نشریه روش‌های عددی در مهندسی، سال ۴۱، شماره ۲، زمستان ۱۴۰۱، ص. ۱۵۳-۱۳۷

مقاله پژوهشی

طرح هیدرودینامیک ذرات هموار برای شبیه‌سازی عددی جریان‌های چند فازی با سطوح مشترک پیچیده

مهدی محمودی مهریزی، محمد سفید* و امیرمسعود صالحی زاده

گروه حرارت و سیالات، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه یزد

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۱۱/۲ - دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۵/۱۱)

چکیده– شبیه‌سازی عددی مسایل چندفازی با سطوح مشترک پیچیده و جریان‌های با نسبت چگالی بالا به دلیل پخش ذرات و واگرایی، یکی از چالش‌های حل عددی می‌باشد. تحلیل مسایل معدودی با روش هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی برای حل جریان‌های سطوح مشترک پیچیده صورت گرفته در حالی که اکثر شبیه‌سازی‌ها با روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم ناپذیرانجام شده است. حل جریان‌های با نسبت چگالی بالا با روش هیدرودینامیک ذرات هموار با پراکندگی ذرات و واگرایی می‌باشد. برای رفع پراگندگی ذرات از روش‌های مختلف از جمله یک نیروی دافعه در سطح مشترک و یا روش تخصیص مقدار مجدد چگالی تصحیح شده استفاده شده است ولی مشکل از هم گسیختگی ذرات در سطح مشترک در زمان‌های بالاتر وجود دارد. در مطالعه حاضر، یک روش جدید هیدرودینامیکی ذرات هموار بر اساس چگالی استفاده شده است. به منظور جلوگیری از پخش ذرات مخصوصا در سطح مشترک در زمان‌های پایانی از یک روش ساده با حذف ذرات ناسازگار استفاده شده است. همچنین، طرح بهینه سازی جابجایی ذرات به منظور منظم سازی در سطح مشترک دو فاز با اجرای دقیق الگوریتم تغییر دو مرحله به گونه‌ای ایجاد شده است که توزیع منظم ذرات به طور پیوسته و محافظه کارانه‌ای حفظ می‌شود. برای بررسی دقت شبیه‌سازی، نتایج شبیه‌سازی عددی جریان‌های پوازویل دو فاز با نسبت‌های ویسکوزیته متفاوت، ناپایداری رینولدز-تیلور، بالا رفتن یک حباب در سیال با حل‌های تحلیلی و عددی مقایسه شده است که دقت و پیوستگی شبیه‌سازی حاضر بالاتر و یا همسان با دیگر شبیه‌سازی‌ها می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: شبیه‌سازی، هیدرودینامیک ذرات هموار، جریانهای چند فازی، پخش ذرات.

Smooth Particle Hydrodynamics Scheme for Numerical Simulation of Multiphase Flows With Complex Interface Surfaces

M. Mahmoodi, M. Sefid* and A. M. Salehizadeh

Department of Mechanical Engineering, University of Yazd, Yazd, Iran

Abstract*: Numerical simulation of multiphase problems with complex interface as well as high density ratios is one of the numerical challenges associated with particle scattering and divergence. Fewer problems have been performed with density-based smooth particle hydrodynamics (WCSPH) to solve complex joint surface currents, and most simulations have been performed using Incompressible Smooth Particle Hydrodynamics (ISPH). Solution of high density flows by the smooth particle*

* : مسئول مکاتبات، پست الکترونیکی: mhsefid@yazd.ac.ir

hydrodynamics is associated with particle dispersion and divergence. Various methods have been used to eliminate the scattering of particles, such as a repulsive force at the interface or the corrected density re-value, but there is a problem of particle disintegration at the interface at higher times. In the present simulation, to simulate multiphase flows with complex surfaces and high density ratios, a new density-based smooth particle hydrodynamics approach has been utilized. To prevent the scattering of particles, especially at the interface at the end times, a simple method with the removal of incompatible particles is used. In the present study, the particle displacement optimization scheme for regularization at the interface of the phase is created by precisely implementing a two-stage change algorithm, so as to maintain the regular particle distribution continuously and conservatively. To examine the accuracy of the present simulation method, it is firstly compared with two-phase Poiseuille flow with three fluids having different values of viscosity, Reynolds-Taylor instability and single bubble rising in a fully filled container., Then it is compared with analytical and numerical solutions. The accuracy and consistency of the current simulation is higher or equal to other simulations.

Keywords: *Smooth particle Hydrodynamic, Multiphase flows, Simulation, Diffusion of particles.*

فهرست علائم

C	سرعت صوت	$\vec{F}_s$	نیروی کششی سطح حجمی
c_a	تابع رنگ	$\vec{F}_s^a$	نیروی کشش سطحی
$\vec{e}_{ab}$	بردار واحد بین دو ذره a وb	$\vec{g}$	شتاب گرانشی
f	تابع دلخواه	h	طول هموار
$\vec{f}_r$	نیروی دافعه	P_0	فشار مرجع
$\lvert \vec{r}_{ab} \rvert = \lvert \vec{r}_a - \vec{r}_b \rvert$	فاصله بین ذرات a و b	υ	ویسکوزیته سینماتیکی
$\vec{V}$	بردار سرعت سیال	∇W_{ab}	تابع گرادیان کرنل
$\vec{u}^*$	میدان سرعت متوسط	$\hat{B}_a$	تانسور تغییر شکل برای مشتق دوم
$\forall_b$	حجم ذرهb	$\otimes$	ضرب خارجی بین دو بردار
$W(\vec{r}_{ab}, h)$	اسپلین کوئینتیک کرنل	μ_a	ویسکوزیته دینامیکی ذره a
ρ	چگالی سیال	$\bar{\mu}_{ab}$	ویسکوزیته دینامیکی بین
ρ_0	چگالی مرجع	∇t	زمان
		σ	ضریب کشش سطح

۱- مقدمه

سیستم‌های دینامیکی سیال چند فازی[۱] جدا شده توسط سطوح مشترک در بسیاری از مسایل ژئوفیزیکی و فناوری رایج است. روش‌های دینامیک سیالات محاسباتی[۲] مبتنی بر شبکه برای حل معادلات حاکم چند فاز استفاده شده است، اما آنها به تکنیک‌های ردیابی‌سطح مشترک مانند روش جلو-ردیابی[۳] [۱]، سطح - تنظیم شده[۴][۲] و حجم سیال[۵][۳] نیاز دارند که برای شبیه‌سازی محاسبات جریان‌های چند فاز بسیار پرهزینه هستند.

در سال‌های اخیر، روش‌های بدون شبکه لاگرانژی[۶] به عنوان جایگزینی برای روش‌های سطح مشترک فوق‌الذکر، کاندیداهای بهتری برای شبیه‌سازی جریان‌های چندفازی معرفی شده‌اند [۴ و ۵]. روش هیدرودینامیک ذرات هموار[۷][۶ و ۷] به عنوان یک روش معمول برای شبیه‌سازی با هرگونه تغییر شکل سطح مشترک به‌طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته است، تا از توانایی خوب این روش در ردیابی‌سطح مشترک بین فازهای مختلف بدون الگوریتم‌های اضافی برای عملکرد سطح مشترک

استفاده شود [۸]. در مدل‌سازی جریان‌های غیرقابل تراکم، حل‌کنندگان سنتی هیدرودینامیک ذرات هموار به یک روش تراکم‌پذیر ضعیف متوسل می‌شوند (هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی)، جایی که فشار با استفاده از یک معادله حالت با یک تراکم‌پذیری کوچک به چگالی مرتبط است [۹]. در حالی‌که از رویکرد واقعاً تراکم‌ناپذیر استفاده شود (هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر)، فشار از یک معادله پواسون برای میدان سرعت بدون واگرایی محاسبه می‌شود[۱۰]. در عملکرد روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر، بیشتر مطالعات قبلی در مورد شبیه‌سازی‌های چند فاز محدود به نسبت‌های کم چگالی است [۱۱ و ۱۲]. در زمینه رویکرد هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی، موناگان و رفیعی [۱۳] یک الگوریتم ساده هیدرودینامیک ذرات هموار برای جریان چند سیال با نسبت‌های چگالی بالا ارائه کردند. با این حال، فقط یک درجه آزادی برای حرکت ذرات سطح مشترک داده شد. تارتاکوفسکی و همکاران [۱۴] مدل شبیه‌سازی هیدرودینامیک ذرات هموار جفت نیرو را برای شبیه‌سازی جریان‌های سه فاز در حوزه‌های محدود ارائه داده‌اند. کریمی و همکاران [۱۵] یک مدل پیوسته برای شبیه‌سازی جریان چند سیال برای افزایش پایداری سطح مشترک ارائه دادند. چن و همکاران [۱۶] یک مدل هیدرودینامیک ذرات هموار چند فازی مبتنی بر فرض پیوستگی فشار ایجاد کردند که مشکل واگرایی عددی را داشت. اخیراً، ژنگ و همکاران [۱۷] با معرفی یک اصطلاح ویسکوزیته مصنوعی مبتنی بر عملکرد سوئیچ، مدل هیدرودینامیک ذرات هموار چند فاز جدیدی با واگرایی عددی پایین تر ایجاد کرد. نوسانات فشار غیرفیزیکی به عنوان یکی از موضوعات رویکرد هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی [۱۸]، با استفاده از الگوریتم مقداردهی مجدد چگالی [۱۶]، الگوریتم تصحیح دلتا-هیدرودینامیک ذرات هموار[۸][۱۹] و طرح راهپیمایی زمان مناسب[۹] [۲۰] قابل پیشگیری است. علیرغم محبوبیت روش هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی در جامعه هیدرودینامیک ذرات هموار از این روش در شبیه‌سازی جریان سیال چند فازی است. کار حاضر یک الگوریتم کارآمد هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی برای شبیه‌سازی جریان‌های چند فاز با سطوح مشترک پیچیده و نسبت‌های چگالی بالا ارائه می‌دهد. در این روش از پخش غیرواقعی سطح مشترک با حذف ذرات ناسازگار جلوگیری می‌شود. در مطالعه حاضر، طرح بهینه‌سازی جابجایی ذرات [۲۱] برای منظم‌سازی در سطح مشترک دو فاز با اجرای دقیق الگوریتم تغییر دو مرحله به گونه‌ای اجرا ایجاد شده است که توزیع منظم ذرات به طور پیوسته و محافظه کارانه‌ای حفظ می‌شود.

۲. مدل ریاضی

جریان دو سیال به‌طور سنتی توسط معادلات ناویر استوکس برای هر فاز سیال به‌صورت معادلات حالت، جرم و حرکت توصیف می‌شود:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\nabla\cdot\vec{V} \qquad (۱)$$

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla.(\upsilon\nabla\vec{V} + \vec{g} + \frac{1}{\rho}\vec{F}_s) \qquad (۲)$$

جایی‌که $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}.\nabla$ مشتق زمانی ماده است. υ ویسکوزیته سینماتیکی، $\vec{g}$ شتاب گرانشی، $\vec{F}_s$ نیروی کشش سطحی حجمی ρ و $\vec{V}$ به‌ترتیب چگالی و بردار سرعت سیال هستند.

P فشاری است که از چگالی براساس معادله خطی حالت به‌صورت زیر محاسبه می‌شود [۲۲]:

$$p = p_r[(\frac{\rho}{\rho_0}) - 1] + p_0 \qquad (۳)$$

جایی که ρ_0 و p_0 به ترتیب چگالی و فشار مرجع را نشان می‌دهد p_r تابعی از چگالی مرجع و سرعت صوت c به‌صورت زیر است:

$$p_r = \rho_0 c^2 \qquad (۴)$$

در مورد جریان‌های مایع چند فاز، p_r برای همه مراحل سیال یکسان انتخاب شده است [۸].

۲-۱- روش هیدرودینامیک ذرات هموار

در فرمولاسیون هیدرودینامیک ذرات هموار، تقریب ذرات متغیربا جمع شدن ذرات درون حوزه پشتیبانی ذره واقع در $\vec{r}_a$ تعیین می‌شود [۲۳].

$$\langle f(\vec{r}_a)\rangle = \sum_b \forall_b f(\vec{r}_a) W(|\vec{r}_{ab}|, h) \qquad (۵)$$

که در آن $\forall_b$ حجم ذره b، h طول هموار است که نشان‌دهنده مقیاس گسسته‌سازی تقریب‌های هیدرودینامیک ذرات هموار است و $|\vec{r}_{ab}| = |\vec{r}_a - \vec{r}_b|$ فاصله بین ذرات a و b است. در این مقاله ، از اسپلین کوئینتیک کرنل[10] برای همه موارد استفاده می‌شود [۲۳].

$$W(|\vec{r}_{ab}|, h) = \frac{1}{120}\begin{cases} (3-\frac{|r_{ab}|}{h})^5 - 6(2-\frac{|r_{ab}|}{h})^5 + 15(1-\frac{|r_{ab}|}{h})^5 & 0 \le \frac{|r_{ab}|}{h} < 1 \\ (3-\frac{|r_{ab}|}{h})^5 - 6(2-\frac{|r_{ab}|}{h})^5 & 1 \le \frac{|r_{ab}|}{h} < 2 \\ (3-\frac{|r_{ab}|}{h})^5 & 2 \le \frac{|r_{ab}|}{h} < 3 \\ 0 & \frac{|r_{ab}|}{h} \ge 3 \end{cases} \qquad (۶)$$

در این شبیه‌سازی، طول هموار h ثابت است که نسبت به فاصله بین ذره اولیه Δx برابر با $h = 1.33\Delta x$ انتخاب می‌شود. از این پس $W(|\vec{r}_{ab}|, h)$ برای سادگی به‌صورت W_{ab} نوشته خواهد شد. بر اساس تکنیک درون یابی‌شپرد، یک نسخه اصلاحی از تقریب ذرات به عنوان $f(\vec{r}_a)$ معرفی شده است[۲۴].

$$f(\vec{r}_a) = \frac{\sum_b \forall_b f_b W_{ab}}{\sum_b \forall_b W_{ab}} \qquad (۷)$$

استفاده از این تقریب این امکان می‌دهد تا تابع‌های دقیقاً یکنواختی تولید شوند. گسسته‌سازی هیدرودینامیک ذرات هموار از عملگرهای گرادیان ، دیورژانس و لاگراژین برای یک تابع دلخواه f یا تانسور F به‌ترتیب زیرمحاسبه می‌شود :

$$\langle \nabla f\rangle_a = \sum_b \forall_b (f_b - f_a)(B_a.\nabla W_{ab}) \qquad (۸)$$

$$\langle \nabla . f\rangle_a = \sum_b \forall_b (f_b - f_a).(B_a.\nabla W_{ab}) \qquad (۹)$$

$$\langle \nabla^2 f\rangle_a = \hat{B}_a : \sum_b 2\forall_b \vec{e}_{ab}\nabla W_{ab}\left(\frac{(f_b - f_a)}{|\vec{r}_{ab}|} - \vec{e}_{ab}.\langle \nabla f\rangle_a\right) \qquad (۱۰)$$

جایی‌که $\nabla W_{ab} = \frac{1}{h}\frac{\partial W}{\partial |\vec{r}_{ab}|}\vec{e}_{ab}$ تابع گرادیان کرنل با توجه به $\vec{r}_a$، $\vec{e}_{ab} = \frac{\vec{r}_{ab}}{|\vec{r}_{ab}|}$ بردار واحد بین دو ذره a و b و B تانسور تصحیح گرادیان عملکرد کرنل است [۲۵]:

$$B_a = \left[\sum_b \forall_b (\vec{r}_b - \vec{r}_a) \otimes \nabla W_{ab}\right]^{-1} \qquad (۱۱)$$

و $\hat{B}_a$ یک تانسور تغییر شکل برای مشتق دوم است که توسط مرجع [۲۶] داده می‌شود:

$$\hat{B}_a : \left[\sum_b \forall_b \vec{r}_{ab}\vec{e}_{ab}\vec{e}_{ab}\nabla W_{ab} + \left(\sum_b \forall_b \vec{e}_{ab}\vec{e}_{ab}\nabla W_{ab}\right).B_a.\left(\sum_b \forall_b \vec{r}_{ab}\vec{r}_{ab}\nabla W_{ab}\right)\right] = -I \qquad (۱۲)$$

جایی‌که $\otimes$ ضرب دیاک بین دو بردار تعریف می‌شود.

۲-۲- الگوریتم هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی

در مدل‌های عددی چند فاز، برای تشخیص سیالات مختلف در یک سیستم دو فازی غیرقابل اختلاط و محاسبه زمینه‌های سطح مشترک، لازم است یک تابع رنگ، C_a، به ذرات هر فاز اختصاص یابد.

$$C_a = \begin{cases} 1 & \text{Fluid A} \\ 0 & \text{Fluid B} \end{cases} \qquad (۱۳)$$

علاوه بر این، برای افزایش توانمندی روش فعلی برای شبیه‌سازی جریان با نسبت چگالی و گرانروی بالاتر، عملکرد رنگ اختصاص داده شده به‌صورت زیر هموار می‌شود:

$$\hat{C}_a = \frac{\sum_b \forall_b C_b W_{ab}}{\sum_b \forall_b W_{ab}} \qquad (۱۴)$$

برای جلوگیری از تغییرات شدید در گرادیان‌های متغیرها در سراسر سطح مشترک، معقول است که چگالی و ویسکوزیته سیالات را از طریق استفاده از یک عنوان میانگین درون‌یابی حسابی هموار کرد:

$$\rho_a = \hat{C}_a\rho_A + (1-\hat{C}_a)\rho_B \qquad (۱۵)$$

$$\mu_a = \hat{C}_a\mu_A + (1-\hat{C}_a)\mu_B \qquad (۱۶)$$

جایی که μ_a ویسکوزیته دینامیکی ذره a است. همان‌طور که قبلا ذکر شد، هیدرودینامیک ذرات هموار مبتنی بر چگالی استاندارد از نوسانات فشار رنج می‌برد. سفید و همکاران [۲۷] نشان دادند که کوپل سرعت–فشار، نوسانات غیر فیزیکی را کاهش می‌دهد. درمطالعه حاضر، از الگوریتم چگالی شبه ثابت [۲۰] استفاده شده است که مراحل عددی دقیق آن در این بخش ارائه شده است. ابتدا، میدان سرعت متوسط $\vec{u}^*$ به استثنای ترم گرادیان فشار به شرح زیر برآورد می‌شود:

$$\vec{u}^* = \vec{u}_a^n + \Delta t\left[\begin{array}{l}\dfrac{1}{m_a}\left\{\hat{B}_a : \sum_b (\forall_a^2+\forall_b^2)\vec{e}_{ab}\nabla W_{ab}(\bar{\mu}_{ab}\dfrac{p_a^n - p_b^n}{|\vec{r}_{ab}|} - \vec{e}_{ab}.(\bar{\mu}_{ab}\nabla u)_a\right\} \\ +\sum_b \forall_b(\vec{u})\end{array}\right] \qquad (۱۷)$$

در جایی‌که $\vec{F}_r$ نیروی دافعه است و اصطلاح $\bar{\mu}_{ab}$ ویسکوزیته دینامیکی بین ذرات است که به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\bar{\mu}_{ab} = \frac{\mu_a\mu_b}{\mu_a+\mu_b} \qquad (۱۸)$$

سپس، فشار جدید از طریق حل محاسبه می‌شود

$$\frac{p_a^{n+1}+p_a^n}{\nabla t} = -\rho_a c_a^2\left[\begin{array}{l}\dfrac{1}{m_a}\left\{\hat{B}_a : \sum_b (\forall_a^2+\forall_b^2)\vec{e}_{ab}\nabla W_{ab}(\bar{\mu}_{ab}\dfrac{p_a^n - p_b^n}{|\vec{r}_{ab}|} - \vec{e}_{ab}.(\bar{\mu}_{ab}\nabla u)_a\right\} \\ +\sum_b \forall_b(\vec{u}_a^n - \vec{u}_b^n).(B_a.\nabla W_{ab})\end{array}\right] \qquad (۱۹)$$

با محاسبه میدان فشار، می‌توان میدان سرعت را در زمان گام n + ۱ به‌دست آورد:

$$\vec{u}_a^{n+1} = \vec{u}_a^* - \frac{\nabla t}{m_a}\left\{\sum_b (\forall_a^2+\forall_b^2)\tilde{p}_{ab}(B_a.\nabla W_{ab})\right\} \qquad (۲۰)$$

در مواردی که اصطلاح $\tilde{p}_{ab}$ برای اطمینان از تداوم فشار حتی در مورد چگالی ناپیوسته بین ذرات سیال تعریف شده است، به صورت رابطه (۲۱) [۲۸]:

$$\tilde{p}_{ab} = \frac{\rho_a p_b - \rho_b p_a}{\rho_a+\rho_b} \qquad (۲۱)$$

در نهایت، تمام ذرات با طرح مرکزی زیر به موقعیت جدید خود منتقل می‌شوند:

$$\vec{r}_a^{n+1} = \vec{r}_a^n + \nabla t\frac{\vec{u}_a^{n+1}+\vec{u}_a^n}{2} \qquad (۲۲)$$

۲-۳- رفتار سطح مشترک چند فاز

در مورد یک سیال دو فاز، ممکن است از فرمول نیروی سطح پیوسته برای نشان دادن نیروی کشش سطحی استفاده شود [۲۹]. این فرمول شرایط پرش – فشار عمودی بر سطح مشترک جداسازی سیالات را توصیف می‌کند. نیروی کشش سطحی به این صورت تعریف می‌شود [۲۲]:

$$\vec{F}_a^s = \sigma\kappa\vec{n}_a \qquad (۲۳)$$

جایی‌که σ ضریب کشش سطح است، $\vec{n}_a$ بردار واحد عمود بر سطح است و $\kappa = -\nabla.\vec{n}_a$ انحنای سطح مشترک است. بردار نرمال واحد سطح با استفاده از گرادیان تابع رنگ هموار محاسبه می‌شود:

$$\vec{n}_a = \frac{\nabla\hat{C}_a}{|\nabla\hat{C}_a|} \qquad (۲۴)$$

به دلیل محاسبات نادرست برای انحنای سطح مشترک، موریس [۲۲] محدودیتی را برای یافتن نرمال قابل اطمینان پیشنهاد کرد:

$$N_a = \begin{cases} 1 & |\nabla\hat{C}_a| > \dfrac{\varepsilon}{h} \\ 0 & \text{otherwise}\end{cases} \qquad (۲۵)$$

جایی‌که ε یک ثابت است، که بر اساس تجربیات عددی روی ۰.۱ تنظیم می‌شود. با این حال، به دلیل کاهش میزان عمود بر سطح در جمع هیدرودینامیک ذرات هموار، برای اطمینان از سازگاری، نرمال سازی مجدد لازم است. بنابراین ، تخمین انحنای هیدرودینامیک ذرات هموار به‌صورت زیر است:

$$\kappa = -\nabla.\vec{\hat{n}}_a = -\frac{\sum_b \forall_b \min(N_a, N_b)(\vec{\hat{n}}_b - \vec{\hat{n}}_a).\nabla W_{ab}}{\sum_b \forall_b \min(N_a, N_b) W_{ab}} \quad (۲۶)$$

برای جلوگیری ازپخش نادرست سطح مشترک، یک اصطلاح نیروی دافعه، پیشنهاد شده توسط موناگان و رفیعی [۱۳]، به معادله حالت مومنتوم اضافه می‌شود. این نیرو بین سیالات از انواع مختلف عمل می‌کند، به شرح زیر:

$$\vec{F}_a^s = -\xi \sum_b \forall_b \left|\frac{\rho_{0a} - \rho_{0b}}{\rho_{0a} + \rho_{0b}}\right| | p_a + p_b | (B_a.\nabla W_{ab}) \quad (۲۷)$$

جایی‌که ρ_0 چگالی مرجع و ξ یک ثابت است که برای تمام شبیه‌سازی‌های کار حاضر برابر با ۰/۰۸ تنظیم می‌شود.

۲-۴- الگوریتم تغییر مکان‌دهی چندفازی

به منظور تثبیت شبیه‌سازی و تشکیل توزیع یکنواخت ذرات، پس از آنکه موقعیت ذرات از نظر معادله (۲۲) به مرور زمان پیشرفت کردند، طبق روش شو و همکاران [۳۰]، ذرات کمی جابجا می‌شوند، سپس متغیرهای هیدرودینامیکی با تقریب سری تیلور اصلاح می‌شوند:

$$A'_a = A_a + (\nabla A)_a.\delta\vec{r}_{aa'} + o(\delta\vec{r}^2_{aa'}) \quad (۲۸)$$

جایی‌که A یک متغیر عمومی است a و a' به ترتیب موقعیت قدیمی و موقعیت جدید ذرات هستند. $\delta\vec{r}_{aa'}$ بردار جابجایی بین موقعیت جدید ذره و موقعیت قدیمی آن است. با اصلاح اندازه جابجایی ذره، ζ، در رابطه با فاصله همرفت ذرات و اندازه ذرات، انتقال موقعیت در رابطه (۲۹) بیان شده است:

$$\delta\vec{r}_{aa'} = \nabla\vec{r}_a = C\xi\vec{R}_a \quad (۲۹)$$

که در آن C یک ثابت در محدوده ۰/۰۱ -۰/۱ است. ζ اندازه انتقال است که برابر است با حداکثر فاصله همرفت ذره $|u|_{max} \nabla t$، $|u_{max}|$ با حداکثر سرعت ذره، و Δt مرحله زمان و $\vec{R}_a$ با رابطه (۳۰) حل می‌شود:

$$\vec{R}_a = \sum_{b=1}^{N_a} \left|\frac{\vec{r}_a^{\,2}}{\vec{r}_{ab}}\right| n_{ab} \quad (۳۰)$$

جایی‌که، N_a ، تعداد ذرات همسایه در اطراف ذره a است، فاصله بین ذره a و ذره b است و $\vec{n}_{ab}$ بردار جابه‌جایی واحد بین ذرات a و b است. $\vec{r}_a$ میانگین فاصله ذرات در همسایگی a است، و برابر است با:

$$\vec{r}_a = \frac{1}{N_a}\sum_{b=1}^{N_a} |\vec{r}_{ab}| \quad (۳۱)$$

لیند و همکاران [۳۱] مشاهده کردند که به دلیل حرکت ذرات سطح آزاد، فاصله جابه‌جایی ذرات بسیار بیشتر از طول هموارکننده خواهد بود که منجر به ایجاد خطای غیر منطقی می‌شود. بنابراین، حد بالایی برای فاصله جابه‌جایی ذرات $2/h$ تعریف شده است. برای شبیه‌سازی جریان‌های سیالات چندفاز، فرآیند جابجایی ذرات از یک روش دو مرحله‌ای تشکیل شده است. اول، جابجایی ذرات فقط برای فاز سبک انجام می‌شود در حالی‌که فاز سنگین نادیده گرفته می‌شود. طرح بهینه‌سازی جابه‌جایی ذرات [۲۱] در سطح مشترک فاز اعمال می‌شود زیرا با توجه به اینکه موقتاً ذرات فاز سنگین نادیده گرفته می‌شوند، به عنوان یک سطح آزاد عمل می‌شود سپس، در حالی‌که فاز سبک نادیده گرفته می‌شود، جابه‌جایی فاز سنگین انجام می‌شود. فرآیند انتقال ذرات دو مرحله‌ای شرح داده شده اطمینان می‌دهد که هیچ جابه‌جایی در حالت عادی به سطح مشترک فاز وجود نخواهد داشت و در عین حال توزیع ذرات منظم شده تقریباً کاملی را در این منطقه تضمین می‌کند. بر اساس طرح بهینه‌سازی جابجایی ذرات، بردار جابه‌جایی تغییر ذرات در رابطه (۳۲) تعیین می‌شود [۲۱]:

$$\delta\vec{r}_{aa'} = \begin{cases} \nabla\vec{r}_a & \nabla.\vec{r}_a \geq 1.6 \\ \nabla\vec{r}_a (I_{2\times2} - \vec{n}_a \otimes \vec{n}_b) & 1.3 < \nabla.\vec{r} < 1.6 \\ 0 & \nabla.\vec{r} \leq 1.3 \end{cases} \quad (32)$$

جایی‌که $\nabla\vec{r}_a$ توسط رابطه (۲۹) به‌دست می‌آید و ñ توسط رابطه (۲۴) به‌دست می‌آید. پس از آن ذره توسط $\delta\vec{r}_{aa'}$ جابه‌جا می‌شود، متغیرهای هیدرودینامیکی جریان در موقعیت جدید به شرح زیر در رابطه (۳۳) و (۳۴) اصلاح می‌شوند:

$$\vec{u}_a^f = \vec{u}_a + (\nabla\vec{u})_a = \vec{u}_a + (\nabla\vec{u})_a.\delta\vec{r}_{aa'} \qquad (۳۳)$$

$$p_a^f = p_a + (\nabla p)_a = p_a + (\nabla p)_a.\delta\vec{r}_{aa'} \qquad (۳۴)$$

۲-۴- دیوارهای جامد و شرایط مرزی

در منطقه مرزی، چهار لایه از ذرات مجازی ثابت با فاصله اولیه برابر به موازات دیواره جامد تولید می‌شوند. سرعت ذرات دیواری و مجازی را صفر در نظر گرفته می‌شود. برای اعمال شرایط مرزی بدون لغزش، سرعت مصنوعی از نظر فاصله آن از مرز مربوط به ذره سیال همسایه با معادله زیر بر روی ذره مجازی $\omega \in \Omega_{wall}$ به‌صورت زیر (۳۵) است:

$$\vec{V}_\omega = (1-\chi)\vec{V}_a \qquad (۳۵)$$

به طوری‌که:

$$\chi = \min(\chi_{max}, 1 + \frac{d_\omega}{d_a}) \qquad (۳۶)$$

در این مطالعه با انتخاب $\chi_{max} = 2$ [۳۲] نتایج خوبی به‌دست آمده است. از این سرعت مصنوعی برای ارزیابی گرادیان سرعت ذرات سیال استفاده می‌شود. به‌عنوان یک وضعیت مرزی همگن نویمان، فشار مصنوعی به هر ذره ساختگی همسایه ذره سیال مربوطه اختصاص داده می‌شود [۳۲]:

$$p_\omega = p_f + \rho_f(\vec{g} - \vec{a}_\omega).\vec{r}_{\omega f} \qquad (۳۷)$$

در صورت وجود دیوارهای متحرک ، اصطلاح $\vec{a}_\omega$ نشان‌دهنده یک شتاب دیواری است.

۳. نتایج و بحث

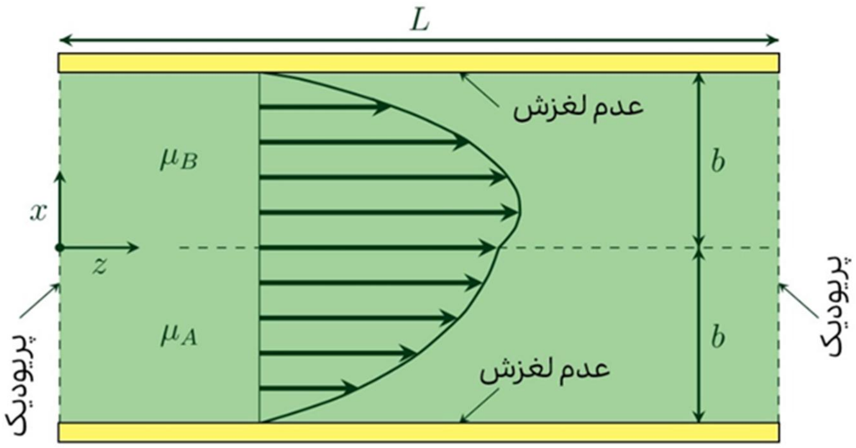
در این بخش چندین مورد آزمایشی برای اعتبارسنجی الگوریتم پیشنهادی در نظر گرفته می‌شود. در مرحله اول، جریان‌های پوازویل[۱۱] دو فاز با نسبت‌های ویسکوزیته متفاوت شبیه‌سازی شده و پروفیل‌های سرعت به‌دست آمده با حل‌های تحلیلی مقایسه می‌شوند. سپس بی‌ثباتی معروف ریلی-تیلور برای ارزیابی ویژگی‌های گرفتن سطح مشترک از طرح پیشنهادی، جایی‌که نتایج هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر در برابر پیش‌بینی‌های عددی سطح تنظیم شده مقایسه می‌شود، مورد بررسی قرار می‌گیرد. در مرحله آخر بالا رفتن یک حباب با دو نسبت مختلف چگالی و نسبت گرانروی بررسی شده و نتایج با شبیه‌سازی روش المان محدود[۱۲] مقایسه می‌شوند.

۳-۱- جریان دو فازی پوازویل

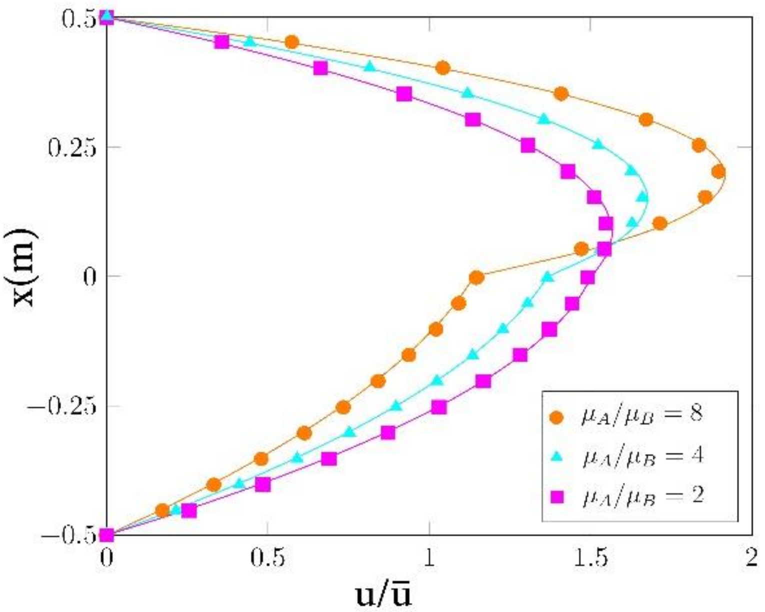
جریان‌های پوازویل که از دو صحفه موازی بی‌نهایت به فاصله مشخص از هم تشکیل شده است. در جریان‌های پوازویل تنش‌های برشی با رشد لایه مرزی از سطح به وجود می‌آید. با فرض جریان توسعه یافته در طول کانال پرفایل سرعت ثابت می‌ماند که به صورت شرط مرزی پریودیک[۱۳] نمود پیدا می‌کند. در طول دیواره فرض شده است شرط عدم لغزش[۱۴] برقرار است. ازاین جریان می‌توان برای اعتبارسنجی مدل عددی ارایه شده در این مقاله با یک مدل تحلیلی که توسط برد و همکاران[۳۵] به دست آمده استفاده کرد. شماتیک این مسئاله در شکل (۱) نشان داده شده است. یک کانال با طول L و عرض ۲b در نظر گرفته می‌شود. که دو سیال تراکم ناپذیر غیرقابل اختلاط با فرض توسعه یافتگی در طول کانال در وسط کانال به یکدیگر متصل می‌شوند. محور حرکت جریان z و محور عرض کانال x و مرکز این مختصات مطابق شکل (۱) وسط عرض کانال در نظر گرفته شده است. عامل حرکت سیال و گرادیان فشار در جهت z از یک نیروی خارجی تامین می‌شود. سرعت جریان سیال طوری تنظیم می‌شود تا دو سیال یکی با لزجت کمتر سیال A و یک سیال با لزجت بیشتر سیال B بتواند در نصف عرض کانال جریان پیدا کند. جریان کاملاً آرام و با سرعت پایین در نظر گرفته شده است که به حالت مغشوش تبدیل نشود. برد و همکاران [۳۵] یک راه حل تحلیلی برای این مساله ارائه کردند:

$$u_A = F_z \frac{b^2}{2\mu_A}\left[(\frac{2\mu_A}{\mu_A+\mu_B}) + (\frac{\mu_A+\mu_B}{\mu_A+\mu_B})(\frac{x}{b}) + (\frac{x}{b})^2\right] \qquad (۳۸)$$

این شبیه‌سازی حاضر را با سه ویسکوزیته مختلف با حل دقیق تحلیلی برد و همکاران [۳۵] مقایسه شده است. نقاط پیوسته حل تحلیلی و اشکال مربع، دایره و مثلث شبیه‌سازی حاضر را نشان می‌دهد که تطابق کاملا یکسان حل تحلیلی با حل حاضر را نشان می‌دهد و دلیل بر صحت شبیه‌سازی حاضر است شکل (۲).



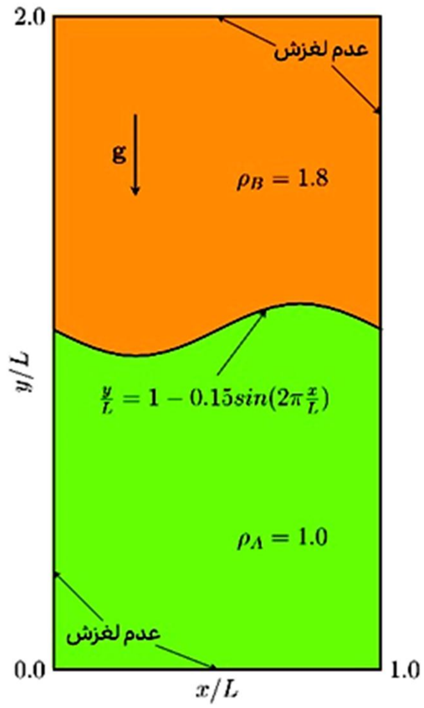
شکل ۱- نمایش شماتیک جریان دو فاز پوئزویل



شکل ۲- مقایسه پروفیل سرعت طولی در جریان دو فاز پوئزویل برای سه نسبت مختلف ویسکوزیته بین شبیه‌سازی حاضر با راه حل‌های تحلیلی [۳۵].

۳-۲- بی ثباتی ریلی-تیلور[۱۵]

به‌منظور ارزیابی صحت موقعیت پیش‌بینی شده سطح مشترک چند فازی، بسیاری از محققان از بی ثباتی ریلی تیلور به عنوان یک مورد مورد مقایسه در جریان دو فازی استفاده کرده‌اند [۳۶-۳۸]. در صورت عدم وجود کشش سطحی، ناپایداری بین دو سیال غیرقابل اختلاط با چگالی متفاوت رخ می‌دهد به‌طوری که سیال متراکم‌تر در ابتدا بالاتر از سیال سبک‌تر است که با یک رابط سینوسی از هم جدا شده‌اند. دامنه محاسباتی بی‌ثباتی ریلی تیلور در شکل(۳) ارائه شده است. در این کار دو سیال را در یک ظرف مستطیل شکل به ابعاد ۱×۲ متر (عرض×ارتفاع) قرار داده شده است. سیال متراکم‌تر با چگالی $\rho_A = 1.8\frac{kg}{m^3}$ در بالای سیال سبک‌تر با چگالی $\rho_B = 1\frac{kg}{m^3}$ قرار می‌گیرد. سطح مشترک این دو سیال در $y = 1 - 0.15\sin(2\pi x)$ قرار دارد. فرض می‌شود که ستون عمودی سیال تحت عمل گرانش واحد $\vec{g} = (0,1)\frac{m}{s^2}$ باشد.



شکل ۳- تصویر شماتیک بی ثباتی ریلی تیلور.

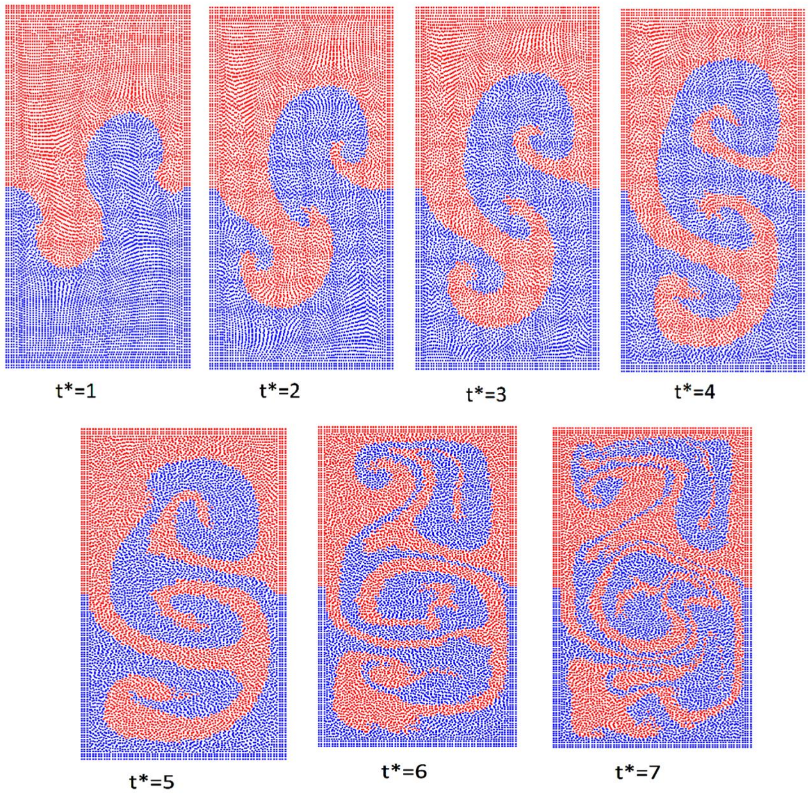
عدد رینولدز $Re=\frac{\sqrt{h^3 g}}{\upsilon}$ است، جایی‌که نیمی از ارتفاع دامنه $h=\frac{H}{2}$ و ویسکوزیته سینماتیکی[۱۶] $\upsilon_a=\upsilon_b=0.0024\frac{m^2}{s}$ است که برای هر دو فاز سیال برابر و ثابت است. فاصله اولیه ذرات $\frac{\nabla x}{h}=0.015$ است.

سرعت صوت مرجع برای سیال سنگین‌تر به عنوان $c_A=c_B=10\frac{m}{s^2}$ در نظر گرفته می‌شود. شرط مرز عدم لغزش در تمام مرزهای جامد اعمال می‌شود. فرایند تکامل اندرکنش بی ثباتی ریلی تیلور به‌دست آمده از شبیه‌سازی هیدرودینامیک ذرات هموار در شکل (۴) آورده شده است. در این شبیه‌سازی عددی برای بررسی دقت حل معادله حاضر ناپایداری تیلور را با حل عددی به‌دست آمده از گرنیر و همکاران[۸] در سه زمان بی‌بعد ۱ ،۳ و ۵ مقایسه شده است که در شکل (۵) نشان داده شده است. رفتارهای سطح مشترک به طور مؤثر منجر به ایجاد زمینه‌های فشار هموار می‌شود و ویژگی‌های پیوستگی سطح مشترک نیز با استفاده از نیروی دافعه در سطح مشترک چند فاز بهبود می‌یابد. در شکل (۶) توالی پروفیل سرعت در شبیه‌سازی ناپایداری رینولدر – تیلور در سه زمان بی‌بعد ۱ ، ۲ و۳ نشان داده شده است.

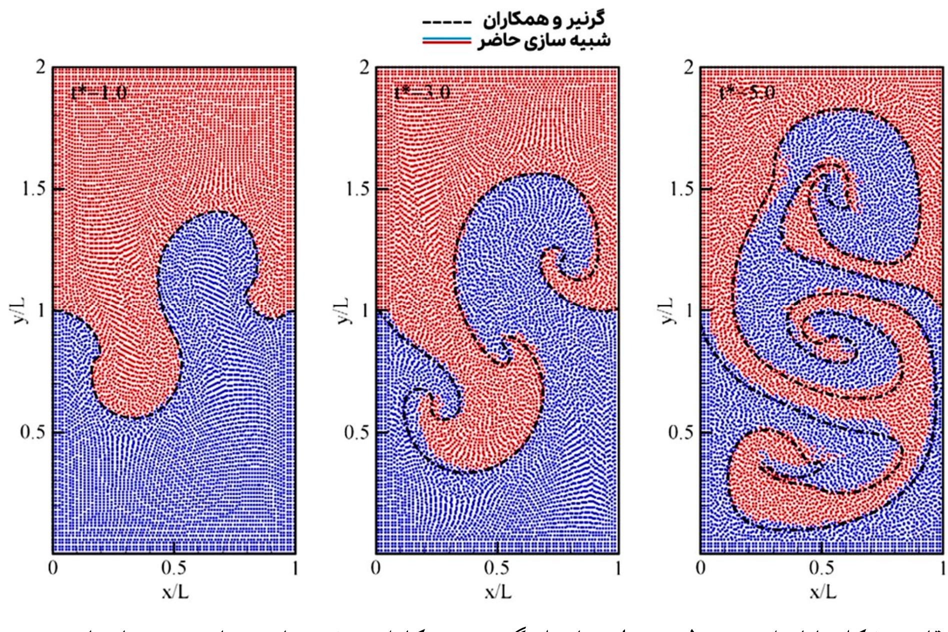
ماهیت شبیه‌سازی حاضر با گرنیر و همکاران [۸] متفاوت است آنها از مدل ISPH شبیه‌سازی نمکردهوده و حل حاضر روش WCSPH است. در شبیه‌سازی حاضر سرعت حل پایین‌تر ولی واگرایی و پراکندگی ذرات در زمان بالاتر کمتر می‌شود.

۳-۳- بالا آمدن حباب تکی در یک ظرف کاملاً پر شده

اختلاف بیشتر در خواص فیزیکی سیال‌ها بخصوص در سطح مشترک‌شان پیچیدگی موجود در مسائل چندفازی را افزایش می‌دهد به گونه‌ای که اثرات کشش سطحی و ویسکوزیته در تحلیل دقیق مرز اندرکنش قابل توجه است. در این مساله بی‌بعد، شبیه‌سازی یک مورد حباب سیال $[\rho_A,\mu_A]$ را که در داخل یک ظرف کاملاً پر از سیال با چگالی بالاتر $[\rho_B,\mu_B]$ بالا می‌رود، در نظر گرفته می‌شود. پیکربندی اولیه شامل یک حباب دایره‌ای به شعاع D = ۰/۵ متر با مرکزیت (۰.۵متر،۰.۵ متر) در یک دامنه

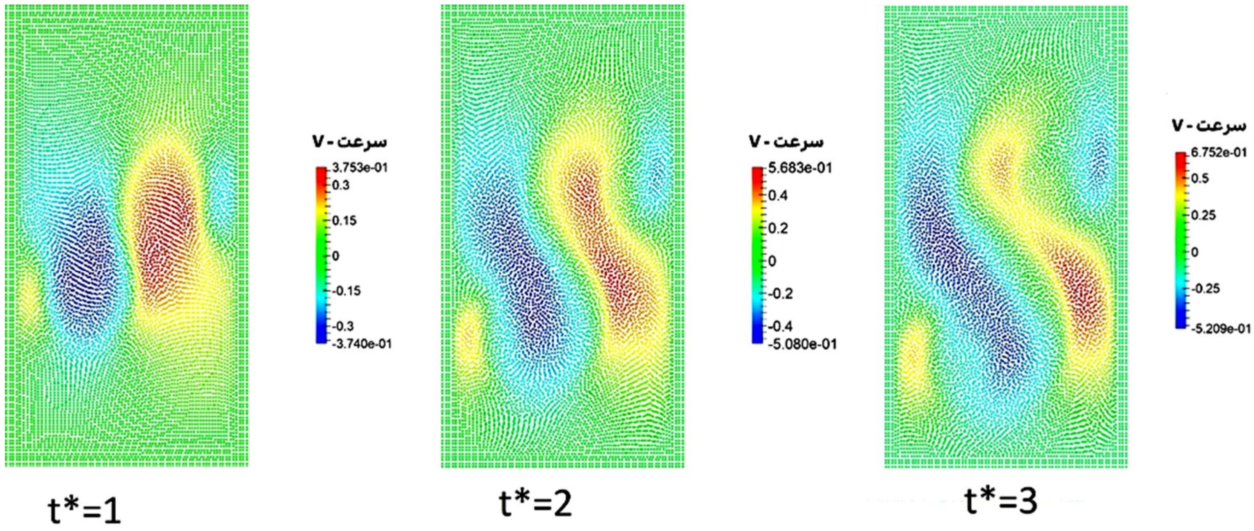


شکل ۴ - تکامل اندرکنش ناپایداری رینولدر- تیلور به‌دست آمده از شبیه‌سازی حاضر در ۷ زمان بی‌بعد $t^* = t(\frac{g}{h}) \wedge \frac{1}{2}$

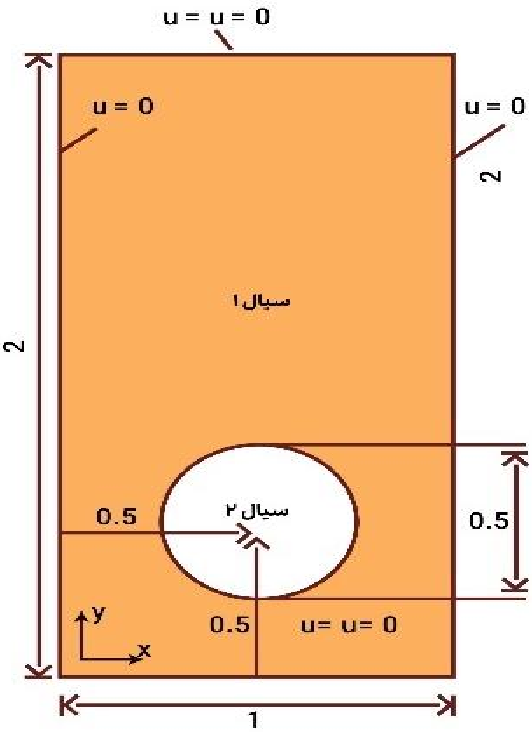


شکل ۵- مقایسه شکل ناپایداری رینولدز- تیلور با حل گرنیر و همکاران و شبیه‌سازی حاضر در زمان‌های بی‌بعد ۱، ۲ و ۳

$t^* = t(\frac{g}{h}) \wedge \frac{1}{2}$ (خطوط نقطه چین حل گرنیر[۸] است)



شکل ۶- توالی پروفیل سرعت در شبیه‌سازی ناپایداری رینولدر – تیلور در ۳ زمان بعد. $t^* = t(\frac{g}{h}) \wedge \frac{1}{2}$



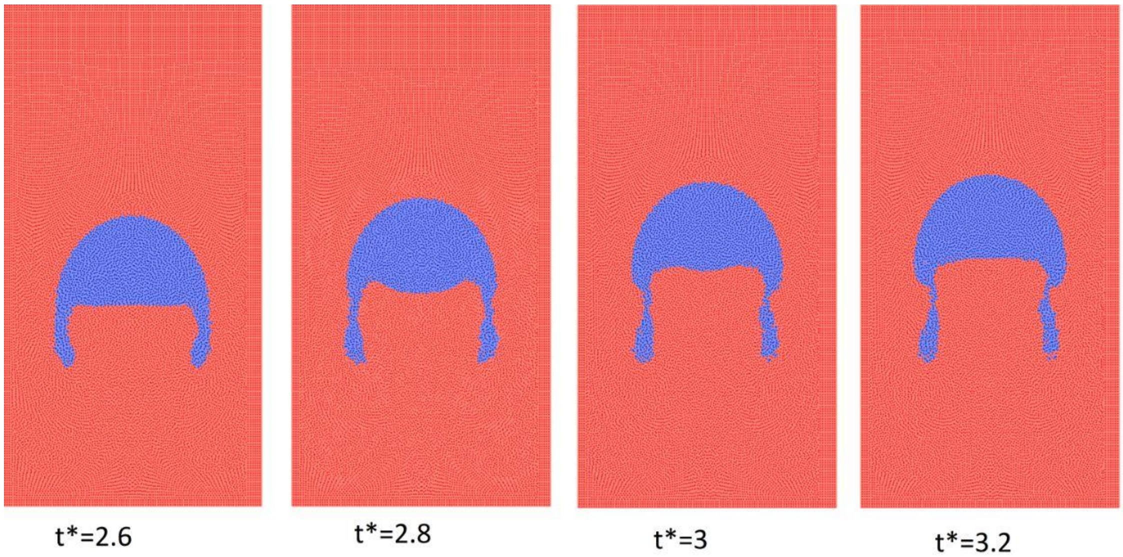
شکل ۷- طرح کلی از حوزه محاسباتی

مستطیلی $\Omega = [0,1]\times[0,2]$ است. شرح هندسی مساله در شکل (۷) ارائه شده است. چگالی حباب سیال کوچک‌تر از سیال اطراف است $\rho_B < \rho_A$. شرط مرزی عدم لغزش $(u = v = 0)$ در مرزهای بالا و پایین استفاده می‌شود، در حالی‌که شرایط لغزش آزاد $\vec{u}.\vec{n} = 0$ به دیواره‌های عمودی تحمیل می‌شود. عدد رینولدز و ایتواس به این صورت تعریف می‌شوند [۳۳]:

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho_A D^{2/3}\sqrt{g}}{\mu_A} \qquad \mathrm{Eo} = \frac{\rho_A D^2 g}{\sigma} \tag{۳۹}$$

جدول ۱- پارامترهای فیزیکی و اعداد بدون بعد که موارد آزمایش را مشخص می‌کند

مورد آزمایش	ρ_A	ρ_B	μ_A	μ_B	g	σ	Re	E_0
مورد۱	۱۰۰۰	۱۰۰	۱۰	۱	۹/۸	۲۴/۵	۳۵	۱۰
مورد ۲	۱۰۰۰	۱	۱۰	۱	۹/۸	۹۶/۱	۳۵	۱۲۵



شکل ۸- توالی زمانی بالا رفتن حباب در یک ظرف در مورد ۱ برای نسبت چگالی ۱۰ برابر برای هشت زمان بی‌بعد $t^* = t(\frac{g}{h}) \wedge \frac{1}{2}$

عدد رینولدز[۱۷] نسبت اثرات اینرسی به ویسکوز را توصیف می‌کند در حالی که عدد ایتواس[۱۸] نسبت نیروهای گرانشی به اثرات کشش سطحی را نشان می‌دهد. دو مورد آزمایشی مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد که جدول (۱) به طور خلاصه ویژگی‌های فیزیکی در نظر گرفته شده در هر دو مورد را نشان می‌دهد. تکامل زمانی $T = t\sqrt{\frac{g}{R}}$ یک سری از مقادیر مورد علاقه فیزیکی از جمله مرکز جرم حباب، سرعت بالا رفتن حباب و مدوریت حباب برای مقایسه با سایر نتایج عددی که به شرح زیر تعریف شده است، تعیین می‌شود.

- مرکز جرم حباب

$$Y_c = \frac{1}{N}\sum_{b}^{N} y_b \qquad (۴۰)$$

- سرعت بالا رفتن حباب

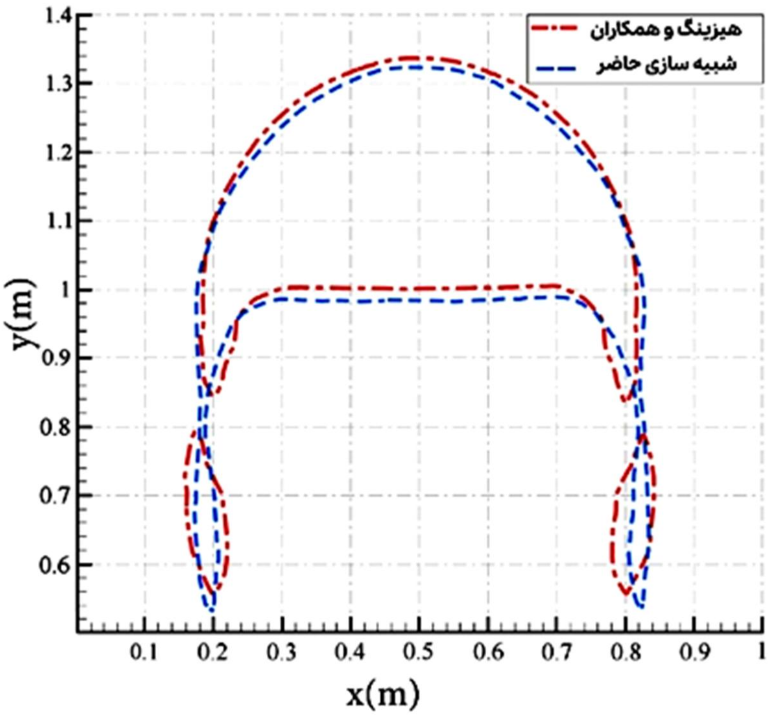
$$V_c = \frac{1}{N}\sum_{b}^{N} v_b \qquad (۴۱)$$

- مدوریت حبابی

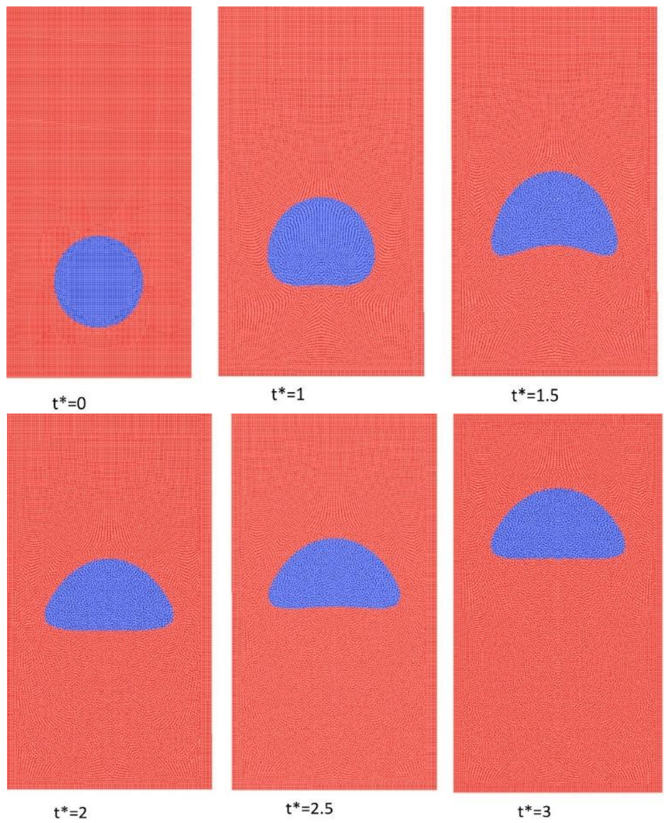
$$C = \frac{\pi D_{eq}}{p} \qquad (۴۲)$$

جایی که y و v به ترتیب موقعیت عمودی و سرعت عمودی ذرات حباب هستند و N تعداد کل ذرات حباب است. D_{eq} قطر معادل حباب دایره‌ای است و P نشان‌دهنده محیط حباب است. در شبیه‌سازی حاضر تمام شکل‌ها از زمان بی‌بعد استفاده شده است که به‌صورت $t^* = t(\frac{g}{h}) \wedge \frac{1}{2}$ تعریف شده است که g شتاب با واحد متر بر مجذور ثانیه $\frac{m}{s^2}$، H ارتفاع ظرف با واحد متر m و t با واحد s ثانیه تعریف شده است که در مجموع بی بعد می‌شود.

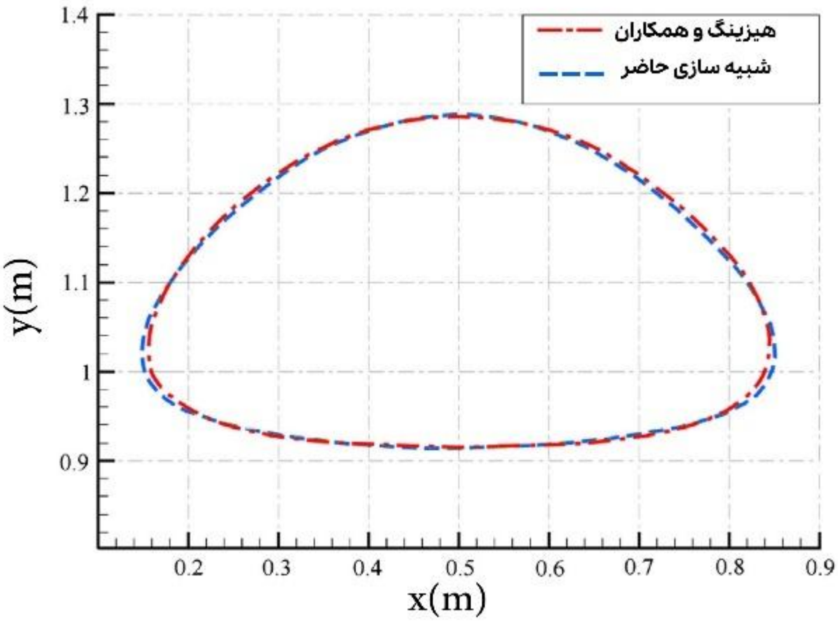
در شکل (۸) توالی زمانی رو به بالا رفتن حباب در مورد۱ که نسبت چگالی ۱۰ برابر است نشان داده شده است. شکل (۱۰) توالی زمانی رو به بالا رفتن حباب در مورد۲ که نسبت چگالی ۱۰۰۰ برابر است را نشان داده شده است. کانتور فشار بالا رفتن حباب در مورد ۲ توسط مدل هیدرودینامیک ذرات هموار جدید برای سه زمان مختلف بدون بعد در شکل (۱۰) نشان داده شده است.



شکل ۹- مقایسه شبیه‌سازی بالا رفتن تک حباب در مورد ۱ شبیه‌سازی حاضر در زمان t=۳ با حل عددی المان محدود هیسینگ و همکاران[۳۳]



شکل ۱۰- توالی زمانی رو به بالا رفتن حباب در یک ظرف در مورد ۲ با نسبت چگالی ۱۰۰۰ برابر برای شش زمان بی‌بعد $t^* = t(\frac{g}{h}) \wedge \frac{1}{2}$.



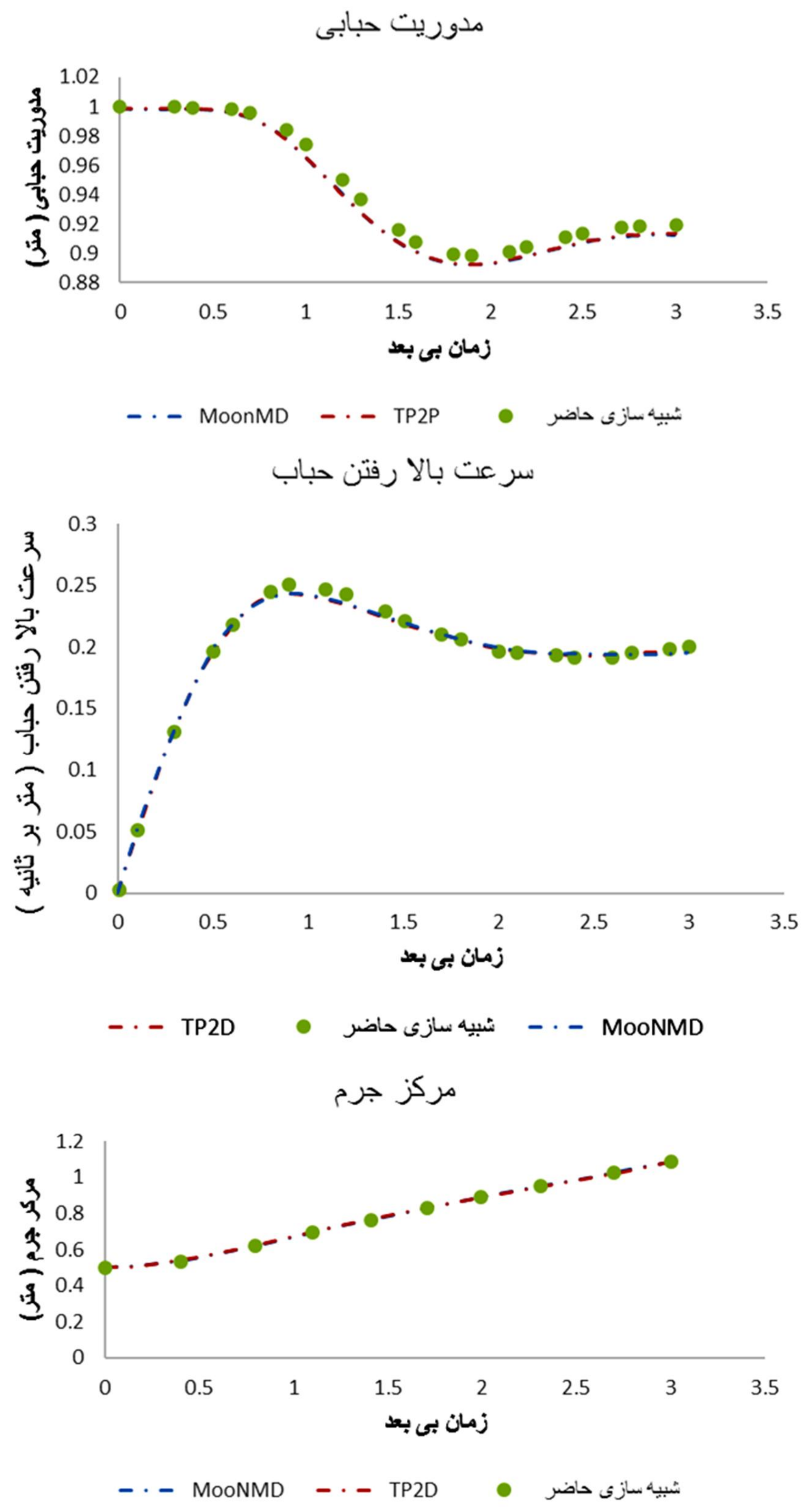
شکل ۱۱- مقایسه شبیه‌سازی بالا رفتن تک حباب در مورد ۱ شبیه‌سازی حاضر در زمان t=۳ با حل عددی المان محدود هیسینگ و همکاران [۳۳]

در شکل‌های (۹) و (۱۱) راستی آزمایی شبیه‌سازی بالا رفتن یک حباب در داخل یک سیال با شبیه‌سازی عددی المان محدود محاسبه شده توسط هیسینگ و همکاران [۳۳] به ترتیب برای مورد۱ و۲ در زمان t =۳ مورد مقایسه قرار گرفته است.

در شکل (۱۲) اعتبارسنجی کمی شبیه‌سازی حاضر را برای مرکز جرم، سرعت حرکت حباب و مدوریت حبابی بالا رفتن یک حباب در ظرف کاملا پر برای مورد ۱ با دو حل هیسینگ و همکاران مقایسه می‌کند. این دو حل عبارتند از : الف – کد مون ام دی[19] برای حل معادلات ناویر استوکس با روش اجزاء محدود و ب-کد تی پی ۲ دی[20] برای حل جریان‌های تراکم-ناپذیر غیرقابل مخلوط با روش تنظیم سطح. سرعت حباب بعد از حدود $\mathrm{T} = ۳$ به یک مقدار ثابت و حباب در حدود $\mathrm{T} = ۴/۵$ به شکل نهایی خود می‌رسد.

۴- نتیجه گیری

جریان‌های چند فازی با نسبت چگالی بالا و سطوح مشترک پیچیده یکی از چالش‌های عددی در حوزه علم و صنعت است. روش‌های حل عددی مبتنی بر شبکه برای تشخیص این سطوح مشترک تکنیک‌های ردیابی سطح مشترک مانند روش جلو-ردیابی، سطح-تنظیم شده و حجم سیال نیاز دارند که برای شبیه‌سازی محاسبات جریان‌های چند فاز زمان بر و دارای هزینه است. توسعه هیدرودینامیک ذرات هموار به دلیل ماهیت لاگرانژی بودن حل و بدون شبکه بودن آن باعث ذخیره زمان و ارزان شدن حل می‌شود. در مدل هیدرودینامیک ذرات هموار به دو دسته هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر و هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌پذیر ضعیف تقسیم می‌شود. اکثر مسایل چند فازی با سطوح پیچیده با هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر حل شده است. شبیه‌سازی عددی هیدرودینامیک ذرات هموار مسائل چند فازی با نسبت چگالی بالا دارای واگرایی و پراکندگی ذرات حل مخصوصا در زمان‌های بالاتر است. روش‌های مورد استفاده جهت کاهش پراکندگی ذرات واگرایی هیدرودینامیک ذرات هموار عبارتند از روش اصطلاح ویسکوزیته مصنوعی مبتنی بر عملکرد سوئیچ جدید، روش الگوریتم مقداردهی مجدد چگالی،



شکل ۱۲- مقایسه کمی مورد ۱ برای مرکز جرم ، سرعت حرکت حباب و مدوریت حبابی برای شبیه‌سازی حاضر بالا رفتن حباب با حل‌های مون ام دی[۱۹] و تی پی ۲ دی[۲۰] هیسینگ و همکاران[۳۳]

الگوریتم تصحیح دلتا-هیدرودینامیک ذرات هموار و طرح راهپیمایی زمان مناسب است. در شبیه‌سازی حاضر به توسعه هیدرودینامیک ذرات هموار با تراکم پذیری کم مبتنی بر چگالی جهت حل جریان‌های چند فازی با سطوح مشترک پیچیده و نسبت‌های چگالی بالا پرداخته شده است. برای حل مشکل واگرایی و پراکندگی ذرات و همچنین پخش غیرواقعی سطح مشترک با یک روش ساده با حذف ذرات ناسازگار جلوگیری شده است. در مطالعه حاضر، طرح بهینه‌سازی جابجایی ذرات برای منظم‌سازی در سطح مشترک فاز با اجرای دقیق الگوریتم تغییر دو مرحله به گونه‌ای ایجاد شده است که توزیع منظم ذرات به طور پیوسته و محافظه کارانه ای حفظ می‌شود. تأثیر اعمال کشش سطحی در شبیه‌سازی سطوح پیچیده جهت پیوستگی ذرات مشهود است.

واژه‌نامه

1. multi-phase
2. CFD
3. front-tracking
4. level-set
5. volume of fluid
6. lagrangian
7. SPH
8. $\delta-$SPH correction algorithm
9. time marching scheme
10. quintic spline kernel
11. poiseuille flows
12. finite element method (FEM)
13. periodic boundary condition
14. non-slip
15. Rayleigh-Taylor instability
16. kinematic viscosity
17. Reynolds number
18. Eötvös number
19. MooNMD
20. TP2D

مراجع

1. Unverdi, S. O., and Tryggvason, G., “A Front-Tracking Method for Viscous, Incompressible, Multi-Fluid Flows”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 100, pp. 25-37, 1992.
2. Sussman, M., and Smereka, P., and Osher, S., “A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 114, pp. 146-159, 1994.
3. Hirt, C. W, Nichols, B. D., “Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 39, pp. 201-225, 1981.
4. Yoon, H. Y., and Koshizuka, S., and Oka, Y., “Direct Calculation of Bubble Growth, Departure, and Rise in Nucleate Pool Boiling”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27, pp. 277-298, 2001.
5. Khayyer, A., and Gotoh, H., “Enhancement of Performance and Stability of MPS Mesh-Free Particle Method for Multiphase Flows Characterized by High Density Ratios”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 242, pp. 211-233, 2013.
6. Gingold, R. A., and Monaghan, J. J., “Smoothed Particle Hydrodynamics: Theory and Application to Non-Spherical Stars”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 181, pp. 375-389, 1977.
7. SPHERA v.9.0.0: “A Computational Fluid Dynamics Research Code Based on the Smoothed Particle Hydrodynamics Mesh-Less Method”, *Computer Physics Communications*, Vol 250, pp. 107-157, 2020.
8. Colagrossi, A., and Landrini, M., “Numerical Simulation of Interfacial Flows by Smoothed Particle Hydrodynamics”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 191, pp. 448-475, 2003.
9. Grenier, N., Antuono, M., Colagrossi, A., Le Touzé, D., and Alessandrini, B., “An Hamiltonian Interface SPH Formulation for Multi-Fluid and Free Surface Flows”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 228, pp. 8380-8393, 2009
10. Monaghan, J., and Kocharyan, A., “SPH Simulation of Multi-Phase Flow”, *Computer Physics Communications*, Vol. 87, pp. 225-235, 1995.
11. Cummins, S. J., and Rudman, M., “An SPH Projection Method”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 152, pp. 584-607, 1999.
12. Hu, X., and Adams, N. A., “An Incompressible Multi-Phase SPH Method”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 227, pp. 264-278, 2007.
13. Shao, S., “Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics Simulation of Multifluid Flows”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 69, pp. 1715-1735, 2012.
14. Monaghan, J. J., and Rafiee, A., “A Simple SPH Algorithm for Multi-Fluid Flow with High Density Ratios”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 71, pp. 537-561, 2013.
15. Tartakovsky, A. M., and Panchenko, A., “Pairwise Force Smoothed Particle Hydrodynamics Model for Multiphase Flow: Surface Tension and Contact Line Dynamics”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 305, pp. 1119-1146, 2016.

16. Krimi, A., Rezoug, M., Khelladi, S., Nogueira, X., Deligant, M., and Ramírez, L., “Smoothed Particle Hydrodynamics: A Consistent Model for Interfacial Multiphase Fluid Flow Simulations”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 358, pp. 53-87, 2018.
17. Chen, Z., Zong, Z., Liu, M., Zou, L., Li, H., and Shu, C., “An SPH Model for Multi-Phase Flows with Complex Interfaces and Large Density Differences”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 283, pp. 169-188, 2015.
18. Zheng, B., and Chen, Z., “A Multiphase Smoothed Particle Hydrodynamics Model with Lower Numerical Diffusion”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 382, pp. 177-201, 2019.
19. Lee, E. S., Moulinec, C., Xu, R., Violeau, D., Laurence, D., and Stansby, P., “Comparisons of Weakly Compressible and Truly Incompressible Algorithms for the SPH Mesh Free Particle Method”, *Journal of computational Physics*, Vol. 227, pp. 8417-8436, 2008.
20. Antuono, M., Colagrossi, A., and Marrone, S,. “Numerical Diffusive Terms in Weakly-Compressible SPH Schemes”, *Computer Physics Communications*, Vol. 183, pp. 2570-2580, 2012.
21. Fatehi, R., and Rahmat, A., Tofighi, N., Yildiz, M., and Shadloo, M. S., “Density-Based Smoothed Particle Hydrodynamics Methods for Incompressible Flows”, *Computers & Fluids* , Vol. 185, pp. 22-33, 2019.
22. Khayyer, A., Gotoh, H., and Shimizu, Y., “Comparative Study on Accuracy and Conservation Properties of Two Particle Regularization Schemes and Proposal of an Optimized Particle Shifting Scheme in ISPH Context”, *Journal of Computational Physics* , Vol. 332, pp. 236-256, 2017.
23. Morris, J. P., “Simulating Surface Tension with Smoothed Particle Hydrodynamics”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 33, pp. 333-353, 2000.
24. Morris, J. P., *Analysis of Smoothed Particle Hydrodynamics with Applications*, Monash University Australia, 1996.
25. Chen, J., Beraun, J., and Carney, T., “A Corrective Smoothed Particle Method for Boundary Value Problems in Heat Conduction”, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 46, pp. 231-252, 1999.
26. Bonet, J., and Lok, T. S., “Variational and Momentum Preservation Aspects of Smooth Particle Hydrodynamic Formulations”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 180, pp. 97-115, 1999.
27. Fatehi, R., and Manzari, M. T., “Error Estimation in Smoothed Particle Hydrodynamics and a New Scheme for Second Derivatives”, *Computers & Mathematics with Applications*, Vol. 61, pp. 482-498, 2011.
28. Sefid, M., Fatehi, R., and Shamsoddini, R., “A Modified Smoothed Particle Hydrodynamics Scheme to Model the Stationary and Moving Boundary Problems for Newtonian Fluid Flows”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 137, 2015.
29. Adami, S., Hu, X., and Adams, N. A., “A new Surface-Tension Formulation for Multi-Phase SPH Using A Reproducing Divergence Approximation”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 229, pp. 5011-5021, 2010.
30. Brackbill, J. U., and Kothe, D. B., and Zemach, C., “A Continuum Method for Modeling Surface Tension”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 100, pp. 335-354. 1992.
31. Xu, R., and Stansby, P., and Laurence, D., “Accuracy and Stability in Incompressible SPH (ISPH) Based on the Projection Method and A New Approach”, *Journal of Computational Physics,* Vol. 228 , pp. 6703-6725, 2009.
32. Lind, S., Xu, R., Stansby, P., and Rogers, B. D., “Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics for Free-Surface Flows: A Generalised Diffusion-Based Algorithm for Stability and Validations for Impulsive Flows and Propagating Waves”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 231, pp. 1499-1523, 2012.
33. Salehizadeh, A., and Shafiei, A., “Modeling of Granular Column Collapses with U(I) Rheology Using Smoothed Particle Hydrodynamic Method”, *Granular Matter*, Vol. 21, pp. 32-39, 2019.
34. Hysing, S. R., Turek, S., Kuzmin, D., Parolini, N., Burman, E., and Ganesan, S., “Quantitative Benchmark Computations of Two-Dimensional Bubble Dynamics”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids,* Vol. 60, pp.1259-1288, 2009
35. Grenier, N., Le Touzé, D., Colagrossi, A., Antuono, M., and Colicchio, G., “Viscous Bubbly Flows Simulation with an Interface SPH Model”, *Ocean Engineering*, Vol. 69, pp. 88-102, 2013.
36. Bird, R. B., Stewart, W. E., and Lightfoot, E. N,. *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons, Inc, New York, 2002.
37. Xenakis., A. M., ad Lind, S. J., Stansby, P. K., and Rogers, B. D., “An ISPH Scheme with Shifting for Newtonian and Non-Newtonian Multi-Phase Flows”, *Proceedings of the 10th International SPHERIC Workshop*, Vol. 75, pp. 84-91, 2015.
38. Shadloo, M. S., Zainali, A., and, Yildiz, M., “Simulation of Single Mode Rayleigh–Taylor Instability By SPH Method”, *Computational Mechanics*, Vol. 51 pp. 699-715, 2013.
39. Szewc, K., Pozorski, J., and Minier, J. P., “Spurious Interface Fragmentation in Multiphase SPH”, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 103, pp. 625-649, 2015.