec و $t=0.8$ sec نشان می‌دهد. همان‌گونه که در شکل 9 مشاهده می‌شود، نتایج عددی

خط ترسیم شده با زاویه 45 درجه نسبت به محور افقی در این شکل با تقریب خوبی بیانگر همبستگی نسبتاً بالای راه‌حل عددی این مطالعه با نتایج آزمایشگاهی (به ویژه در زمان $t=0.8 \text{ sec}$) در مقایسه با سه مدل عددی دیگر می‌باشد.

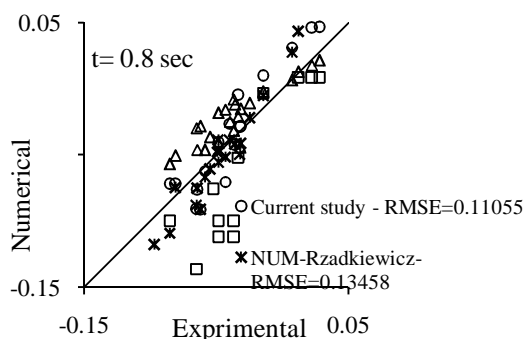
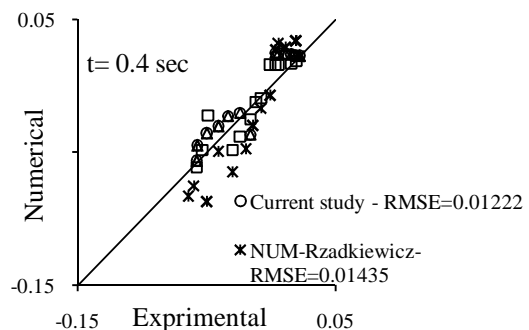
شکل 11 مقایسه نتایج عددی مدل حاضر مربوط به پروفیل رسوب را با نتایج آزمایشگاهی و عددی در دو زمان $t=0.4 \text{ sec}$ و $t=0.8 \text{ sec}$ نشان می‌دهد. همانطور که در شکل 11 مشاهده می‌شود، در زمان $t=0.4 \text{ sec}$ نتایج عددی (Rzadkiewicz et al. (1997), Fu and Jin (2015) و مدل حاضر تقریباً مشابه بوده و انطباق نسبتاً خوبی با نتایج آزمایشگاهی دارند. اما در زمان $t=0.8 \text{ sec}$ نزدیکی و انطباق نتایج این مطالعه با نتایج آزمایشگاهی در مقایسه با دو مدل عددی دیگر با تقریب قابل قبولی بهتر بوده و با توجه به تاثیر مدل رئولوژی بر روی حرکت فاز رسوب می‌توان بیان نمود که مدل رئولوژی $\mu(I)$ نسبت به دو مدل رئولوژی دیگر نسبتاً از قابلیت و توانایی بالاتری در مدل‌سازی رفتار رسوب برخوردار می‌باشد.



شکل 9 مقایسه پروفیل سطح آب ناشی از لغزش توده رسوب به روش WC-MPS با نتایج آزمایشگاهی و عددی در زمان‌های $t=0.4 \text{ sec}$ و $t=0.8 \text{ sec}$



شکل 11 مقایسه پروفیل رسوب در رانش مستغرق به روش WC-MPS با نتایج آزمایشگاهی و عددی در زمان‌های $t=0.4 \text{ sec}$ و $t=0.8 \text{ sec}$



شکل 10 نمودار پراکندگی پروفیل سطح آزاد آب به روش WC-MPS با نتایج آزمایشگاهی و عددی در زمان‌های $t=0.4 \text{ sec}$ و $t=0.8 \text{ sec}$

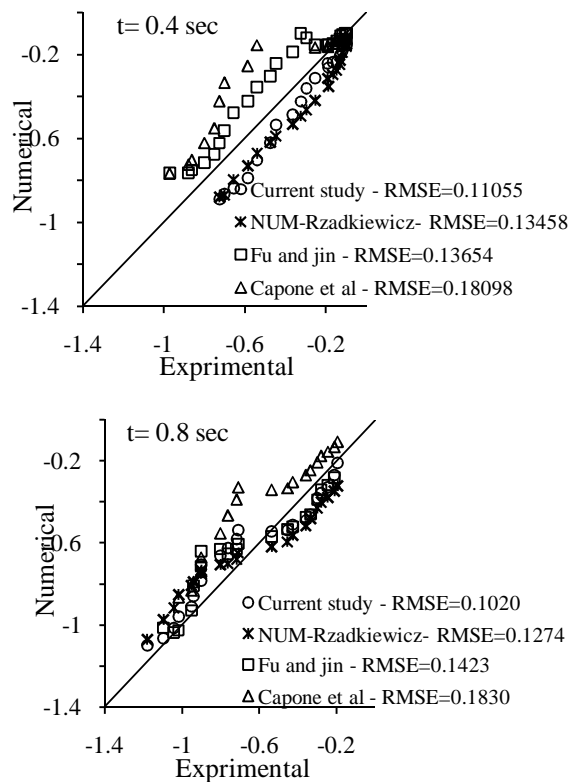
خط ترسیم شده با زاویه 45 درجه نسبت به محور افقی در این شکل نشان می‌دهد که روش عددی مورد مطالعه همبستگی نسبتاً خوبی با داده‌های آزمایشگاهی نسبت به سه مدل عددی دیگر دارد.

شکل 13 پروفیل شبیه‌سازی شده را نشان می‌دهد که با تصاویر آزمایشگاهی و عددی موجود به صورت کیفی مقایسه شده‌است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود پروفیل سطح آزاد و پروفیل رسوب به صورت نسبتاً رضایت‌بخشی مدل‌سازی شده است.

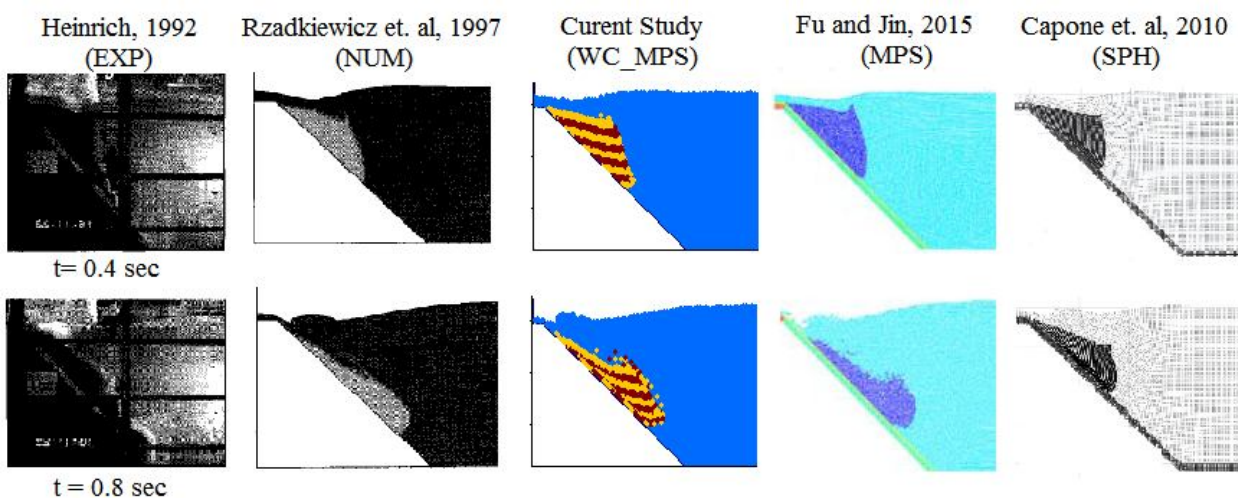
9- نتیجه‌گیری

هدف از این مطالعه، توسعه و بهبود روش نیمه‌ضمنی ذرات متحرک با تراکم ضعیف برای شبیه‌سازی جریان دوفاز دانه‌ای برای شبیه‌سازی پدیده رانش زمین می‌باشد. مدل عددی پیشنهادی براساس یک مدل چندفازی است که به موجب آن سیستم دوفازی به صورت یک سیستم پیوسته چندچگالی و چند لزجی رفتار می‌کند و شبیه‌سازی فاز رسوب با فرض سیال غیرنیوتنی (ویسکو-پلاستیک) و با استفاده از مدل رئولوژی $\mu(I)$ می‌باشد. برای صحت‌سنجی و ارزیابی عملکرد مدل مورد نظر در شبیه‌سازی هیدرودینامیک مسئله، از مدل آزمایشگاهی رانش جعبه صلب مستغرق استفاده گردید.

شکل 12 نشان‌دهنده نمودار پراکندگی پروفیل سطح رسوب برای شبیه‌سازی عددی مطالعه حاضر و همچنین مطالعات عددی (Capone et al., Rzadkiewicz et al. (1997) و Fu and Jin, (2015) و al., (2010) در مقایسه با مدل آزمایشگاهی است.



شکل 12 نمودار پراکندگی پروفیل سطح رسوب به روش WC-MPS با نتایج آزمایشگاهی و عددی در زمان‌های $t=0.4$ sec و $t=0.8$ sec



شکل 13 مقایسه شماتیک پروفیل رسوب در رانش مستغرق به روش WC-MPS با نتایج آزمایشگاهی و عددی در زمان‌های $t=0.4$ sec و $t=0.8$ sec

P	فشار
$r=(x,y)$	بردار موقعیت
r^t	موقعیت ذره در گام زمانی t
$r^{t+1/2}$	موقعیت ذره در گام زمانی $t+1/2$
t	زمان
T	تانسور تنش
u	بردار سرعت
u^t	سرعت ذره در گام زمانی t
$u^{t+1/2}$	سرعت ذره در گام زمانی $t+1/2$
Δl	فاصله بین ذرات
ξ	ضریب دوم لزجت
η	لزجت ظاهری
η_f	لزجت مؤثر
$\mu(I)$	ضریب اصطکاک
ρ	چگالی سیال
ρ_s	چگالی ذره
τ	تانسور تنش برشی
τ_y	تنش تسلیم
ϕ	کسر حجمی

مقایسه پروفیل سطح آزاد ناشی از لغزش جعبه صلب، با نتایج آزمایشگاهی نشان‌دهنده توافق بسیار بالای راه حل عددی با داده‌های آزمایشگاهی است. در ادامه رانش یک توده رسوب مستغرق با استفاده از روش WC-MPS به صورت جریان دوفازی مورد بررسی قرار گرفت. مدل آزمایشگاهی (Heinrich (1992) برای شبیه‌سازی و صحت‌سنجی و ارزیابی نتایج استفاده گردید. همانطور که نتایج نشان داد مدل رئولوژی $\mu(I)$ که برای شبیه‌سازی فاز رسوبی در تحقیق به کار گرفته شد، کارایی نسبتاً خوبی برای مدل‌سازی جریان ناشی از لغزش رسوبات داشته، به طوری که نتایج عددی حاصل از مدل‌سازی سطح آزاد با استفاده از روش WC-MPS انطباق قابل قبولی با نتایج آزمایشگاهی موجود داشته است. در بحث پروفیل سطح رسوب و لغزش رسوب نتایج این مطالعه انطباق رضایت‌بخشی با نتایج آزمایشگاهی دارد و با توجه به تاثیر مدل رئولوژی بر روی حرکت فاز رسوب می‌توان بیان نمود که مدل رئولوژی $\mu(I)$ نسبت به دو مدل رئولوژی دیگر از قابلیت و توانایی نسبتاً بالاتری در مدل‌سازی رفتار رسوب برخوردار می‌باشد.

11- منابع

جعفری‌ندوشن، ا. (1394). مدل‌سازی انتقال رسوبات غیرچسبنده به روش نیمه‌ضمنی ذرات متحرک (MPS). رساله دکتری، مهندسی عمران، دانشگاه سمنان.

Assier Rzdakiewicz, S. Mariotti, C. and Heinrich, P. (1997). "Numerical simulation of submarine landslides and their hydraulic effects". Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 123(4): 149-159.

Ataei-Ashtiani, B., Shobeyri, G. and Farhadi, L. (2008). "Modified incompressible SPH method for simulating free surface problems". Fluid Dynamics Research, 40: 637-661.

Cremonesi, M., Frangi, A. and Perego, U., (2010). "A Lagrangian finite element approach for the analysis of fluid-structure interaction problems". Int. J. Numer. Methods Fluids 84: 610-630.

Cremonesi, M., Frangi, A. and Perego, U., (2011). "A Lagrangian finite element approach for the simulation of water-waves induced by landslides". Comput. Struct. 89: 1086-1093.

Da Cruz F., Chevoir F., Roux J.N. and Iordanoff I. (2004). "Macroscopic friction of dry granular

10- فهرست علائم

C	عدد کورانته
C_0	سرعت مصنوعی صوت
CFL	پایداری کورانته فردریش لوی
C_s	ضریب اسمانگورینسکی
d	قطر ذره
Du	نوسان مولفه‌های سرعت
E	تانسور نرخ کرنش
E'	منحرف شونده تانسور نرخ کرنش
h	عمق اولیه آب
h_{ini}	فاصله بین سطح اولیه آب و سطح افقی جسم لغزنده
I	تانسور واحد
I	عدد اینرسی
k	مدول حجمی مایع
L	طول مخزن
L_{box}	طول ضلع جسم لغزنده
m_i	جرم ذره i
n	چگالی عددی ذرات

- “Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method”. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, 26(7): 751-769.
- Koshizuka, S., Tamako, H., and Oka, Y. (1995). “A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation”. *Comput. Fluid Dyn. J.*, 4(1), 29–46.
- Lagree, P. Y., Staron, L. and Popinet, S. (2011). “The granular column collapse as a continuum: validity of a two-dimensional Navier-Stokes model with a $\mu(I)$ -rheology”. *J. Fluid Mech.* 686: 378_408.
- Liu, G. R., and Liu, M. B. (2003). *Smoothed particle hydrodynamics: a meshfree particle method*. World Scientific Publishing.
- Liu, J., Koshizuka, S. and Oka, Y. (2005). “A hybrid particle-mesh method for viscous, incompressible, multiphase flows”. *Journal of Computational Physics*, 202(1): 65-93.
- Midi, G.D.R. (2004). “On dense granular flows”. *Eur. Phys. J. E* 14: 341–365.
- Minatti, L. and Paris, E. (2015). “A SPH model for the simulation of free surface granular flows in a dense regime”. *Journal of Applied Mathematical Modelling* 39, 363-382.
- Savage, S.B. and Hutter, K. (1989). “The motion of a finite mass of granular material down a rough incline”. *Journal of Fluid Mechanics*, 199, pp. 177 – 215.
- Shakibaeinia, A. and Jin, Y.C. (2010). A weakly compressible MPS method for modeling of open-boundary free-surface flow. *Int. J. Numer Methods Fluids*, 63(10), pp. 55-67.
- Shakibaeinia, A. and Jin, Y.C. (2012a). “Lagrangian multiphase modeling of sand discharge into still water”. *Advances in Water Resources*, 48:55-67.
- Shao, S.D. and Gotoh, H. (2005). “Turbulence particle models for tracking free surfaces”. *J. of Hydraulic Research*, 43(3): 276-289.
- Zhao, T. (2014). “Investigation of landslide-induced debris flows by the DEM and CFD”. PhD Thesis, University of Oxford, UK.
- Zweifel, A., Hager, Willi H. and Minor, H., (2006). “Plane impulse waves in reservoirs”. *J. Waterway Port Coast. Ocean Eng.* 132(5): 358–368.
- Zweifel, A., Zuccalà, D. and Gatti, D., (2007). “Comparison between computed and experimentally generated impulse waves”. *J. Hydraul. Eng.* 133(2): 208–216.
- materials”. *Tribology Series* 43: 53-61
- Da Cruz F., Emam S., Prochnow M., Roux J.N. and Chevoir F. (2005). “Rheophysics of dense granular materials: Discrete simulation of plane shear flows”. *Phys. Rev. E* 72: 021309.
- Dong, G., Wang, G., Ma, X. and Ma, Y., (2010). “Harbor resonance induced by subaerial landslide-generated impact waves”. *Ocean Eng.* 37: 927–934.
- Forterre, Y. and Pouliquen, O. (2006). “Granular flow. *La Relativité générale aujourd’hui*”. Vol. IX, pp. 1-40.
- Fu, L. and Jin, Y. (2015). “Investigation of non-deformable and deformable landslides using mesh-free method”. *Journal of Ocean Engineering* 109, 192-206.
- Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T. (2001). “Sub particle turbulence model for the MPS method Lagrangian flow model for hydraulic engineering”. *Computational Fluid Dynamics Journal*. 9(4): 331-347.
- Heinrich, P., (1992). “Nonlinear water waves generated by submarine and aerial landslides”. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.* 118 (3): 249–266.
- Heller, V. and Hager, W.H., (2011). “Wave types of landslide generated impulse waves”. *Ocean Eng.* 38: 630–640.
- Heller, V. and Spinneken, J., (2013). “Improved landslide-tsunami prediction: effects of block model parameters and slide model”. *J. Geophys. Res.* C 118: 1489–1507.
- Jin, Y., Guo, K., Tai, Y. and Lu, Ch. (2016). “Laboratory and numerical study of the flow field of subaqueous block sliding on a slope”. *Ocean Engineering*. 124: 371-383.
- Jop, P. Forterre and Y. Pouliquen, O. (2006). “Constitutive law for dense granular flows”. *Nature* 441: 727–730.
- Jop, P. (2015). Rheological properties of dense granular flows. *Comptes Rendus Physique*. 16(1): 62-72.
- Khayyer, A. and Gotoh, H. (2008). “Development of CMPS method for accurate water surface tracking in breaking waves”. *Coastal Engineering Journal*, 50(02), 179– 207.
- Kondo, M. and Koshizuka, S. (2011). “Improvement of stability in moving particle semi-implicit method”. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 65(6): 638-654.
- Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y. (1998).