

# بررسی تأثیر نیروهای هیدرودینامیکی مؤثر بر حرکت ذرات رسوب برای جریان سیال در کانال‌ها

فاطمه سرشتی<sup>1</sup>، مرتضی کلاهدوزان<sup>2\*</sup>

1- کارشناس ارشد عمران و محیط زیست، دانشگاه صنعتی امیرکبیر

2- استادیار دانشکده عمران و محیط زیست، دانشگاه صنعتی امیرکبیر

\* تهران، صندوق پستی 15875-4413

mklhdzan@aut.ac.ir

**چکیده** - مدل‌سازی فرایند انتقال رسوب نیاز به شناخت عوامل مؤثر بر این فرایند دارد. در این مطالعه به منظور پیش‌بینی الگوی حرکت ذرات رسوب در کانال‌ها، حرکت ذرات جامد کروی در جریان سیال مورد بررسی قرار گرفته و عوامل مختلف مؤثر بر مکانیک انتقال ذرات مورد مطالعه، بررسی شده است. مدل توسعه داده شده به منظور پیش‌بینی الگوی جریان سیال از یک روش اولری استفاده می‌کند. سپس حرکت ذرات رسوب با نگرش لاگرانژی و با اعمال نیروهای مؤثر بر حرکت ذرات و حل معادله انتقال ذره، ردیابی شده است. همچنین میزان تأثیر هر یک از نیروهای مؤثر مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج بدست آمده از این مدل با نتایج موجود در ادبیات فنی مورد مقایسه قرار گرفته است. از مقایسه نتایج می‌توان این‌گونه استنباط نمود که روش عددی مورد استفاده به همراه فرضیات انجام شده در تحقیق، مورد تأیید بوده و نتایج روش پیشنهادی برای محاسبه میزان رسوبات منتقله رضایت‌بخش می‌باشد.

**کلیدواژگان:** مدل‌سازی لاگرانژی، حرکت ذرات، مدل‌سازی عددی، هیدرودینامیک، نیروهای وارد بر ذره.

## 1- مقدمه

پیش‌بینی بار بستر معمولاً از روش‌های نیمه تجربی استفاده می‌کنند. این روش‌ها اگرچه بطور وسیع مورد استفاده قرار گرفته‌اند، ولی جزئیات مکانیزم‌های کنترل کننده فرایند انتقال رسوب را به خوبی نمایش نمی‌دهند. روش‌های تجربی و نیمه تجربی معمولاً از اندازه‌گیری‌های میدانی و تجارب آزمایشگاهی کمک می‌گیرند، ولی مدل‌های آزمایشگاهی به دلیل عدم توافق یک یا بیش از یکی از پارامترهای بدون بعد قالب در شبیه‌سازی معمولاً به سختی اصل تشابه دینامیکی با سیستم فیزیکی مینا را

شناخت مکانیزم‌های کنترل کننده فرایند انتقال رسوب، در زمینه‌های هیدرولیک، هیدرولوژی و منابع آب از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. پدیده انتقال رسوب، ناشی از برهم‌کنش‌های بین فازهای جامد و مایع در جریان سیالات است. بنابراین تحلیل دقیق جریان و انتقال رسوب کار مشکلی است.

بیشتر مدل‌های انتقال رسوب سنتی، رسوبات بستر و رسوبات معلق را بصورت جداگانه بررسی می‌کنند و برای

(Crow 1977, 1998, 2006) مطالعات فراوانی در زمینه جریان‌های چند فازی و مدل‌های لاگرانژی انجام داد و به منظور شبیه‌سازی عددی این جریان‌ها روش منبع ذرات در سلول و نیز روش ردیابی مسیر برای چشمه ذرات را ارائه نمود. (Patankar 2001) از روش جریان چندفازی چشمه ذرات در سلول برای مدل‌سازی لاگرانژی جریان‌های چند فازی استفاده نمود و اثرات متقابل جریان و ذرات پراکنده در آن را در محاسبات لحاظ نمود. در این مدل برای کاهش بار محاسباتی، از میان نیروهای هیدرودینامیکی وارد بر ذره تنها اثرات درگ و لیفت را در نظر گرفت.

(Bren et al. 2003) از مطالعات آزمایشگاهی و مدل‌سازی عددی با در نظر گرفتن نیروهای هیدرودینامیکی درگ، لیفت، مگنوس و جرم اضافی، بدون در نظر گرفتن اثر نیروی تاریخی برای مدل‌سازی جریان ذرات جامد و گاز در کانال استفاده نمودند و راه حل نیمه تحلیلی برای حل معادله حرکت ذره ارائه دادند.

(Nino and Garcia 1998) به کمک روش لاگرانژی به بررسی بار بستر پرداخته و اثرات نیروهای مؤثر را بر روی مسیر حرکت ذرات مطالعه نمودند.

با توجه به اهمیت اثر آشفتگی جریان، بر انتقال ذرات، مطالعات گسترده‌ای در زمینه انتقال ذرات در جریان‌های آشفته به کمک مدل‌های لاگرانژی انجام شده است. با توجه به متغیر بودن سرعت‌های نوسانی ناشی از آشفتگی، در زمان و مکان، و عدم امکان درون‌یابی سرعت لحظه‌ای جریان در موقعیت ذرات رسوب برای محاسبه نیروهای هیدرودینامیکی وارده، پژوهش‌گران روش‌های لاگرانژی مختلفی برای مدل‌سازی حرکت ذرات در جریان آشفته و اثرات گردابه‌ها بر حرکت ذرات، ارائه دادند.

(Ahmadi 1994) حرکت ذرات در جریان آشفته را با شبیه‌سازی عددی برای تحلیل رسوب ذرات روی صفحه با سطوح صاف و زیر بررسی نمود.

برآورده می‌کنند. به‌علاوه تعمیم شرایط جریان آزمایشگاهی به داده‌های واقعی همیشه امکان‌پذیر نیست. ضمناً ارتباط دادن نتایج آزمایشگاهی به جزئیات فیزیکی مدل کار مشکلی است (Shams et al., 2002).

مدل‌های عددی متداول نیز به نوبه خود دارای مشکلاتی در این زمینه می‌باشند. پدیده انتقال رسوب حاصل یک جریان دوفازی جامد-مایع و اثرات متقابل بین آنهاست. بدیهی است که روش‌های تک فازی امکان مدل‌سازی اثرات متقابل بین دو فاز را ندارد.

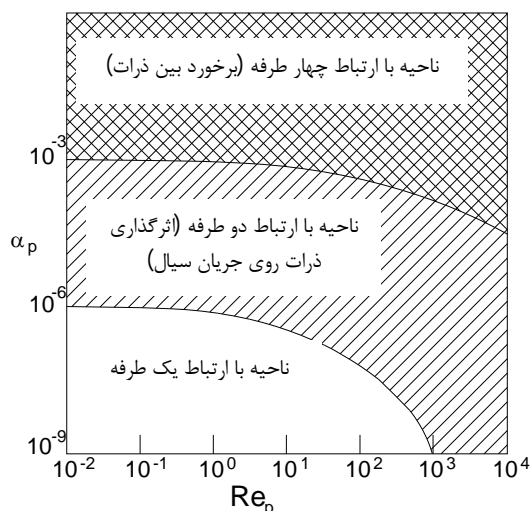
حتی مدل‌های اولری دو فازی جدید (روش‌های دو سیالی) نیز امکان در نظر گرفتن کامل اثرات متقابل بین ذره و نوسانات آشفتگی را ندارند (Shams et al., 2002). ضرورت استفاده از مدل‌های دو فازی در تحلیل انتقال رسوب و منظور نمودن ذرات معلق بصورت یک فاز دوم پیوسته، که با فاز سیال برهم‌کنش دارد، توسط محققان بررسی شده است (Mc Tighe, 1981).

از آنجا که روش لاگرانژی ذرات را بصورت جداگانه در نظر می‌گیرد، امکان مطالعه جزئیات مربوط به اثرات متقابل رسوب-سیال و حتی اثرات درون فازی مانند برخوردهای بین ذره‌ای را نیز فراهم می‌کند.

با توجه به این که مدل‌های لاگرانژی تعداد نسبتاً زیادی ذره را بصورت جداگانه بررسی نموده و حرکت هر ذره نمونه را در جریان دنبال می‌نمایند، شناخت عوامل مؤثر بر حرکت ذرات از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. ضمناً مدل‌سازی تعداد زیادی ذره و افزایش تعداد عوامل کنترل‌کننده، بار محاسباتی را افزایش می‌دهد. بنابراین لازم است اهمیت و میزان تأثیرگذاری عوامل مختلف مورد ارزیابی قرار گرفته و عواملی که تأثیر کمتری دارند را متناسب با دقت مسأله مورد بررسی در محاسبات مدل‌سازی انتقال رسوب حذف نمود.

در متون فنی مطالعات وسیعی در زمینه جریان‌های دو فازی لاگرانژی موجود است.

حجمی ذرات و عدد رینولدز ذره در شکل 1 نمایش داده شده است (Crowe, 2006).



شکل 1 انتخاب نوع ارتباط ذره-آشفستگی سیال براساس عدد رینولدز و درصد حجمی ذرات (Crowe, 2006)

در اعداد رینولدز کوچک و درصد حجمی پایین، انتظار می‌رود ارتباط یک طرفه غالب باشد. در این مطالعه برای بررسی انتقال رسوب، نوع ارتباط ذرات جامد و سیال یک طرفه در نظر گرفته شده است.

### الف - معادلات حاکم بر جریان سیال

برای بررسی حرکت ذرات، لازم است سرعت سیال در محل ذره مشخص باشد. در این مطالعه برای شبیه‌سازی جریان سیال، از مدل دو بعدی متوسط‌گیری شده در عمق،  $DIVAST^3$  استفاده شده است که در ابتدا توسط Falconer (1976) توسعه داده شد و سپس توسط (2003)، (2011) Kolahdoozan و Falconer اصلاح گردید. از آنجا که درصد حجمی ذرات جامد، در مقایسه با حجم سیال کم در نظر گرفته شده است، از اثر ذرات جامد روی ساختار جریان سیال صرف‌نظر شده است. معادلات حاکم

(Berlemont et al., Gosman and Ioannides (1981) (1990) و Sommerfeld et al. (2001) و برخی پژوهش‌گران دیگر روش‌هایی احتمالاتی برای مدل‌سازی لاگرانژی حرکت ذرات در جریان دوفازی آشفته ارائه دادند. با توجه به اهمیت بررسی معادله حرکت ذرات در روش‌های لاگرانژی مانند روش ردیابی ذرات<sup>1</sup> (Crow, 2006)، در این مطالعه حرکت ذره رسوب و عوامل مؤثر بر آن شامل نیروهای وارد بر ذرات، برخورد ذرات با مرزهای جامد و اثر آشفستگی جریان بر حرکت ذرات (به کمک روش لاگرانژی احتمالاتی Sommerfeld et al. (2001))، بررسی شده است.

### 2- مدل‌سازی عددی

در این مطالعه برای مدل‌سازی انتقال رسوب، با توجه به کم بودن فراوانی برخوردهای بین ذره‌ای، از اثرات متقابل ذرات رسوب روی یکدیگر صرف‌نظر شده است. در مدل‌های رقیق برای بررسی برهم‌کنش ذره-سیال، بسته به اندازه دانه‌ها ممکن است از ارتباط یک طرفه یا دو طرفه استفاده نمایند (Crowe, 2006). در اینجا منظور از مدل‌های رقیق مدلی است که در آنها درصد حجمی ذرات جامد در سیال کمتر از 1 درصد باشد. در مدل‌های یک طرفه، فرض می‌شود که ذرات روی آشفستگی سیال اثری قابل صرف‌نظر کردن دارند، ولی در مدل‌های با ارتباط دوطرفه اثرات ذرات روی آشفستگی سیال اهمیت پیدا می‌کند. ذرات کوچک‌تر در جریان رقیق، تأثیر چندانی بر آشفستگی سیال ندارند، در حالی که ذرات بزرگ‌تر با تشکیل دنباله‌هایی<sup>2</sup> در پشت ذره می‌توانند، آشفستگی سیال حامل را تحت تأثیر قرار دهند. یک الگوی پیشنهادی برای انتخاب نوع ارتباط ذره و آشفستگی سیال، براساس درصد

3. DepthIntegrated Velocities and Solute Transport

1. Particle Tracking  
2. Wake

که  $d_p$  قطر ذره است.

### ب- معادلات حاکم بر حرکت ذرات جامد

به منظور پیش‌بینی دقیق انتقال ذرات، لازم است کلیه عوامل مؤثر بر حرکت و جابجائی ذرات بررسی شود. مهم‌ترین فاکتورهایی که بر انتقال ذرات جامد مؤثرند، عبارتند از (Crowe, 2006):

(1) نیروهای هیدرودینامیکی و وزن ذرات، (2) برخورد ذرات با مرزهای جامد، (3) اثر آشفتگی جریان بر حرکت و پراکندگی ذرات.

نیروهای وارد بر ذرات شامل نیروهای حجمی و نیروهای سطحی هستند. تنها نیروی حجمی مؤثر بر انتقال ذرات نیروی وزن است. با فرض این که کلیه ذرات کروی شکل هستند، وزن مؤثر ذرات از رابطه (5) محاسبه می‌شود:

$$W = m_p g = (\rho_p - \rho_f) \left( \frac{\pi d_p^3}{6} \right) g \quad (5)$$

که در آن:  $\rho_p$  جرم مخصوص ذره، و  $\rho_f$  جرم مخصوص آب است.

مهم‌ترین نیروهای هیدرودینامیکی وارد بر ذرات رسوب که بررسی آنها در این مطالعه لازم است، عبارتند از: نیروی درگ<sup>3</sup> یا رانش، نیروی لیفت<sup>4</sup> یا بالابر، نیروی جرم اضافی<sup>5</sup>، نیروی مگنوس<sup>6</sup> و نیروی تاریخی یا بست<sup>7</sup>.

نیروی درگ با رابطه زیر تعریف می‌شود (Crowe et al, 1998):

$$\bar{F}_D = C_D \frac{1}{2} \rho_f (u_f - u_p) |u_f - u_p| \frac{\pi d^2 P}{4} \quad (6)$$

که در این رابطه  $u_f$  سرعت سیال،  $u_p$  سرعت ذره جامد،  $\rho_f$  جرم مخصوص سیال و  $C_D$  ضریب درگ است که به عدد رینولدز بستگی دارد. در این مطالعه از رابطه (7)

بر جریان سیال، شامل معادلات بقای جرم و مومنتم به صورت انتگرال‌گیری شده در عمق است، که عبارت است از (Falconer, 1976):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial UH}{\partial x} + \frac{\partial VH}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial UH}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\beta U^2 H) + \frac{\partial}{\partial y} (\beta UVH) = -gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{H}{\rho} \frac{\partial \rho_a}{\partial x} - \frac{gU\sqrt{U^2 + V^2}}{c^2} + \bar{\varepsilon} H \left[ \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial VH}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\beta UVH) + \frac{\partial}{\partial y} (\beta V^2 H) = fUH - gH \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{H}{\rho} \frac{\partial \rho_a}{\partial y} - \frac{gV\sqrt{U^2 + V^2}}{c^2} + \bar{\varepsilon} H \left[ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right] \quad (3)$$

که در این رابطه  $U$  و  $V$  سرعت‌های متوسط‌گیری شده در عمق به ترتیب در جهات  $x$  و  $y$ ،  $H$  عمق آب،  $\zeta$  تراز آب در بالای سطح مینا،  $\rho$  جرم مخصوص سیال،  $\rho_a$  جرم مخصوص هوا،  $c$  ضریب شزی،  $g$  شتاب ثقل و  $\bar{\varepsilon}$  لزجت گردابی است. معادلات (1) تا (3) با روش تفاضل محدود و با ساختار شبکه جابجا شده<sup>1</sup> منقطع شده است. معادلات جبری حاصل با روش  $ADI^2$  حل شده است (Kolahdoozan et al., 2011).

در این مطالعه جریان رقیق از ذرات رسوبی ماسه‌ای با قطر حداکثر 2 میلی‌متر مورد توجه قرار گرفته و بنابراین از اثر ذرات روی جریان سیال صرف‌نظر شده و جریان سیال بصورت جداگانه مورد بررسی قرار گرفته است. سرعت سیال در موقعیت ذره در هر گام زمانی با درون‌یابی بدست آمده است. برای بدست آوردن مؤلفه سرعت‌های افقی در عمق از فرض شبه لگاریتمی بودن پروفیل سرعت سیال در جریان آشفته در کانال‌ها، استفاده شده است (Liu, 2001).

$$u_f = u_* \times (2.5 \times \log(z/d_p) + 5.3) \quad (4)$$

3. Drag  
4. Lift  
5. Added mass  
6. Magnus  
7. Basset

1. Staggered grid system  
2. Alternating Direction Implicit

سرعت ذره بزرگتر باشد. رابطه فوق در صورت صادق بودن روابط زیر قابل استفاده است (Ahmadi, 2004):

$$\begin{aligned} \text{Re}_p &= \frac{|u_f - u_p| d_p}{\nu} \ll 1 & \text{Re}_\omega &= \frac{\omega d_p^2}{\nu} \ll 1 \\ \text{Re}_G &= \frac{\dot{\gamma} d_p^2}{\nu} \ll 1 & \varepsilon &= \frac{\text{Re}_G^{1/2}}{\text{Re}_p} \gg 1 \end{aligned} \quad (10)$$

در اینجا  $\omega$  سرعت چرخش ذره کروی است. نیروی سافتمن تقریباً برای رینولدزهای بزرگتر و  $\varepsilon$  کوچک صادق است. نیروی بالابر با کاهش  $\varepsilon$  کاهش می‌یابد. Mei (1992) رابطه تجربی زیر را برای مقادیر  $\varepsilon$  و  $\text{Re}_p$  بزرگ ارائه داد (Crowe C., 1998):

$$\frac{F_L}{F_{L,\text{saff}}} = \begin{cases} (1 - 0.134\alpha^{1/2}) \exp(-\text{Re}_p/10) + 0.3314\alpha^{1/2} & \text{for } \text{Re}_p \leq 40 \\ 0.0524(\alpha \text{Re}_p)^{1/2} & \text{for } \text{Re}_p > 40 \end{cases}$$

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma} d}{2|u_f - u_p|} = \frac{\text{Re}_p \cdot \varepsilon^2}{2} = \frac{\text{Re}_G}{2\text{Re}_p} \quad (11)$$

برای  $0/1 < \varepsilon < 20$  داریم:

$$\frac{F_L}{F_{L,\text{saff}}} = 0/3 \{1 + \tanh[2/5 \log_{10}(\varepsilon + 0/191)]\} \times \{0/667 + \tan[6(\varepsilon - 0/32)]\} \quad (12)$$

برای لیفت روی ذرات ساکن روی سطح زیر لایه از رابطه زیر که توسط Leighton, Acrivos (1985) ارائه شده، استفاده شده است (Ahmadi, 2004):

$$F_{L(L-A)} = 0.576 \rho D_p^4 \dot{\gamma}^2 \quad (13)$$

نیروی مگنوس حاصل پدیده های مختلفی مانند اثر برنولی و تشکیل لایه مرزی در محیط اطراف جسم متحرک می‌باشد. به دلیل برخوردهای مکرر ذرات با دیوار، ذرات می‌توانند با سرعت‌های زاویه‌ای بالایی بچرخند و در سیال لزج یک نیروی عمود بر امتداد سرعت و یک گشتاور ایجاد کنند. برای محاسبه این نیرو از روابط ذیل استفاده شده است (Brenn G., 2003):

برای ضریب درگ استفاده شده است (Rostami et al, 2006):

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left[ (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) + \frac{1.75 \times 10^{-2} \text{Re}_p}{1 + 4/25 \times 10^4 \text{Re}_p^{-1/16}} \right] \quad (7)$$

$$\text{Re}_p \leq 3 \times 10^5$$

$\text{Re}_p$  عدد رینولدز ذره است و بصورت رابطه (8) تعریف می‌شود:

$$\text{Re}_p = \frac{|u_p - u_f| d_p}{\nu} \quad (8)$$

که در این رابطه  $\nu$  لزجت سینماتیکی آب است.

نیروی جرم اضافی اینرسی اضافه شده به سیستم، ناشی از شتاب جسمی است که می‌خواهد بخشی از حجم سیال را جابجا کند. چون جسم و سیال نمی‌توانند بصورت همزمان فضای فیزیکی یکسانی را اشغال کنند. این نیرو از رابطه زیر محاسبه می‌شود (Crowe et al, 1998):

$$F_a = \frac{1}{2} C_a m_f \frac{d(u_f - u_p)}{dt}$$

$$C_a = 2/1 - \frac{0/132}{A_c^2 - 0/12}$$

$$A_c = \frac{2(u_f - u_p)^2}{d_p \left| \frac{d(u_f - u_p)}{dt} \right|}$$

که  $m_f$  جرم سیال هم حجم ذره است.

ذرات کوچک در یک جریان برشی، نیروی بالابر را بصورت عمود بر جهت جریان تجربه می‌کنند. نیروی بالابر از اثرات اینرسی در جریان لزج اطراف ذره منشأ می‌گیرد. اولین رابطه برای اینرسی لیفت برشی توسط سافتمن<sup>1</sup> بصورت زیر ارائه شد (Crowe C., 1998):

$$F_{L,\text{saff}} = 1/615 \nu^2 d_p^2 (u_f - u_p) \times \left| \frac{du_f}{dy} \right|^{1/2} \text{sgn}\left(\frac{du_f}{dy}\right) \quad (9)$$

در اینجا  $u_f$  سرعت سیال در موقعیت مرکز جرم ذره است و  $\gamma = \frac{du_f}{dt}$  نرخ برش است.  $F_L$  در جهت مثبت محور  $y$  هاست به شرط این که سرعت سیال در محل ذره از

1. Saffman

داده و زمان مدل‌سازی عددی را افزایش می‌دهد. به همین دلیل در این مطالعه از روش استفاده شده توسط Garcia و Nino (1998) برای ساده‌سازی این رابطه و کاهش حجم محاسبات، به شرح زیر، استفاده شده است. عبارت Basset در جهت  $i$  را می‌توان با رابطه زیر بیان نمود (Nino, Garcia, 1998):

$$BI_i(t) = K \int_0^t \frac{d}{d\tau}(u_{si}) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (19)$$

که  $K = (9\alpha) / (\sqrt{R_p \tau_*}^{1/4} \sqrt{\pi})$  و  $u_{si}$  مؤلفه  $i$  ام سرعت لغزشی ذره است. رابطه (19) را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$BI_i(t) = K \left[ \int_0^{t-\delta t} \frac{d}{d\tau}(u_{si}) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + \int_{t-\delta t}^t \frac{d}{d\tau}(u_{si}) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \right] \quad (20)$$

اگر  $\delta t$  بسیار کوچک باشد، مشتق  $\frac{du_{si}}{dt}$  را می‌توان بطور تقریبی در بازه  $t-\delta t < t < t+\delta t$  ثابت در نظر گرفت. در این حالت معادله (20) بصورت (21) ساده می‌شود:

$$BI_i(t) = BI_i(t-\delta t) + 2K\sqrt{\delta t} \frac{d}{dt}(u_{si}) \quad (21)$$

با در نظر گرفتن تعریف زیر (Mei, 1990):

$$\frac{du_f}{dt} = \frac{\partial u_f}{\partial t} + u_p \frac{\partial u_f}{\partial x} + v_p \frac{\partial u_f}{\partial y} \quad (22)$$

معادله نیروی بست بصورت رابطه (23) ساده می‌شود:

$$BI_u(t) = BI_u(t-\delta t) + 2K\sqrt{\delta t} \left( -\frac{d}{dt}(u_p) + \frac{du_f}{dy} v_p \right)$$

$$BI_v(t) = BI_v(t-\delta t) + 2K\sqrt{\delta t} \left( -\frac{dv_p}{dt} \right) \quad (23)$$

$$BI_u(t-\delta t) = K \int_0^{t-\delta t} \left( \frac{du_f}{dy} v_p - \frac{du_p}{d\tau} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (24)$$

$$BI_v(t-\delta t) = -K \int_0^{t-\delta t} \frac{dv_p}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (25)$$

حل عددی معادلات (24) و (25) در اینجا با روش تربیع سیمپسون و مقدار  $\delta t$  برابر با بازه زمانی بکار رفته در حل عددی معادله حرکت ذره، استفاده شده است.

$$\vec{F}_{\text{Magnus}} = \frac{\pi}{8} D^3 \rho_f \left( \bar{\omega}_p - \frac{1}{2} \nabla \times \vec{U}_f \right) \times (\vec{V} - \vec{U}) \quad (14)$$

$$T = -\pi \mu D_p^3 \left( \bar{\omega}_p - \frac{1}{2} \nabla \times \vec{U}_f \right) \quad (15)$$

که در این روابط  $U$  بردار سرعت سیال،  $V$  بردار سرعت ذره،  $\bar{\omega}_p$  سرعت زاویه‌ای چرخش ذره و  $\mu$  لزجت دینامیکی آب است.

نیروی تاریخی اثرات لزجت را مورد توجه قرار می‌دهد. وقتی که یک ذره در داخل جریان حرکت می‌کند، یک لایه مرزی از سیال در اطراف ذره بوجود می‌آید. پس از عبور ذره از یک نقطه در سیال مدتی زمان لازم است تا این لایه مرزی به حالت اول برگردد. نیروی بست، به دلیل تأخیر زمانی در توسعه لایه مرزی هنگام تغییر سرعت نسبی با زمان، بوجود می‌آید.

Basset نشان داد که برای جریان ناگهانی روی یک کره در اعداد رینولدز پائین، نیروی درگ برابر است با (Crowe, 1998):

$$F_{\text{Basset}} = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_0^t \frac{\dot{u} - \dot{v}}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad (16)$$

مانند جرم مجازی، یک ضریب تجربی نیز توسط (1964) Odar و Hamilton برای احتساب اثر شتاب روی ترم Basset پیشنهاد شده است (Crowe 1998, 2006):

$$C_B = 0/48 + \frac{0/52}{(1+A_C)^3} \quad (17)$$

$C_B$  ضریبی است که در مقدار رابطه (16) ضرب شده و آنرا اصلاح می‌کند،  $A_C$  پارامتر شتاب است که در قسمت معرفی نیروی جرم اضافی تعریف شد.

(1984) Reek و Mc Kee نشان دادند که زمانی که یک سرعت اولیه وجود داشته باشد، نیروی Basset باید بصورت زیر اصلاح شود (Nino, Garcia, 1998):

$$F_{\text{Basset}} = \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \times \left[ \int_0^t \frac{\dot{u} - \dot{v}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \frac{(u-v)_0}{\sqrt{t}} \right] \quad (18)$$

وجود ترم انتگرالی در رابطه فوق بار محاسباتی را افزایش

ج - مدل سازی اثر آشفتگی

در این مطالعه برای مدل سازی سرعت های نوسانی سیال در محل ذره از مدل لاگرانژی یک مرحله ای که توسط Sommerfeld et al. (2001) معرفی شد، استفاده شده است (Crowe et al., 1998). در این مدل مؤلفه سرعت نوسانی سیال در جهت  $n$  در موقعیت جدید ذره،  $u'_{i,n+1}$  با موقعیت قبلی آن از طریق یک تابع همبستگی بصورت زیر ارتباط دارد (Crowe et al., 1998).

$$u'_{i,n+1} = u'_{i,n} R_{p,i}(\Delta t, \Delta r) + \sigma \sqrt{1 - R_{p,i}^2(\Delta t, \Delta r)} \zeta_i \quad (26)$$

که  $R_{p,i}(\Delta t, \Delta r)$  تابع همبستگی است.  $\sigma$  میانگین سرعت نوسانی سیال در محل ذره و  $\zeta_i$  یک عدد تصادفی گوسی انتخاب شده برای جهت  $i$  با میانگین صفر و انحراف معیار 1 است.

میانگین سرعت نوسانی از انرژی جنبشی  $k$  با رابطه (27) بدست می آید (Crowe, 2006) و (Brenn et al., 2003).

$$\sigma^2 = 2k/3 \quad (27)$$

تابع همبستگی در جهت  $i$  به دو بخش لاگرانژی و اولری طبق رابطه زیر تقسیم شده است (Crowe, 2006).

$$R_{p,i}(\Delta t, \Delta r) = R_L(\Delta t), R_{E,i}(\Delta r) \quad (28)$$

که فرم نمائی زیر:

$$R_L(\Delta t) = \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_L}\right) \quad (29)$$

برای بخش لاگرانژی انتخاب شده است. مقیاس زمانی لاگرانژی، از رابطه (30) بدست می آید (Crowe, 2006):

$$T_L = c_T \frac{\sigma^2}{\varepsilon} \quad (30)$$

که  $\varepsilon$  نرخ میرایی است. تابع همبستگی اولری را می توان از تانسور همبستگی اولری، (فن کارمن<sup>1</sup> و هاروارد<sup>2</sup> 1938) بدست آورد (Crowe, 2006).

$$R_{E,ij}(\Delta r) = \left\{ f(\Delta r) - g(\Delta r) \right\} \frac{r_i r_j}{r^2} + g(\Delta r) \delta_{ij} \quad (31)$$

$$f(\Delta r) = \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right) ; g(\Delta r) = \left(1 - \frac{\Delta r}{2L_E}\right) \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right)$$

$$L_E = C_L T_{L_f} \sigma_f ; T_{L_f} = \frac{\sigma_f^2}{\varepsilon} ; \sigma_f^2 = \frac{1}{3} \overline{u'_i u'_i} \quad (32)$$

که  $f(\Delta r)$  و  $g(\Delta r)$  توابع نمائی مربوط به فاصله جدائی<sup>3</sup> و مقیاس های طولی انتگرالی هستند. بطور کلی تنها سه مؤلفه اصلی تانسور استفاده شده اند و مقیاس های طولی انتگرالی به  $T_L$  و  $\sigma$  ارتباط داده شده اند.

سرانجام معادله حرکت ذره جامد در جریان سیال از روابط (33) و (34) بدست می آید:

$$m_p \frac{dV}{dt} = \sum F_i = F_D + F_L + F_{AM} + F_{Magnus} + W - W' + F_B \quad (33)$$

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T} \quad (34)$$

که در رابطه بالا،  $I_p$  ممان اینرسی زاویه ای ذره است. با جایگزینی روابط (5)، (6) و (14) در معادله (33)، رابطه (35) بدست می آید:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\pi D_p \mu C_D \text{Re}_p}{8m_p} (\vec{U} - \vec{V}) + \vec{g} \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) + \frac{\vec{F}_L + \vec{F}_{AM} + \vec{F}_B}{m_p} \quad (35)$$

در صورتی که در یک گام زمانی مقادیر نیروهای  $F_L$ ،  $F_{AM}$  و  $F_B$  ثابت فرض شود، معادله فوق به یک معادله دیفرانسیل خطی مرتبه اول تبدیل می شود که بصورت تحلیلی قابل حل است. با حل تحلیلی معادله دیفرانسیل خطی مرتبه اول فوق، هر یک از مؤلفه های سرعت ذره، از روابط (36) تا (38) بدست می آید (Brenn et al., 2003). در این روابط  $U$  بیانگر سرعت سیال و  $V$  بیانگر سرعت ذرات است.

1. Von Karman

2. Horwarth

3. Separation Distance

و همکاران در سال 1998 توسعه داده شده است، استفاده شده است (Crowe et al, 1998):

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{5}{7} \left( V_x^{(0)} - \frac{1}{5} D_p \omega_y^{(0)} \right) \quad , \quad V_z = -eV_z^{(0)} \\ V_y &= \frac{5}{7} \left( V_y^{(0)} - \frac{1}{5} D_p \omega_x^{(0)} \right) \\ \omega_x &= \frac{10}{7D_p} \left( V_y^{(0)} + \frac{1}{5} D_p \omega_x^{(0)} \right) = \frac{2V_y}{D_p} \quad , \quad \omega_z = \omega_z^{(0)} \\ \omega_y &= -\frac{10}{7D_p} \left( V_x^{(0)} + \frac{1}{5} D_p \omega_y^{(0)} \right) = -\frac{2V_x}{D_p} \end{aligned} \quad (40)$$

در این روابط  $x$  جهت جریان اصلی،  $y$  جهت عمود بر صفحه برخورد و  $z$  جهت سوم عمود بر این دو امتداد است. اندیس (0) در این روابط نشان دهنده سرعت‌های پیش از برخورد است،  $f$  ضریب اصطکاک و  $e$  ضریب بازگشت ذره است.

### 3- نتایج

#### الف- تأثیر نیروهای مختلف بر حرکت ذرات رسوب

در این تحقیق به منظور بررسی اثرات نیروهای مختلف وارد بر ذره، حرکت ذرات کروی رسوب در یک کانال مستقیم مورد بررسی قرار گرفته و با نتایج اندازه‌گیری‌های آزمایشگاهی انجام شده توسط Garcia, Nino (1998) مورد مقایسه قرار گرفته است. سرعت جریان در طول کانال در این مثال، ثابت در نظر گرفته شده است. نتایج حاصل از مدل عددی برای اعداد رینولدز مختلف با حذف یا اعمال نیروهای لیفت و بست مطابق شکل 2 بدست آمده است. مقدار  $R_p$  در این شکل‌ها از رابطه  $R = (\rho_s / \rho_p - 1) R_p = \sqrt{Rgd_p^3} / \nu$  بدست می‌آید. همان‌طور که در شکل 2 مشاهده می‌شود، حذف نیروهای لیفت و بست موجب کوتاه‌تر شدن خط سیر حرکت ذرات شده است و تأثیر نیروی لیفت روی مسیر قائم ذرات قابل توجه است.

$$\begin{aligned} V_x &= U_x - (U_{x0} - V_{x0}) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) + \frac{3\rho_f}{4\rho_p} \tau_p \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) \right] \times \\ &\left\{ \frac{F_{s_x} + F_{AM_x}}{m_p} + (V_z - U_z) \times \left[ \omega_{p_y} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \right] - \right. \\ &\left. (V_y - U_y) \left[ \omega_{p_z} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} V_y &= U_y - (U_{y0} - V_{y0}) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) + \frac{3\rho_f}{4\rho_p} \tau_p \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) \right] \times \\ &\left\{ \frac{F_{s_y} + F_{AM_y}}{m_p} + (V_x - U_x) \times \left[ \omega_{p_z} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) \right] - \right. \\ &\left. (V_z - U_z) \left[ \omega_{p_x} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} V_z &= U_z - (U_{z0} - V_{z0}) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) + \frac{3\rho_f}{4\rho_p} \tau_p \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) \right] \times \\ &\left\{ \frac{F_{s_z} + F_{AM_z}}{m_p} - g \left( 1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) + (V_y - U_y) \times \left[ \omega_{p_x} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) \right] - \right. \\ &\left. (V_x - U_x) \left[ \omega_{p_y} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_x}{\partial z} - \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (38)$$

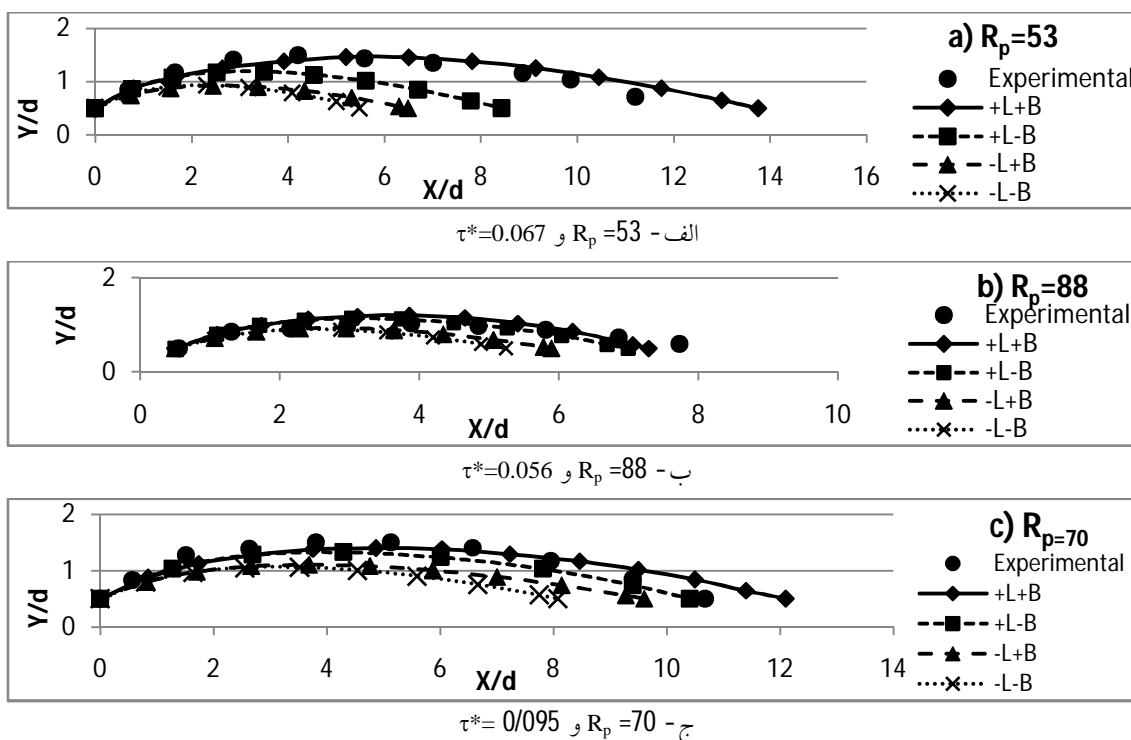
برای سرعت زاویه‌ای نیز می‌توان رابطه (39) را نوشت (Brenn et al, 2003):

$$\bar{\omega}_p = \frac{1}{2} \nabla \times \bar{U} + \left( \bar{\omega}_{p0} - \frac{1}{2} \nabla \times \bar{U}_0 \right) \exp\left(-\frac{60\mu}{\rho_p D_p^2} \Delta t\right) \quad (39)$$

#### د- مدل‌سازی برخورد ذرات با مرزهای جامد

برای مدل‌سازی برخورد ذرات با مرزهای جامد، از مدل کره سخت استفاده شده است. فرضیات این مدل این است که (1) شکل ذرات در اثر گسیختگی یا تغییر شکل‌های پلاستیک، تغییر نمی‌کند. (2) اگر در طول دوره تماس ذره با بستر، لغزش ذره متوقف شد، ذره در کل دوره، به چرخش روی سطح ادامه می‌دهد. (3) اصطکاک بین ذره و سطح از قانون کولمب تبعیت می‌کند. هدف این بخش بدست آوردن سرعت‌های انتقالی و زاویه‌ای ذره پس از برخورد با سطح است. سرعت‌های پس از برخورد به ضریب اصطکاک و ضریب بازگشت ذره از سطح بستگی دارد. به این منظور از روابط زیر که توسط Crow





شکل 2 مقایسه خط سیر بدون بعد شده حرکت ذرات با اعمال (+) یا حذف (-) اثر نیروهای لیفت (L) و بست (B) (از مدل عددی توسعه داده شده)

آماري ضريب همبستگی<sup>1</sup> (CC) یا (R)، شاخص توافق<sup>2</sup> (Ia) یا ضريب کارایی<sup>3</sup>، شاخص اریبی<sup>4</sup> (BIAS) و مجذور میانگین مربعات خطاها<sup>5</sup> (RMSE) استفاده شده است. مقدار این شاخص‌ها برای جابجایی افقی و قائم ذرات در تصاویر فوق در جدول 1 ارائه شده است.

$$\text{Model Skill} = I_a = 1 - \frac{\sum (X_p - X_m)^2}{\sum (|X_p - \bar{X}_m| + |X_m - \bar{X}_m|)^2} \quad (41)$$

$$CC = R = \frac{\sum (X_p - \bar{X}_p)(X_m - \bar{X}_m)}{\sqrt{\sum (X_p - \bar{X}_p)^2 \sum (X_m - \bar{X}_m)^2}} \quad (42)$$

$$\text{BIAS} = \sum \frac{1}{N} (X_p - X_m) \quad (43)$$

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum (X_p - X_m)^2} \quad (44)$$

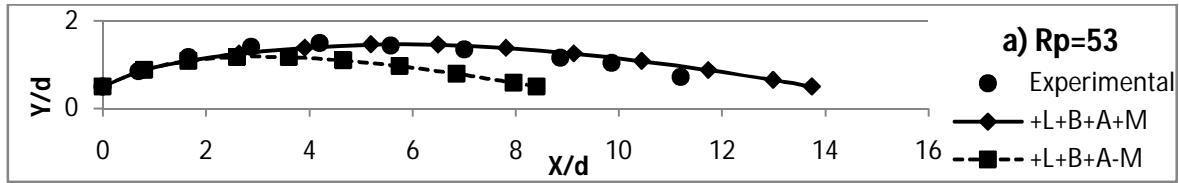
1. Correlation Coefficient
2. Agreement Index
3. Model skill
4. Bias
5. Rote Mean Square Error

به منظور بررسی اثر چرخش ذرات و نیروی مگنوس بر مسیر حرکت ذرات، نتایج حاصل از اعمال یا حذف نیروی مگنوس در حضور نیروهای بست و لیفت، از مدل عددی استخراج شده و نتایج زیر مطابق شکل 3 حاصل شده است. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود با کاهش  $R_p$  خطای ناشی از حذف نیروی مگنوس افزایش یافته است.

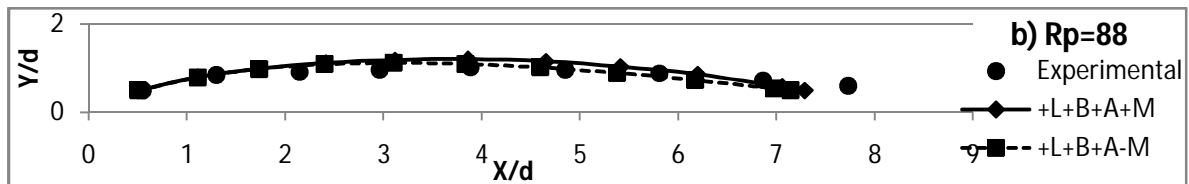
نتایج حاصل از اعمال یا حذف نیروی جرم اضافی نیز برای مقادیر مختلف  $\tau^*$  و  $R_p$  مطابق شکل 4 بدست آمده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که اعمال اثر نیروی جرم اضافی دقت محاسبات را افزایش داده است. علاوه بر این خطای بوجود آمده در برآورد طول افقی مسیر ذرات با کاهش  $R_p$  بیشتر شده است.

به منظور مقایسه کمی اثرات حذف هر یک از نیروهای مورد بررسی در شکل‌های 2، 3 و 4 از شاخص‌های

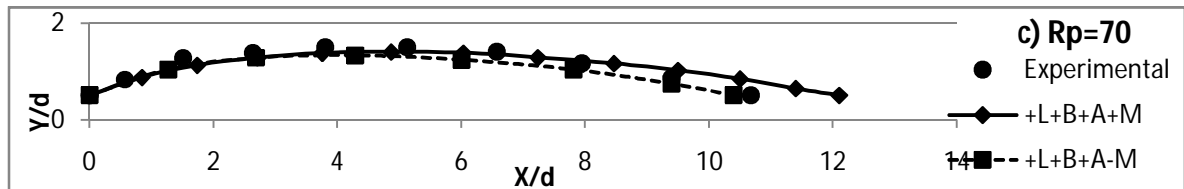
که در آن  $N$  تعداد داده‌ها،  $X_p$  مقدار حاصل از مدل‌سازی و  $X_m$  مقدار اندازه‌گیری شده است. میانگین داده‌های اندازه‌گیری شده و مدل‌سازی شده است.



الف -  $R_p=53$  و  $\tau^*=0.067$

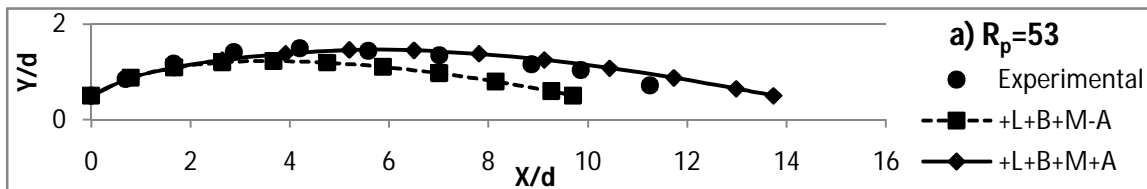


ب -  $R_p=88$  و  $\tau^*=0.056$

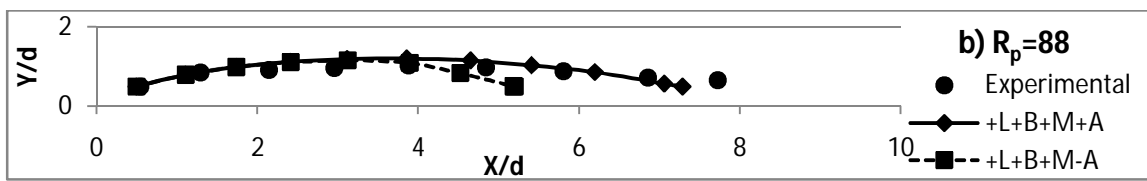


ج -  $R_p=70$  و  $\tau^*=0.095$

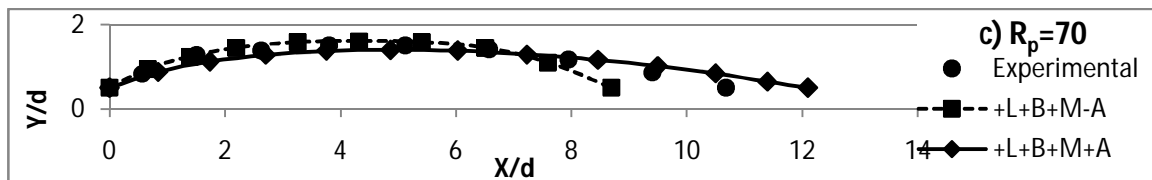
شکل 3 مقایسه خط سیر بدون بعد شده حرکت ذرات با اعمال (+) یا حذف (-) اثر نیروی مگنوس (M) (از مدل عددی توسعه داده شده)



الف)  $R_p=53$  و  $\tau^*=0.067$



ب -  $R_p=88$  و  $\tau^*=0.056$



ج -  $R_p=70$  و  $\tau^*=0.095$

شکل 4 مقایسه خط سیر بدون بعد شده حرکت ذرات با اعمال (+) یا حذف (-) اثر نیروی جرم اضافی (A) (از مدل عددی توسعه داده شده)

جدول 1 مقادیر شاخص خطای حاصل از حذف نیروهای وارد بر ذره برای جابجائی‌های افقی و قائم ذرات

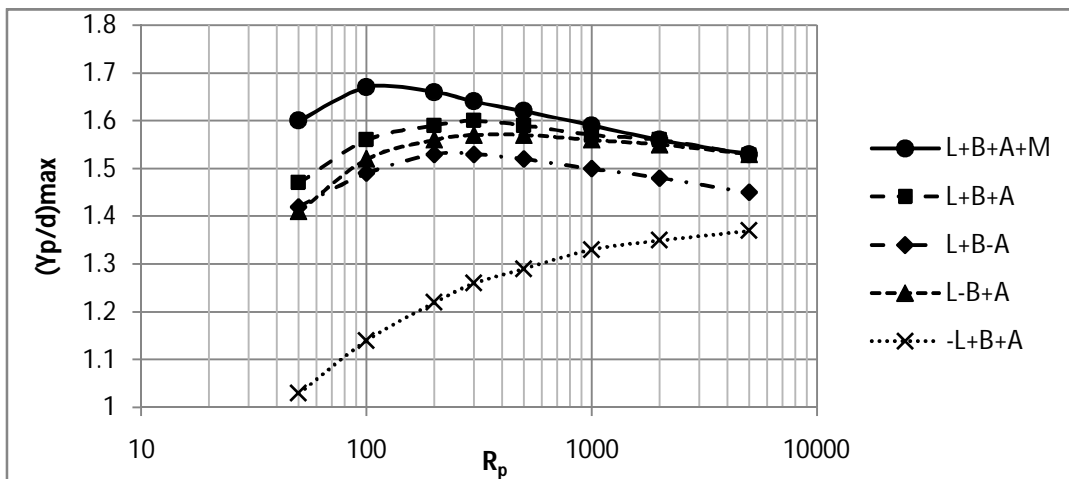
م*	R <sub>p</sub>	نیروهای وارد بر ذره	Model Skill (Ia)		CC or R		BIAS		RMSE	
			جابجائی قائم	جابجائی افقی	جابجائی قائم	جابجائی افقی	جابجائی قائم	جابجائی افقی	جابجائی قائم	جابجائی افقی
0/067	53	+L+B	0/948	0/999	0/926	0/999	0/040	0/225	0/142	0/286
		+L-B	0/734	0/988	0/804	0/998	-0/267	-0/440	0/323	0/658
		-L+B	0/508	0/970	0/541	0/993	-0/467	-0/586	0/535	0/892
		-L-B	0/513	0/961	0/427	0/989	-0/458	-0/610	0/545	0/865
0/056	88	+L+B	0/913	0/999	0/975	0/998	0/066	-0/085	0/126	0/158
		+L-B	0/947	0/996	0/965	0/998	0/025	-0/213	0/091	0/277
		-L+B	0/758	0/988	0/826	0/997	-0/125	-0/336	0/156	0/432
		-L-B	0/696	0/981	0/696	0/996	-0/146	-0/392	0/187	0/483
0/095	70	+L+B	0/965	0/997	0/967	0.999	-0/053	0/114	0/120	0/360
		+L-B	0/909	0/775	0/955	0/564	-0/177	0/132	0/202	3/069
		-L+B	0/722	0/999	0/949	0/998	-0/344	-0/131	0/367	0/244
		-L-B	0/619	0.994	0/803	0/993	-0/418	-0/390	0/451	0/452
0/067	53	+L+B+A+M	0/949	0/999	0/927	0/999	0/040	0/225	0/140	0/286
		+L+B+A-M	0/690	0/978	0/754	0/995	-0/294	0/717	0/357	0/806
		+L+B+M+A	0/949	0/999	0/928	0/999	0/040	0/225	0/140	0/286
		+L+B+M-A	0/865	0/992	0/926	0/997	-0/191	-0/349	0/238	0/632
0/056	88	+L+B+A+M	0/913	0/999	0/975	0/998	0/066	-0/085	0/126	0/158
		+L+B+A-M	0/942	0/998	0/948	0/998	0/010	-0/123	0/094	0/199
		+L+B+M+A	0/915	0/999	0/970	0/998	0/069	-0/085	0/126	0/158
		+L+B+M-A	0/758	0/989	0/670	0/994	-0/039	-0/219	0/195	0/362
0/095	70	+L+B+A+M	0/965	0/997	0/967	0/999	-0/053	0/114	0/225	0/360
		+L+B+A-M	0/909	0/997	0/955	0/998	-0/177	0/087	0/202	0/359
		+L+B+M+A	0/965	0/997	0/967	0/999	-0/053	0/114	0/225	0/360
		+L+B+M-A	0/936	0/991	0/922	0/997	-0/035	-0/494	0/175	0/545

گرفته شده است. همان‌طور که این شکل نشان می‌دهد با افزایش  $R_p$  خطای ناشی از حذف هر یک از نیروهای مورد بررسی بر روی جابجائی‌های افقی و قائم ذره در طول یک جهش، کاهش یافته است. تحلیل دقیق‌تر این

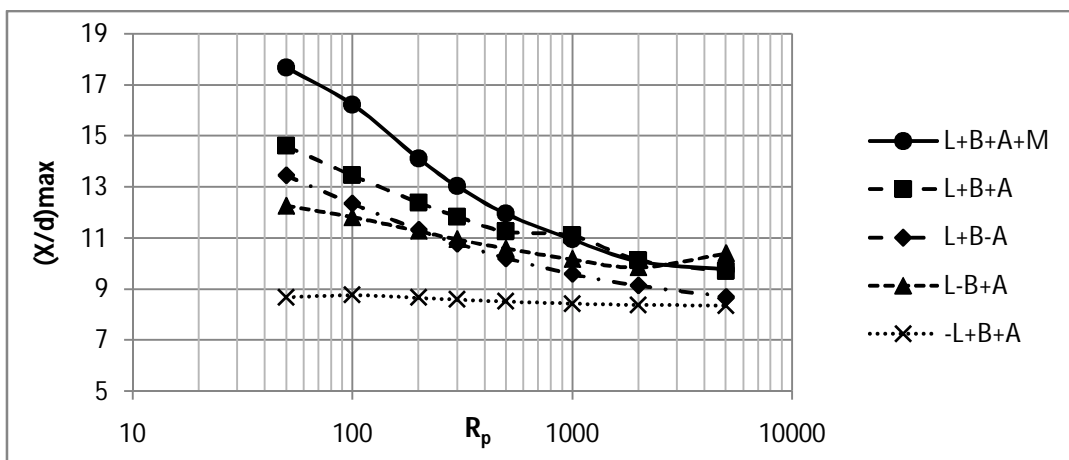
نتایج حاصل از اعمال یا حذف نیروی جرم اضافی نیز در شکل‌های 5 و 6 به ترتیب برای تغییرات حداکثر جابجائی بدون بعد شده قائم و افقی ذره براساس تغییرات  $R_p$  نمایش داده شده است. مقدار تنش برشی ثابت در نظر

تنش برشی، تغییر معنی‌داری ندارد، ولی با حذف نیروی مگنوس، علاوه بر بیش برآورده شدن جابجائی افقی ذره در طول جهش آن، خطای برآورد حداکثر جابجائی افقی ذره نیز با افزایش تنش برشی افزایش می‌یابد. بر اساس شکل 8 نیز با افزایش تنش برشی، خطای برآورد حداکثر جابجائی قائم ذره، با حذف نیروی لیفت، به مقدار قابل توجهی افزایش می‌یابد. مقدار این خطا با حذف نیروهای جرم اضافی، بست و مگنوس، با افزایش تنش برشی روند افزایش دارد، ولی مقدار این افزایش قابل توجه نیست.

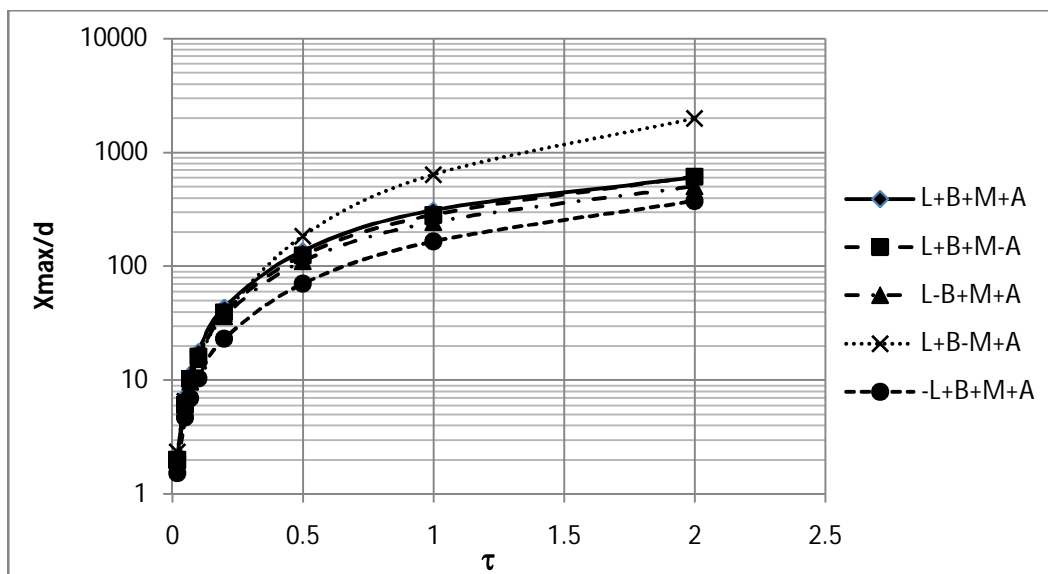
تصاویر در بند 4 ارائه شده است. در شکل‌های 7 و 8 تغییرات مقدار حداکثر جابجائی‌های افقی و قائم ذره در طول یک جهش با تغییرات تنش برشی نمایش داده شده است. مقدار  $R_p$  در این نمودارها برابر با مقدار ثابت 50 در نظر گرفته شده است. همان‌طور که در این تصاویر مشاهده می‌شود، با افزایش تنش برشی جابجائی‌های افقی و قائم ذره افزایش می‌یابد. خطای ناشی از حذف نیروهای جرم اضافی، بست و لیفت بر روی جابجائی افقی ذره در طول یک جهش، با افزایش



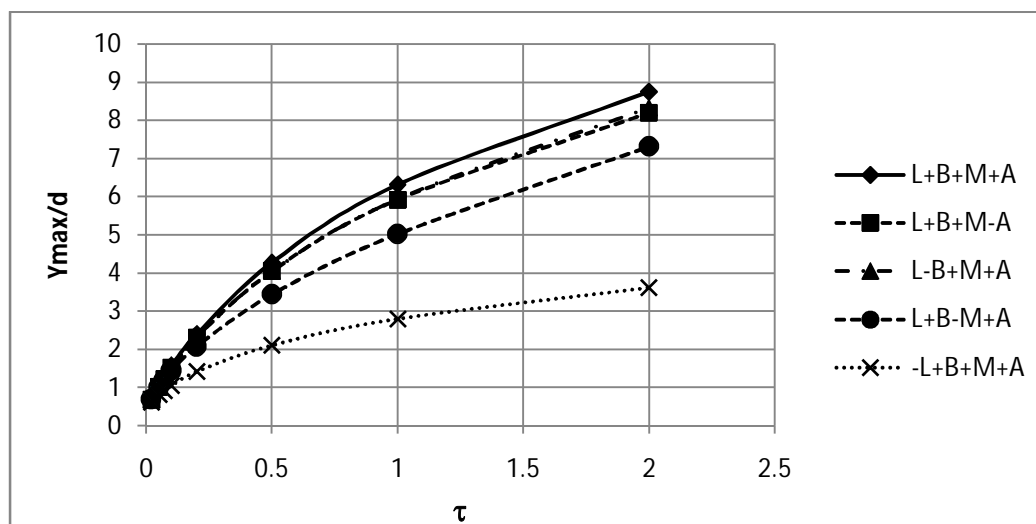
شکل 5 تغییرات حداکثر جابجائی قائم بدون بعد شده ذره براساس تغییرات  $R_p$  (سایر پارامترهای مؤثر ثابت در نظر گرفته شده است)



شکل 6 تغییرات حداکثر جابجائی افقی بدون بعد شده ذره در هنگام جهش، براساس تغییرات  $R_p$



شکل 7 تغییرات حداکثر مقدار جابجائی افقی بدون بعد شده در طول یک جهش بر اساس تغییرات تنش برشی



شکل 8 تغییرات حداکثر مقدار جابجائی قائم بدون بعد شده در طول یک جهش بر اساس تغییرات تنش برشی

به قطر متوسط 2 میلی‌متر، غلظت رسوب در مرز ورودی برابر صفر و عمق جریان در پایاب کانال برابر با 0/7 متر مورد مقایسه قرار گرفته است. نتایج حاصل برای مسیر حرکت یک ذره در نمودار شکل 9 نشان داده شده است. با توجه به استفاده از روش احتمالاتی برای مدل‌سازی حرکت ذرات در جریان آشفته، از محاسبات تکراری و متوسط‌گیری از نمونه‌ها به عنوان مسیر معرف حرکت ذره در جریان آشفته استفاده شده است.

#### د- تأثیر اعمال اثر آشفتگی جریان بر مسیر حرکت ذرات

در این بخش به منظور بررسی میزان تأثیر ناشی از در نظر گرفتن اثر آشفتگی بر حرکت ذرات، مسیر حرکت ذرات، در حالتی که از سرعت‌های نوسانی در محل ذرات صرف‌نظر شده باشد، با نتایج حاصل از اعمال اثر آشفتگی در یک کانال مستطیلی مستقیم به طول 50 و عرض 1 متر، شیب بستر 0/001 و عمق 0/7 متر با مصالح خاکی

کاهش می‌یابد. در شرایطی که اثر نیروی لیفت منظور می‌شود، با افزایش  $R_p$  جابجائی قائم ذره ابتدا رو به افزایش است، سپس با رسیدن به یک مقدار مشخص  $R_p$  جابجائی قائم ذره رو به کاهش می‌گذارد. در شرایطی که اثر نیروی لیفت منظور نشود، جابجائی قائم ذره با افزایش  $R_p$  سیر صعودی دارد. با حذف نیروی لیفت، طول جابجائی افقی ذره در یک جهش، برای مقادیر مختلف  $R_p$  تقریباً ثابت است.

خطای ناشی از حذف نیروی جرم اضافی بر جابجائی افقی و قائم ذرات نیز، بستگی چندانی به تغییرات  $R_p$  نداشته است.

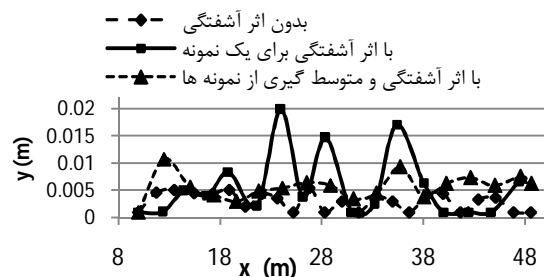
خطای برآورد جابجائی افقی ذره در طول حرکت جهشی ذره، در اثر حذف نیروی مگنوس، با افزایش تنش برشی به مقدار قابل توجهی افزایش می‌یابد. با افزایش تنش برشی، خطای برآورد حداکثر جابجائی قائم ذره، با حذف نیروی لیفت، به مقدار قابل توجهی افزایش می‌یابد. مقدار این خطا با حذف نیروهای جرم اضافی، بست و مگنوس، با افزایش تنش برشی روند افزایش دارد ولی مقدار این افزایش قابل توجه نیست.

با توجه به وجود عوامل متعدد مؤثر بر حرکت ذرات و با توجه به بار محاسباتی نسبتاً بالای مدل‌های لاگرانژی، برای کاهش بار محاسباتی می‌توان برای مقادیر بزرگتر  $R_p$  از اثر نیروی مگنوس و بست بر محاسبات انتقال رسوب در کانال‌های ساده صرف‌نظر نمود. بررسی اثرات آشفتگی نیز نشان داد که حذف اثر آشفتگی بر حرکت ذرات در جریان، تأثیر قابل توجهی بر کاهش غلظت رسوبات معلق دارد. بنابراین لازم است در محاسبات انتقال رسوب اثر این عامل بر حرکت ذرات منظور شود.

#### 5- فهرست علائم

$A_c$	پارامتر شتاب
$c$	ضریب شزی

همان‌طور که نمودار فوق نشان می‌دهد، با حذف سرعت‌های نوسانی سیال در محل ذره، مقادیر غلظت در عمق‌های بالاتر به مقدار قابل توجهی کاهش داده است. براساس نتایج مشاهده شده در شکل 9، در صورت حذف اثر آشفتگی جریان، احتمال خروج ذره رسوب از لایه مجاور بستر به ضخامت 0/5 سانتی‌متر در حدود 13 درصد است و با اعمال اثر آشفتگی احتمال خروج ذره از این لایه به مقدار 55 درصد افزایش یافته است.



شکل 9 مقایسه مسیر حرکت تک ذره با اعمال یا حذف اثر آشفتگی

#### 4- نتیجه‌گیری

در این مطالعه میزان اثرات نیروهای مختلف در انتقال ذرات رسوب مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که حذف هر یک از نیروهای هیدرودینامیکی وارد بر ذره تأثیر نسبتاً قابل ملاحظه‌ای بر مسیر حرکت ذرات رسوب دارد.

براساس نتایج مدل‌سازی‌های انجام شده برای مقادیر کوچک  $R_p$  اثر نیروهای بست و مگنوس بر مسیر حرکت ذرات قابل توجه بوده و میزان اثر گذاری آنها بیش از اثر نیروی جرم اضافی است. در صورتی که با افزایش  $R_p$  اثر این دو نیرو و در نتیجه خطای حاصل از حذف آنها در برآورد مسیر حرکت ذرات به مقدار قابل توجهی کاهش می‌یابد. با افزایش  $R_p$  اثر نیروی لیفت بر مسیر افقی و قائم ذرات کاهش یافته و لذا خطای حاصل از حذف آنها نیز

6- منابع

Ahmadi, G. (1994). Overview of computational and analytical modeling of particle transport and deposition in turbulent flows. *Seintica Iranica*, Vol 1, 1, pp. 1-23.

Ahmadi, G. (2004). *Particle transport, deposition and removal*. Clarkson: online curriculum, Clarkson University.

Berlemont, A. (1998). Particle Lagrangian tracking with hydrodynamic interactions and collisions. *Flow, Turbulence and Combustion*, No. 60, pp. 1-18.

Berlemont, A., Desjonquères, P. and Gouesbet, G. (1990). Particle Lagrangian simulation in turbulent flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 16, pp.19-34.

Brenn G. B. H. (2003). Experimental and numerical investigation of liquid channel flows with dispersed gas and solid particles. *International Journal of Multiphase Flow*, pp. 219-247.

Cao Z, Wei L and Xie J. (1996). Sediment laden flow in open channels from two phase flow viewpoint. *Journal of Hydraulic Engineering*, No. 121, Vol. 10, pp. 725-735.

Crowe C., S. M. (1998). *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press, U.S.A.

Crowe, C. T. (2006). *Multiphase flow handbook*. London, New York: Taylor & Francis Boca Raton .

Falconer, R. (1976). *Mathematical modelling of jet-forced circulation in reservoirs*. University of London.

Gosman, A. and Ioannides, I. (1981). Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. *AIAA J.*, 81, 0323.

Kobayashi N. and Seo SN. (1985). Fluid and sediment interaction over a plane bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 6, pp. 903-921.

Kolahdoozan M. and Falconer R. A. (2003). Three-dimensional geo-morphological modelling of estuarine waters. *International Journal of Sediment Research*, 18, pp. 1-16.

Kolahdoozan, M.; Imanian, H. and Falconer, R.A.; (2011). On the criteria for the initiation of motion in tidal inlets, deterministic and stochastic approaches. *Coastal Engineering*, 58, pp. 1013 - 1022.

Liu, Z. (2001). *Sediment Transport*. Laboratory for Hydraulic, Institute for Water, Geotechnical and Environmental Engineering, University of Aalborg.

$C_D$	ضریب درگ
$C_B$	ضریب اصلاحی
$d_p$	قطر ذره
$e$	ضریب بازگشت ذره
$F_{Basset}$	نیروی تاریخی یا بست
$F_D$	نیروی درگ یا رانش
$F_{L,saff}$	نیروی لیفت سافمن
$F_{Magnus}$	نیروی لیفت مگنوس
$g$	شتاب ثقل
$H$	عمق آب
$f$	ضریب اصطکاک
$\rho$	جرم مخصوص سیال
$\rho_a$	جرم مخصوص هوا
$\rho_p$	جرم مخصوص ذره
$\rho_f$	جرم مخصوص آب
$Re_p$	عدد رینولدز ذره
$R_{p,i}(\Delta t, \Delta r)$	تابع همبستگی
$U$	سرعت متوسط گیری شده در عمق در جهت x
$U$	بردار سرعت سیال
$u'$	مؤلفه سرعت نوسانی سیال در محل ذره
$u_f$	سرعت سیال در محل ذره جامد
$u_p$	سرعت ذره جامد
$\mu$	لزجت دینامیکی آب
$V$	سرعت متوسط گیری شده در عمق در جهت y
$V$	بردار سرعت ذره
$\nu$	لزجت سینماتیکی آب
$\omega$	سرعت چرخش ذره کروی
$\bar{\omega}_p$	سرعت زاویه‌ای چرخش ذره
$\bar{\varepsilon}$	لزجت گردابی
$\varepsilon$	نرخ میرایی
$\sigma$	میانگین سرعت نوسانی سیال در محل ذره
$\zeta$	تراز آب در بالای سطح مبنا
$\kappa_i$	عدد تصادفی گوسی انتخابی برای جهت $i$ با ایمانگین صفر و انحراف معیار 1

Rostami, M. Ardeshir, A., Ahmadi, G. and Thomas, P. J. (2006). Can the history force be neglected for the motion of particles at high subcritical Reynolds number range? IJE Transactions B: Applications, 19, pp. 23-34.

Shams, M., Ahmadi, G. and Smith, D. H. (2002). Computational modeling of flow and sediment transport and deposition in meandering rivers. Advances in Water Resources, Vol 25, 6, pp. 689-699.

Mc Tigue, D. (1981). Mixture theory for suspended sediment transport. J. Hydr. Div., No. 107(9), pp. 659-673.

Nino Y. and Garcia M. (1998). Using Lagrangian particle saltation observations for bedload sediment transport modelling. Hydrological Processes, Vol 12, 8, pp. 1197-1218.

Patankar, N. A., J. D.-2. (2001). *Lagrangian numerical simulation of particulate flows*. Minneapolis: Department of Aerospace Engineering and Mechanics, University of Minnesota.