



بررسی عددی تولید امواج نامنظم کاملاً غیر خطی با استفاده از موج ساز باله‌ای

مهران سعادت‌ی نسب¹، مرتضی عنبرسوز^{2*}، محمد پسندیده‌فرد³

1- دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

2- استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه مهندسی فناوری‌های نوین قوچان، قوچان

3- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

* قوچان، صندوق پستی 94771-67335، anbarsouz@qiet.ac.ir

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: 07 شهریور 1395

پذیرش: 24 شهریور 1395

ارائه در سایت: 01 آبان 1395

کلید واژگان:

امواج نامنظم

نسبت حجمی سیال

حوزه حل مجازی

موج ساز باله‌ای

چکیده

بررسی عددی تاثیر امواج دریا بر سازه‌های دریایی و همچنین تجهیزات طراحی شده برای جذب انرژی امواج، نیازمند تولید موج مورد نظر با ویژگی‌های مشخص می‌باشد. در این پژوهش، یک روش عددی برای تولید امواج نامنظم کاملاً غیر خطی با فرض جریان لزج با حل کامل معادلات ناور استوکس ارائه شده است. برای این منظور، برای مدلسازی حرکت موج ساز باله‌ای در درون آب از روش حوزه حل مجازی و برای ردیابی سطح آزاد سیال از روش نسبت حجمی سیال و همچنین برای میرا کردن امواج بازگشتی از انتهای حوزه حل، از روش افزایش ویسکوزیته سیال در این ناحیه استفاده شده است. مدل عددی به کار گرفته شده در این پژوهش بر مبنای روش حجم کنترل بوده و از روش گام زمانی جزئی دو مرحله‌ای برای جداسازی معادلات پیوستگی و مومنتوم استفاده شده است. در ابتدا پیشینه‌ی پژوهشی روش‌های مختلف تولید امواج به صورت عددی مورد بررسی قرار گرفته و در گام بعدی، برای نشان دادن قابلیت‌های روش عددی توسعه یافته، سه موج با ارتفاع و تیزی متفاوت مدلسازی شده است. نتایج نشان می‌دهد که روش عددی مورد استفاده به خوبی می‌تواند امواج نامنظم مختلف خطی تا کاملاً غیر خطی با تیزی زیاد را مدلسازی کند. علاوه بر این می‌توان با استفاده از روش ارائه شده، امواج مورد نظر در آب‌های کم عمق و عمیق را با دقت خوبی مدلسازی کرد.

Numerical Investigation of Fully Nonlinear Irregular Wave Generation Using a Flap-Type Wavemaker

Mehran Saadatinasab¹, Morteza Anbarsooz^{2*}, Mohammad Passandideh-Fard³

1- Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi of Mashhad University, Mashhad, Iran

2- Department of Mechanical Engineering, Quchan University of Advanced Technology, Quchan, Iran

3- Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi of Mashhad University, Mashhad, Iran

* P.O.B. 94771-67335, Quchan, Iran, anbarsouz@qiet.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper

Received 28 August 2016

Accepted 14 September 2016

Available Online 22 October 2016

Keywords:

Irregular wave

Volume of fluid

Fast fictitious domain

Flap type wave maker

ABSTRACT

Numerical investigations of the effects of ocean water waves on the structures and also the devices designed to capture energy from waves, mainly require proper generation of desired water waves with Specific features. In this study, a numerical method for generation of nonlinear irregular waves is proposed for viscous flow simulations based on Navier-Stokes equations. The numerical method is based on a control-volume approach where a two-step projection method is used to solve the governing equations. In this regard, the motion of the flap-type wavemaker inside the water is simulated using the fast-fictitious domain method, the VOF method is used to capture the free surface evolutions and high-viscosity regions are employed to damp the reflecting waves. First, various methods of wave generation for the numerical wave tanks, available in the literature, are reviewed and next, three waves with different wave steepness are simulated to demonstrate the capabilities of the proposed method. Results show that the method can effectively produce irregular waves, from linear waves up to the steep nonlinear ones. Furthermore, shallow to deep water waves can be generated with reasonable accuracy using the proposed method.

1- مقدمه

صورت افقی و صاف را دارند. بنابراین تولید امواج نیاز به نوعی نیرو مانند نیروی وزش شدید باد، حرکت جسمی درون آب یا روی سطح آزاد آن و یا حتی افتادن سنگی درون آب دارد. با توجه به نیروی اعمال شده به سیال، امواجی در اندازه‌ها و اشکال مختلف می‌تواند ایجاد شود. پس از اینکه موج ایجاد شد، نیروهای گرانش و تنش سطحی به موج اجازه‌ی حرکت روی

در طبیعت به ندرت می‌توان بستری از آب را پیدا کرد که روی سطح آن موج وجود نداشته باشد. این امواج نمودی از نیروهای اعمالی به سیال هستند که تمایل به تغییر شکل سطح آزاد آب دارند، بر خلاف نیروهای گرانش و کشش سطحی که با هم تمایل به حفظ سطح آزاد بستر آب به

سطح آب را می‌دهند. بررسی تاثیر امواج دریا بر سازه‌های دریایی و همچنین جذب انرژی از امواج دریا، نیاز به شناخت دقیق از موج تولید شده و مشخصات آن دارد. استفاده از بسترهای موج عددی که در دو دهه اخیر توسعه یافته‌اند راهکاری موثر برای شبیه‌سازی امواج در شرایط مختلف می‌باشند. مشکلات و سختی‌های موجود برای استفاده از بسترهای موج عددی نظیر شرایط مرزی متحرک در سطح آزاد موج، شرایط مرزی موج‌ساز و انتخاب روشی برای میرا کردن موج بازگشتی موجب ارائه تئوری‌های مختلف خطی و غیر خطی برای مدل‌سازی امواج شده است. همچنین نحوه‌ی ایجاد امواج، ردیابی سطح آزاد سیال و روش‌های میرا کردن امواج بازگشتی نیز به حوزه‌ی مورد علاقه بسیاری از محققان تبدیل شده است.

برای اولین بار در سال 1929 هاولاک [1] و در سال 1976 هیو [2] با فرض جریان غیر لزج با استفاده از تئوری خطی موج، حل تحلیلی برای موج‌سازهای باله‌ای و پیستونی ارائه کردند. اگرچه اورسل [3] در سال 1960 با انجام آزمایش‌های فراوان و بررسی امواج با تیزی مختلف نشان داد که ارتفاع امواج تولیدی با استفاده از موج‌ساز پیستونی 10 درصد کمتر از مقادیر بدست آمده از حل‌های تحلیلی بر اساس تئوری خطی می‌باشد. برای رفع این مشکل و افزایش دقت حل‌های عددی، درسال 1971 مدسن [4] تئوری مرتبه دوم را برای ایجاد امواج بلند پیشنهاد کرد که بعدها این تئوری توسط محققان دیگری نظیر فلیک و گازا [5]، موبید و ویلیامز [6] و چافر [7] مورد استفاده قرار گرفت. اما در سال 1984 دین [8] و همکارش نشان دادند که تئوری مرتبه دوم باعث ایجاد برآمدگی‌های غیرمتعارف در سطح موج می‌شود. بنابراین تئوری‌های مرتبه سوم توسط بورگمن [9] و مرتبه پنجم توسط فنتون [10] ارائه شد. عدم توانمندی حل‌های تحلیلی برای مدل‌سازی امواج در حضور اجسام جامد باعث شد، مدل‌های عددی مرتبه بالا بر پایه‌ی تابع جریان برای مدل‌سازی امواج ارائه شود. در سال 1983 لارسن و دنسی [11] برای اولین بار برای ایجاد امواج کوتاه خطی از روش منبع خطی با اضافه کردن معادلات بوزینسک استفاده کردند. بعدها در سال 1999 لی و همکارانش [12] با استفاده از روش المان محدود روش عددی بر پایه‌ی معادلات بوزینسک را بهبود بخشیدند. اما فرض سیال غیر لزج و جریان غیر چرخشی در این تئوری‌ها از نقاط ضعف آن‌ها محسوب می‌شد. از این رو در سال‌های اخیر بیشتر محققان برای مدل‌سازی امواج با استفاده از معادلات ناویر-استوکس از نرم‌افزارهای تجاری نظیر انسیس¹ استفاده می‌کنند. در یکی از تحقیقات پیشرو، در سال 2008 لی و الانگوان [13] با استفاده از این نرم‌افزار و روش حجم محدود امواج نامنظم خطی را مدل‌سازی کردند. ایشان برای تولید موج از موج‌ساز باله‌ای و برای ردیابی سطح آزاد مایع از روش نسبت حجمی سیال استفاده کردند. در سال 2012 فینگان و گوگین [14] با استفاده از همین نرم‌افزار امواج خطی تولید شده در آب عمیق توسط موج‌ساز باله‌ای را شبیه‌سازی کرده و نشان دادند که با توجه به محدودیت این نرم‌افزار در شبیه‌سازی موج‌ساز باله‌ای برای تولید امواج با عدد موج بالا، می‌توان محل لولای موج‌ساز باله‌ای را از بستر حوزه‌ی حل جدا کرده و کمی بالاتر در نظر گرفت. آنها با این روش توانستند امواج خطی نامنظم در آب عمیق را شبیه‌سازی کنند. همچنین ایشان در سال 2015 [15] با استفاده از همان روش قبلی و انتقال سریع فوریه، امواج نامنظم خطی را نیز مدل‌سازی کردند و نشان دادند که این نرم‌افزار، در مدل‌سازی امواج با دامنه کوتاه و ارتفاع موج بلند نسبت به امواج با دامنه بلند و ارتفاع موج کوتاه عملکرد مناسب‌تری دارد.

در کنار فرض سیال لزج و جریان چرخشی، شرایط مرزی سطح آزاد از دیگر چالش‌های پیش رو در مدل‌سازی امواج به حساب می‌آید. در کلیه‌ی پژوهش‌هایی که پیشتر آورده شد، از شرایط مرزی خطی استفاده شده و مسائل به صورت خطی حل شده‌اند. خصوصاً در مواردی که برخورد امواج با اجسام متحرک و جذب انرژی از آن‌ها مورد نظر باشد و نتوان از نیروی درگ وارد بر جسم صرف نظر کرد، شرایط مرزی خطی برای سطح آزاد دقت مسئله را کاهش خواهد داد. از این رو استفاده از تئوری‌های غیر خطی برای شبیه‌سازی امواج و ردیابی سطح آزاد مایع اجتناب ناپذیر است.

برای اولین بار در سال 1965 هارلو و ولج [16] روش سلول‌های نشانه‌دار² را برای جریان‌های با سطح آزاد معرفی کردند و در سال 1970 چن و استریت [17] در دانشگاه استنفورد این روش را بهبود بخشیده و روش بهبودیافته سلول‌های نشانه‌دار³ نامیدند. در سال 2001 کیم و همکارانش [18] با استفاده از روش تفاضل محدود، سلول‌های نشانه‌دار و حل معادلات ناویر-استوکس برای هر دو سیال، امواج غیر خطی چند جهته را شبیه‌سازی و بررسی کردند. در سال 2003 تورنبال و همکارانش [19] برای ردیابی سطح آزاد مایع و شبیه‌سازی شرایط مرزی غیر خطی، از روش مش ترکیبی دینامیک استفاده کردند. در سال 2004 پارک و همکارانش [20] امواج چند جهته لزج سه بعدی را تولید کردند. آنها برای شرایط مرزی دینامیک غیر خطی سطح آزاد از روش تابع نشانگر چگالی استفاده کردند. در سال 2006 نینگ و تنگ [21] روش مرتبه بالای المان مرزی را برای تولید امواج کاملاً غیرخطی استفاده کردند و شرایط مرزی غیر خطی سطح آزاد را به صورت یکپارچه با روش گام زمانی اولری-لاگرانژی در نظر گرفتند. در همین سال سریرام و همکارانش [22] نشان دادند که روش گام زمانی اولری-لاگرانژی باعث انتشار انرژی در سیستم بعد از مدت طولانی خواهد شد و برای این منظور برای ردیابی سطح آزاد سیال و برقراری شرایط غیرخطی در آن، روش المان محدود با تقریب مکعب باریک را پیشنهاد کردند. در سال 2011 یان و لیو [23] برای برطرف کردن مشکلات روش المان مرزی، روش المان مرزی مرتبه بالا را پیشنهاد کردند. آنها از انتقال سریع فوریه برای تصحیح این روش استفاده کرده و نشان دادند که با این روش هزینه محاسباتی برای ردیابی سطح آزاد سیال به نصف کاهش می‌یابد. ردیابی سطح آزاد سیال و اعمال شرایط مرزی غیر خطی همواره از مشکلات روش‌های عددی بوده است و محققان به دنبال روش‌هایی برای رفع محدودیت‌های ذکر شده در پژوهش‌های فوق می‌باشند. برای اولین بار در سال 1976 هرت و نیکولز [24] از روش نسبت حجمی سیال برای ردیابی سطح آزاد سیال استفاده کردند و پس از آن محققان زیادی از این روش به عنوان یکی از کارآمدترین روش‌های ردیابی سطح آزاد سیال استفاده کردند. در سال 1998 لین و لیو [25] اولین کسانی بودند که برای بررسی پدیده شکست امواج از این روش برای شناسایی سطح آزاد سیال استفاده کردند. در سال 1999 تراچ و راک [26] از روش نسبت حجمی سیال برای مدل‌سازی شرایط مرزی تولید و جذب امواج استفاده کردند و عملکرد این روش را بهبود بخشیدند. در سال 1999 کلاوازاکی [27] با استفاده از روش نسبت حجمی سیال و موج‌ساز غیر بازتابنده، تغییر شکل امواج، پیش از شکستن را بررسی کرد. در سال 2001 لی و فلمینگ [28] با حل کامل معادلات ناویر-استوکس امواج غیر خطی سه بعدی را شبیه‌سازی کردند. آنها برای ردیابی سطح آزاد سیال از روش نسبت حجمی سیال و برای جداسازی ترم‌های

² Maker and Cell³ Stanford University Modified Maker and Cell¹ ANSYS CFX

با شبیه‌سازی حرکت موج‌ساز در سیال انجام داد. در این روش کافی است مقدار پریود موج و بازه حرکت موج‌ساز برای عمق آب مشخص، وارد شود و طول موج و ارتفاع موج با حل کامل معادلات ناپیر-استوکس محاسبه خواهد شد. در سال 2003 وود و همکارانش [37] با استفاده از نرم‌افزار فلونت¹ موج‌ساز پیستونی را مدل‌سازی کردند. در سال 2015 فینگان و گوگین [15] با استفاده از نرم‌افزار انسیس حرکت موج‌ساز باله‌ای را مدل‌سازی کردند. در روش حل معادلات ناپیر-استوکس در این نرم‌افزارها، صفحه جامد در حوزه حل در نظر گرفته نمی‌شود. در اثر جابه‌جا شدن صفحه جامد، شکل هندسی حوزه حل تغییر کرده و نیاز به تغییر مش‌بندی در هر گام زمانی یا پس از طی مدتی از حل می‌باشد. از این تغییر مش در پژوهش‌های انجام شده اجتناب می‌شود و به همین دلیل مدل‌سازی امواج در نرم‌افزار انسیس محدود به اعداد موج پایین می‌شود. در سال 2013 عنبرسوز و همکارانش [38] ترکیب روش نسبت حجمی سیال و حل کامل معادلات ناپیر-استوکس را برای مدل‌سازی امواج با موج‌سازهای باله‌ای و پیستونی استفاده کردند. همچنین آنها حرکت موج‌ساز در حوزه‌ی حل را با روش حوزه حل مجازی شبیه‌سازی کرده و شرایط واقعی تولید موج را به وجود آوردند. ایشان نشان دادند که روش عددی مورد استفاده آنها برای امواج خطی و غیر خطی و در آب‌های کم عمق و عمیق از دقت بسیار خوبی برخوردار بوده و محدود به اعداد موج مشخصی نمی‌شود. همچنین ایشان [39] در سال 2014 تاثیر امواج غیر خطی منظم تولید شده با روش ارائه شده توسط پسندیده فرد و میرزایی [40] را بر روی استوانه‌ی بریستول بررسی کردند.

در این پژوهش از مدل عددی عنبرسوز و همکاران [38] برای مدل‌سازی شرایط واقعی امواج نامنظم غیر خطی که توسط موج‌ساز باله‌ای تولید می‌شوند، استفاده شده است. این روش عددی در ابتدا توسط میرزایی و پسندیده فرد [40] توسعه یافته و در آن برای مدل‌سازی جریان سیال از حل کامل معادلات ناپیر-استوکس با فرض سیال لزج و روش نسبت حجمی سیال برای ردیابی سطح آزاد مایع استفاده شده است. نوآوری مقاله حاضر، مدل‌سازی امواج نامنظم و غیرخطی بوده که تاکنون به وسیله شبیه‌سازی حرکت موج‌ساز بررسی نشده است. غیرخطی و نامنظم بودن امواج به طور همزمان، باعث می‌شود که استفاده از اصل جمع‌آثار قابل استفاده نبوده و همچنین غیرخطی بودن امواج باعث می‌شود که تئوری‌های موج‌ساز دقت خود را از دست بدهند. کاهش دقت تئوری‌های موج‌ساز در امواج تیز، توسط محققین قبلی به صورت عددی و آزمایشگاهی اثبات شده است. این در حالی است که روش مورد استفاده در این پژوهش، محدودیت‌های روش‌های قبلی را در تولید امواج نامنظم و تیز ندارد. برای شبیه‌سازی‌های انجام شده در این مقاله، از یک کد عددی در زبان فرترن بر مبنای کد عددی ریپل [41] نوشته شده که برای شبکه بندی ثابت اویلری در شبیه‌سازی جریان‌های دارای سطح آزاد با کشش سطحی کاربرد دارد، استفاده شده است. مدل عددی به کار گرفته شده در این پژوهش بر مبنای روش حجم کنترل بوده و از روش گام زمانی جزئی دو مرحله‌ای² برای جداسازی معادلات پیوستگی و مومنوم استفاده شده است. همچنین برای به حداقل رساندن پخش عددی، برای گسسته‌سازی جملات جابجایی در معادلات مومنوم از روش ون‌لیر [42] و همچنین برای گسسته‌سازی جملات در معادله انتقال کسر حجمی از الگوریتم یانگر استفاده شده است [43]. مناسب بودن این روش که در کد عددی ریپل نیز استفاده شده، توسط محققین مختلفی ارزیابی و تایید شده

انتقال و انتشار از ترم فشار در معادله‌ی مومنوم از روش ضمنی مک کورمک استفاده کردند. در سال 2003 هار و میزوتانی [29] برای مدل‌سازی امواج غیر خطی و بررسی تاثیر این امواج بر اجسام سه بعدی، از ترکیب روش نسبت حجمی سیال و مدل جسم متخلخل استفاده کردند. در سال 2005 سو و همکارانش [30] با حل معادلات ناپیر-استوکس و حل مسئله شرایط مرزی به روش نسبت حجمی سیال، تاثیر برخورد امواج غیر خطی بر سازه‌های مکعبی مغروق در آب را بررسی کردند. در سال 2006 هیو و تیناموتو [31] اعتبار روش نسبت حجمی سیال برای مدل‌سازی امواج شکسته شده و برخورد آنها با اجسام دیگر را بررسی کرده و نشان دادند که این روش یکی از کارآمدترین روش‌های ردیابی سطح آزاد امواج در شرایط مختلف می‌باشد. در سال 2008 شن و چن [32] ترکیب روش نسبت حجمی سیال و روش مرز شناور را برای بررسی برخورد امواج با اجسام مغروق بررسی کردند. در سال 2009 هفسیا [33] روش نسبت حجمی سیال را برای ردیابی سطح آزاد موج تولید شده با استفاده از موج‌ساز داخلی، بهبود بخشید. در همین سال کریم و همکارانش [34] روش نسبت حجمی سیال را برای بررسی تغییر شکل امواج بر روی سازه‌های متخلخل مورد استفاده قرار دادند. آنها این روش را با معادلات ناپیر-استوکس که برای محیط‌های متخلخل توسعه داده شده بودند، ترکیب کردند. در سال 2010 ژاوو و همکارانش [35] از روش نسبت حجمی سیال برای مدل‌سازی امواج بسیار بلند استفاده کردند و نشان دادند که این روش از دقت خوبی برای مدل‌سازی امواج بسیار بلند نیز برخوردار است.

در کلیه روش‌های تولید امواج که در بالا ذکر شد، از دو روش شرط مرزی جریان ورودی و مکش یا دهش سیال در ناحیه‌ای از حوزه حل استفاده شده است. اگرچه هر دو این روش‌ها اعتبار و دقت مناسبی داشته‌اند ولی شرایط فیزیکی واقعی تولید امواج در حوزه‌ی حل مدل‌سازی و بررسی نمی‌شود. در روش جریان ورودی، شرط مرزی بر اساس ارتفاع موج تنظیم شده و اجزاء سرعت با استفاده از روابط تحلیلی محاسبه می‌شود. محدودیت این روش مدل‌سازی موج‌سازهایی است که دارای حرکت افقی می‌باشند زیرا پروفیل سرعت در این نوع مرزها تابعی در جهت قائم می‌باشد. در روش دوم منبع جرم اضافه شده، بر اساس پروفیل سطح آزاد تنظیم می‌شود. واضح است که الگوی جریان بیش از اینکه شبیه شرایط فیزیکی واقعی موج حاصل از موج‌ساز باله‌ای باشد، شبیه ناحیه منبع جرم خواهد بود.

به عبارت دیگر، در مکانیزم واقعی تولید موج، ارتفاع و طول موج تابعی از دامنه و کورس حرکت موج‌ساز و همچنین عمق آب می‌باشد. برای این کار از تئوری خطی موج‌ساز که در سال 1984 توسط دین و دالریپیل [36] و تئوری موج‌ساز مرتبه دوم که در سال 1971 توسط مدسن [4] ارائه شده است، استفاده می‌شود. باید به این نکته توجه کرد که برای استفاده از تئوری‌های مرتبه بالا، باید حتماً طول موج مشخص باشد. در غیر اینصورت با مشخص بودن سرعت موج، میانگین سرعت ذرات در یک نقطه از حوزه حل یا دبی جرمی جابه‌جا شده توسط موج، می‌توان طول موج را محاسبه کرد. در صورتی که هیچ یک از اطلاعات فوق موجود نباشد، استفاده از این تئوری‌ها غیرمنطقی بوده و خطای زیادی را در نتایج وارد می‌کند. دلیل اختلاف بین نتایج تئوری و نتایج تجربی که توسط اورسل و همکارانش [3] در سال 1960 ارائه شد، به همین موضوع باز می‌گردد.

بر این اساس توسعه‌ی یک مدل عددی با فرض سیال لزج که شرایط واقعی موج‌ساز را مدل‌سازی کند، ضروری به نظر می‌رسد. این کار را می‌توان

¹ Fluent² Two step projection method

است [40-38].

$$\rho = F\rho_l + (1 - F)\rho_g \quad (5)$$

$$\mu = F\mu_l + (1 - F)\mu_g \quad (6)$$

که در آن زیرنویس‌های l و g نشان‌دهنده‌ی فازهای مایع و گاز هستند. در مراحل محاسباتی طی شده، پس از محاسبه‌ی مقادیر سرعت از معادله‌ی مومنتوم، مقادیر F بر اساس معادله‌ی انتقال زیر در حوزه حل جابه‌جا می‌شوند:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla F = 0 \quad (7)$$

2-2- مدلسازی صفحه جامد در سیال

در این پژوهش برای مدلسازی موج‌ساز باله‌ای به عنوان صفحه جامد در حوزه حل، از روش حوزه حل مجازی که در سال 2005 توسط شرما و پتنکار [44] ارائه شد، استفاده شده است. در این روش، سیال با ویسکوزیته بالا به عنوان صفحه جامد در نظر گرفته شده است. در سال 2012 پسندیده‌فرد و میرزایی [40] نشان دادند که برای شبیه‌سازی صفحه جامد با استفاده از روش افزایش ویسکوزیته، باید حداقل ویسکوزیته ناحیه‌ی صفحه جامد دو مرتبه از ویسکوزیته سیال بیشتر در نظر گرفته شود. در این روش صفحه جامد در حوزه حل با استفاده از کمیت اسکالر زیر مشخص می‌شود:

$$\Phi = \begin{cases} 0 & \text{جسم خارج جامد} \\ 0 < \Phi < 1 & \text{مرز جامد} \\ 1 & \text{جسم داخل جامد} \end{cases} \quad (8)$$

تاثیر این کمیت اسکالر نیز با تغییر چگالی و ویسکوزیته در هر سلول با استفاده از معادلات زیر در معادله‌ی ممنتوم وارد می‌شود.

$$\rho = F\rho_l + (1 - F - \Phi_s)\rho_g + \Phi_s\rho_s \quad (9)$$

$$\mu = F\mu_l + (1 - F - \Phi_s)\mu_g + \Phi_s\mu_s \quad (10)$$

نحوه مدلسازی صفحه جامد در محیط سیال به این صورت است که در مرحله‌ی اول محاسبات در هر گام زمانی، معادلات حاکم بر سیال در تمامی حوزه محاسباتی، حل می‌شوند. در این مرحله نیازی به حل معادله دیفرانسیل اضافی به منظور مدلسازی حرکت صفحه جامد نیست. این یک مزیت بسیار مهم برای روش استفاده شده می‌باشد، چرا که در این صورت نیازی به تغییر در معادلات حاکم بر جریان سیال نیست. در مرحله دوم از مراحل محاسبات در هر گام زمانی، به منظور اعمال حرکت صلب برای صفحه جامد می‌توان از بقاء مومنتوم خطی و زاویه‌ای در ناحیه صفحه جامد استفاده نمود. بدین معنی که هرچند در مرحله اول هر گام زمانی

2- معادلات حاکم و شرایط مرزی

شمارتیک مکانیزم تولید موج توسط موج‌ساز باله‌ای در شکل 1 نشان داده شده است. حوزه‌ی حل مستطیلی به ابعاد $(Lc \times Hc)$ می‌باشد که در دو طرف آن دو ناحیه‌ی میراکننده‌ی موج به طول‌های $Ld1$ و $Ld2$ در نظر گرفته شده است. صفحه جامدی که نشان‌دهنده‌ی موج‌ساز باله‌ای می‌باشد، در فاصله‌ی $x = Xp$ از سمت چپ حوزه حل قرار گرفته است و با اعمال نیرو بر آب وظیفه‌ی تولید موج را برعهده دارد. برای این منظور حرکت خطی موج‌ساز باله‌ای در حوزه‌ی حل شبیه‌سازی شده است. در این مدلسازی با توجه به اینکه دمای سیال در کل مدلسازی ثابت می‌باشد، کشش سطحی، چگالی و ویسکوزیته ثابت فرض شده‌اند. همچنین در حالت‌هایی که سطح آزاد مایع در حوزه حل وجود دارد، اثر هوای اطراف بر مایع در نظر گرفته شده و معادلات برای فاز گازی نیز حل شده‌اند. این امر به کمک مدل جریان تعادلی همگن صورت گرفته که در آن دو فاز به صورت یک سیال همگن در نظر گرفته می‌شوند و یک مجموعه از معادلات برای هر دو فاز حل می‌شوند. خلاصه‌ای از معادلات حاکم در ادامه آورده شده است.

1-2- معادلات حاکم بر جریان سیال

معادله‌ی حاکم بر جریان سیال، همان معادله‌ی ناویر-استوکس به صورت دو بعدی با جریان آرام، تراکم‌ناپذیر و نیوتونی می‌باشد:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \vec{\tau} + \vec{g} + \frac{1}{\rho} \vec{F}_b \quad (2)$$

$$\vec{\tau} = \mu [(\nabla \vec{V}) + (\nabla \vec{V})^T] \quad (3)$$

که در آن بردار سرعت، ρ چگالی، μ ویسکوزیته دینامیکی، p فشار، $\vec{\tau}$ تانسور تنش و \vec{F}_b نیروی‌های خارجی اعمال شده بر سیال می‌باشند. برای ردیابی سطح آزاد سیال، از روش نسبت حجمی سیال استفاده شده است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F = \begin{cases} 0 & \text{فاز گازی} \\ 0 < F < 1 & \text{سطح مشترک مایع و گاز} \\ 1 & \text{فاز مایع} \end{cases} \quad (4)$$

این کمیت اسکالر به طور مستقیم در معادله مومنتوم ظاهر نمی‌شود، اما تاثیر آن در هر سلول بر مقدار چگالی و ویسکوزیته بر اساس روابط زیر بدست می‌آید:

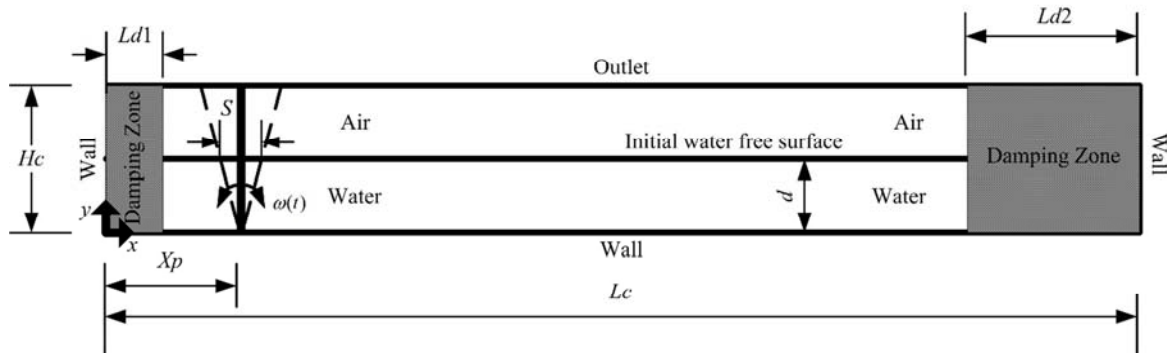


Fig. 1 Computational domain and boundary condition

شکل 1 حوزه حل و شرایط مرزی

3- روش حل عددی

برای گسسته‌سازی معادلات حاکم از روش تجزیه سه مرحله‌ای برای معادلات پیوستگی و مومنوم که در سال 2012 توسط پسندیده‌فرد و میرزایی [40] ارائه شده است، استفاده شده است. این روش برای شبکه‌بندی ثابت اویلری در شبیه‌سازی جریان‌های دارای سطح آزاد با کشش سطحی کاربرد دارد. معادلات (1)، (2) و (7) بر روی شبکه جابه‌جا شده گسسته-سازی می‌شوند. لذا سرعت‌ها در دیواره‌های سلول و خواص سیال، فشار و نسبت حجمی سیال در مرکز سلول محاسبه می‌شوند. در این روش معادله‌ی مومنوم (2) به صورت زیر بازنویسی می‌شود.

$$\frac{\vec{v}^{n+1} - \vec{v}^n}{\Delta t} = -(\vec{v} \cdot \nabla \vec{v})^n - \frac{1}{\rho^n} \nabla p^{n+1} + \frac{1}{\rho^n} \vec{v} \cdot \vec{\tau} + \vec{g}^n + \frac{1}{\rho^n} \vec{F}_b^n \quad (16)$$

در این رابطه تنها جمله‌ای که به صورت ضمنی محاسبه می‌شود، ترم فشار است و ترم‌های جابه‌جایی، ویسکوزیته، شتاب گرانش و نیروهای حجمی، به صورت صریح از زمان گذشته محاسبه می‌شوند. سپس این معادله به سه معادله مجزا شکسته می‌شود.

در مرحله اول از روش تجزیه چند مرحله‌ای، سرعت‌های میانی \vec{V}^* بر اساس ترم‌های جابه‌جایی، شتاب گرانش و نیروهای حجمی با استفاده از میدان سرعت معلوم از زمان قبل، \vec{V}^n ، محاسبه می‌شوند:

$$\frac{\vec{V}^* - \vec{V}^n}{\Delta t} = -(\vec{V} \cdot \nabla \vec{V})^n + \vec{g}^n + \frac{1}{\rho^n} \vec{F}_b^n \quad (17)$$

در مرحله دوم، تاثیر ترم ویسکوزیته بر حوزه حل به صورت شبه ضمنی محاسبه می‌شود:

$$\frac{\vec{V} - \vec{V}^*}{\Delta t} = \frac{1}{\rho^n} \vec{\tau} \cdot \vec{\tau} \quad (18)$$

که در معادله فوق \vec{V} بردار سرعت‌های میانی حاصل از ترم ویسکوزیته است. در حالت کلی بسط ترم ویسکوزیته به صورت زیر صورت می‌گیرد:

$$\vec{V} \cdot \vec{\tau} = \left(\frac{1}{r^\delta} \frac{\partial}{\partial x} (r^\delta \tau_{xx}) + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) \hat{i} + \left(\frac{1}{r^\delta} \frac{\partial}{\partial x} (r^\delta \tau_{xy}) + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \right) \hat{j} \quad (19)$$

که در آن r^δ فاصله تا محور تقارن است که مقدار δ برای حالت متقارن یک و برای حالت دوبعدی صفر در نظر گرفته می‌شود.

استفاده از این گسسته‌سازی باعث حذف محدودیت زمانی ترم ویسکوزیته می‌شود و بنابراین افزایش ویسکوزیته در ناحیه صفحه جامد به کاهش شدید گام‌های زمانی برای محاسبات عددی منجر نخواهد شد.

در مرحله سوم، پس از محاسبه تاثیر ترم ویسکوزیته بر حوزه حل، مقادیر \vec{V} به منظور محاسبه مقادیر فشار و سرعت در گام زمانی جدید مورد استفاده قرار می‌گیرند:

$$\frac{\vec{v}^{n+1} - \vec{v}^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^n} \nabla p^{n+1} \quad (20)$$

در این معادله با توجه به اینکه مقادیر p^{n+1} و \vec{v}^{n+1} هر دو مجهول می‌باشند، نیاز به یک معادله دیگر است. برای این منظور با توجه به اینکه سرعت‌های بدست آمده در گام زمانی جدید باید شرط بقاء را ارضاء نمایند، از معادله پیوستگی به صورت زیر استفاده می‌شود:

$$\vec{v} \cdot \vec{v}^{n+1} = 0 \quad (21)$$

سرعت‌های موجود در ناحیه صفحه جامد به درستی محاسبه نمی‌شوند، اما مومنوم میانگین ناحیه صفحه جامد بر اساس این سرعت‌ها، می‌تواند به منظور به دست آوردن سرعت میانگین صفحه جامد در گام زمانی بعد استفاده شود. برای این منظور با استفاده از انتگرال‌های زیر می‌توان سرعت صفحه جامد در گام زمانی بعد را بدست آورد:

$$M_s \vec{V}_s = \int_{\text{Solid zone}} \rho \vec{v} dV \quad (11)$$

$$I_s \vec{\omega}_s = \int_{\text{Solid zone}} \vec{r} \times \rho \vec{v} dV \quad (12)$$

برای مدل‌سازی عددی جسم جامد در سیال یافتن مقادیر میانگین سرعت خطی و زاویه‌ای در هر گام زمانی ضروری است. برای این منظور با استفاده از روابط زیر می‌توان این مقادیر را به راحتی محاسبه نمود:

$$\vec{V}_s = \left(\sum_{\text{Solid zone } i} \rho \nabla_i \vec{V}_i \right) / \rho_s \nabla_s \quad (13)$$

$$\vec{\omega}_s = \left(\sum_{\text{Solid zone } i} \vec{r}_i (\rho_i \nabla_i \vec{V}_i) \right) / \nabla_s \quad (14)$$

پس از محاسبه سرعت‌های میانگین انتقالی و چرخشی، سرعت‌ها در ناحیه صفحه جامد که در مرحله اول هر گام زمانی به دست آمده‌اند با استفاده از رابطه زیر جایگزین می‌شوند:

$$\vec{V}_{\text{solid zone}} = \vec{V}_s + \vec{\omega}_s \times \vec{r} \quad (15)$$

که در آن $\vec{V}_{\text{solid zone}}$ بردار سرعت برای سلول‌های موجود در جسم جامد است. باید توجه داشت که تاثیر این جایگزینی بر سرعت در حوزه حل سیال وارد نخواهد شد. این امر باعث به وجود آمدن مقداری لغزش غیر فیزیکی در سطح صفحه جامد می‌شود. به منظور کاهش میزان این لغزش در این پژوهش از روش افزایش ویسکوزیته در داخل جسم جامد استفاده شده است [40]. با این کار، ناحیه صفحه جامد دارای حرکتی مشابه حرکت جسم صلب خواهد بود و در مرحله اول از محاسبات در هر گام زمانی، ناحیه اشغال شده دارای سرعتی یکنواخت می‌شود. این امر باعث کاهش میزان لغزش بر روی سطح صفحه جامد خواهد بود و به طور غیر مستقیم شرط مرزی عدم لغزش بر روی سطح صفحه جامد را ارضا می‌کند.

2-3- شرایط مرزی و اولیه

شرایط اولیه‌ی در نظر گرفته شده برای این پژوهش، سطح آب بدون موج و ساکن با سرعت صفر می‌باشد. برای مرزهای راست، چپ و پایین در حوزه حل با توجه به شکل 1، شرط مرزی عدم لغزش سیال و همچنین گرادین-های فشار و نسبت حجمی سیال صفر و در مرز بالایی شرط مرزی فشار ثابت، برابر فشار اتمسفریک در نظر گرفته شده است. برای مدل‌سازی نواحی میراکننده امواج باید از شرایط مرزی جاذب موج استفاده کرد. در سال 2004 لین و لویی [45] و در سال 2009 هفسیا و همکارانش [33]، اضافه کردن یک ترم منبع اصطکاک به شکل نمایی به معادله‌ی مومنوم را پیشنهاد کردند. در این پژوهش با توجه به شکل 1، دو ناحیه‌ی میراکننده یکی در پشت موج‌ساز و دیگری در انتهای حوزه‌ی حل شبیه‌سازی شده است. روشی که برای این دو ناحیه مورد استفاده قرار گرفته است، افزایش ویسکوزیته سیال به اندازه‌ای می‌باشد که بتواند انرژی حاصل از امواج بازگشتی را میرا کند. مقدار لزجت مورد استفاده زمانی که طول ناحیه میراکننده دو برابر طول موج باشد، 5×10^4 برابر لزجت آب در نظر گرفته شده است. با این روش تغییری در معادله مومنوم ایجاد نخواهد شد و تنها در هنگام حل معادلات در دو ناحیه‌ی میراکننده، ویسکوزیته سیال آنقدر بالا می‌باشد که موجی بازتاب نخواهد کرد.

است:

$$\frac{\left(\frac{1}{r^\delta} \frac{\partial}{\partial x} (r^\delta \tau_{xx}) + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y}\right)_{i+\frac{1}{2},j}}{\tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} - \tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}} \Delta y_j} = \frac{1}{r^\delta} \frac{r_{i+\frac{1}{2}}^\delta - r_{i+\frac{1}{2}}^{\delta-1} \tau_{xxij}}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}} + \quad (33)$$

در معادله فوق مؤلفه‌های تنش را می‌توان به صورت تفاضل ساده‌ای از توزیع سرعت نوشت. برای جمله‌های موجود در معادله (33) داریم:

$$\tau_{xx_{i+1,j}} = 2\mu_{i+1,j} \frac{u_{i+\frac{3}{2},j} - u_{i+\frac{1}{2},j}}{\Delta x_{i+1}} \quad (34)$$

$$\tau_{xx_{i,j}} = 2\mu_{i,j} \frac{u_{i+\frac{1}{2},j} - u_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta x_i} \quad (35)$$

$$\tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} = \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC} \left(\frac{u_{i+\frac{1}{2},j+1} - u_{i+\frac{1}{2},j}}{\Delta y_{j+\frac{1}{2}}} \right) + \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{TRC} \left(\frac{v_{i+1,j+1} - v_{i,j+\frac{1}{2}}}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}} \right) \quad (36)$$

$$\tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} = \mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{RBC} \left(\frac{u_{i+\frac{1}{2},j} - u_{i+\frac{1}{2},j-1}}{\Delta y_{j-\frac{1}{2}}} \right) + \mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{BRC} \left(\frac{v_{i+1,j-\frac{1}{2}} - v_{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}} \right) \quad (37)$$

در روابط فوق $\mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{RBC}$ ، $\mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{BRC}$ ، $\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{TRC}$ ، $\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC}$ ویسکوزیته در گوشه‌های سلول هستند که به عنوان نمونه مقدار $\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC}$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC} = \frac{\Delta y_{j+1} \mu_{i+\frac{1}{2},j}^R + \Delta y_j \mu_{i+\frac{1}{2},j+1}^R}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} \quad (38)$$

$$\mu_{i+\frac{1}{2},j}^R = \frac{\Delta x_{i+1} \mu_{i,j} + \Delta x_i \mu_{i+1,j}}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \quad (39)$$

$$\mu_{i+\frac{1}{2},j+1}^R = \frac{\Delta x_{i+1} \mu_{i,j+1} + \Delta x_i \mu_{i+1,j+1}}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \quad (40)$$

برای محاسبه ویسکوزیته در گوشه بالا و سمت راست سلول محاسباتی، ابتدا ویسکوزیته بر روی سطوح سمت راست سلول‌ها محاسبه شده‌اند و سپس با استفاده از مقادیر $\mu_{i+\frac{1}{2},j}^R$ و $\mu_{i+\frac{1}{2},j+1}^R$ مقدار $\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC}$ به دست آمده است. گسسته سازی ترم ویسکوزیته در جهت γ نیز مشابه با روند فوق می‌باشد.

4-3- اعمال نیروی کشش سطحی

نیروی کشش سطحی در مرز بین دو فاز ایجاد می‌شود. این نیرو در واقع باید به صورت یک شرط مرزی در سطح مشترک به معادلات اعمال شود، اما به دلیل پیچیدگی این امر، یک روش ساده‌تر برای اعمال این نیرو، وارد کردن آن به صورت یک نیروی حجمی توسط روش نیروی سطحی پیوسته است. همانطور که پیشتر بیان شد، مقدار نیروی کشش سطحی را می‌توان از رابطه (41) محاسبه نمود که در محاسبات عددی به صورت رابطه (42) تخمین زده می‌شود:

$$\vec{F}_{ST} = \frac{A_{cell}}{\Omega_{cell}} \sigma k \hat{n} \quad (41)$$

$$\vec{F}_{ST_{i,j}} = \frac{A_{i,j}}{\Omega_{i,j}} \sigma K_{i,j} \hat{n}_{i,j} \quad (42)$$

در رابطه فوق $A_{i,j}$ مساحت سطح آزاد داخل سلول است که در مختصات دوبعدی همان طول خط سطح آزاد است و به کمک مقدار $F_{i,j}$ محاسبه می‌شود. $\hat{n}_{i,j}$ بردار عمود یکه و مقدار انحنا در مرکز سلول و $\Omega_{i,j}$ حجم سلول می‌باشند. انحنا سطح، $K_{i,j}$ از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

با گرفتن دیورژانس از معادله (20)، معادله پواسون فشار بدست می‌آید:

$$\vec{\nabla} \cdot \left[\frac{1}{\rho^n} \vec{\nabla} p^{n+1} \right] = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}}{\Delta t} \quad (22)$$

با توجه به اینکه $\vec{\nabla}$ در مرحله قبل محاسبه شده است، فشار (p^{n+1}) تنها مجهول در معادله فوق می‌باشد که در کل حوزه حل محاسبه می‌شود. پس از محاسبه فشار در گام زمانی جدید، سرعت در گام زمانی جدید (\vec{V}^{n+1}) با استفاده از رابطه (20) محاسبه می‌گردد.

4- گسسته‌سازی معادلات

4-1- ترم جابه‌جایی

با توجه به رابطه مومنوم، اولین جمله در سمت راست این معادله ترم جابه‌جایی، $(\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V})$ است که به صورت زیر در راستای x ، گسسته‌سازی شده است:

$$(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})u = u_{i+\frac{1}{2},j} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} + v_{i+\frac{1}{2},j}^{fl} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} \quad (23)$$

هریک از جملات در $(i+\frac{1}{2},j)$ که مرکز حجم کنترل معادله مومنوم x می‌باشد، محاسبه گردیده‌اند. شارهای سرعت که با اندیس fl متمایز شده‌اند، با میان‌یابی از سرعت‌های مجاور به صورت زیر بدست می‌آیند.

$$v_{i+\frac{1}{2},j}^{fl} = \frac{\Delta x_i v_{i+1,j}^{fl} + \Delta x_i v_{i,j}^{fl}}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} \quad (24)$$

برای شارهای سرعت که در مرکز سلول استفاده شده‌اند نیز رابطه زیر برقرار است:

$$v_{i,j}^{fl} = \frac{1}{2} \left(v_{i,j-\frac{1}{2}} + v_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \quad (25)$$

در مورد گردادیان‌های سرعت در معادله (23) نیز روابط زیر مورد استفاده قرار گرفته است:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_a} (1 + \alpha S_u) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} + \frac{\Delta x_i}{\Delta x_a} (1 - \alpha S_u) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,j} \quad (26)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{\Delta y_{j+\frac{1}{2}}}{\Delta y_a} (1 + \alpha S_u) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta y_{j-\frac{1}{2}}}{\Delta y_a} (1 - \alpha S_u) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \quad (27)$$

که در دو معادله اخیر داریم:

$$\Delta x_a = \Delta x_{i+1} + \Delta x_i + \alpha S_u (\Delta x_{i+1} - \Delta x_i), \quad S_u = \text{sign} \left(u_{i+\frac{1}{2},j} \right) \quad (28)$$

$$\Delta y_a = \Delta y_{j+\frac{1}{2}} + \Delta y_{j-\frac{1}{2}} + \alpha S_v (\Delta y_{j+\frac{1}{2}} - \Delta y_{j-\frac{1}{2}}), \quad S_v = \text{sign} \left(v_{j+\frac{1}{2}} \right) \quad (29)$$

$$\Delta x_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Delta x_{i+1} + \Delta x_i) \quad (30)$$

$$\Delta y_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Delta y_{j+1} + \Delta y_j) \quad (31)$$

که پارامتر α بین صفر تا 1 متغیر است. اگر α برابر 1 باشد، روابط (26) و (27) تبدیل به تقریب کاملاً بالادست و اگر α برابر صفر باشد، روابط فوق تبدیل به تقریب تفاضل مرکزی مرتبه دوم می‌شوند. این پارامتر در رابطه فوق با توجه به متد ون لیر تنظیم می‌شود.

اگر جمله جابه‌جایی در معادله مومنوم، در راستای γ به روش تفاضل محدود گسسته شود، رابطه زیر حاصل می‌گردد:

$$(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})v = u_{i+\frac{1}{2},j}^{fl} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} + v_{i+\frac{1}{2},j}^{fl} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2},j} \quad (32)$$

4-2- ترم ویسکوزیته

گسسته‌سازی عبارت اول طرف دوم رابطه (19) (جهت x) به صورت زیر

هارمونیک تشکیل دهنده‌ی یک موج نامنظم مشخص شده و به ازای هر موج هارمونیک با استفاده از رابطه (48) کورس حرکت پیستون بدست می‌آید و نهایتاً به صورت مجموع یک تابع سینوسی، در مدل عددی توسعه یافته مورد استفاده قرار می‌گیرد. مشخصات امواج هارمونیک تشکیل دهنده‌ی امواج نامنظم تحقیقات عددی و تجربی پارک و همکاران [20]، نینگ و تنگ [21] و لیانگ و همکاران [46] که با استفاده از روش انتقال سریع فوریه محاسبه شده است، در جدول 1 آورده شده است.

امواج تولید شده بر اساس عمق نسبی و تیزی آنها در دسته‌های مشخصی قرار می‌گیرند. بر این اساس اگر $kd > \pi$ باشد، امواج آب‌های عمیق، $kd < \pi/10$ ، امواج آب‌های کم عمق و $\pi/10 < kd < \pi$ ، امواج آب‌های متوسط گفته می‌شود. همچنین اگر $h/l < 0.01$ باشد، امواج با تیزی کم و در صورتی که $h/l > 0.01$ ، امواج با تیزی زیاد خواهیم داشت. با توجه به اینکه در امواج نامنظم پارامترهای امواج متغیر است، لذا از پارامترهای مشخصه برای تعیین نوع موج و قرار گرفتن در دسته‌های فوق استفاده می‌شود. در جدول 2 دسته بندی امواج مورد بررسی در این پژوهش و پارامترهای مرتبط به آن ارائه شده است. بر این اساس پژوهش لیانگ و همکاران [46] در آب‌های با عمق متوسط و تیزی زیاد، پارک و همکاران [20] در آب‌های با عمق متوسط و تیزی متوسط و نینگ و تنگ [21] در آب‌های با عمق زیاد و تیزی زیاد صورت گرفته است.

در شکل 2 نحوه‌ی حرکت موج ساز در درون آب و همچنین موج تشکیل شده به واسطه‌ی آن در طول زمان نشان داده شده است. در این شکل، حرکت دورانی موج ساز باله‌ای و تغییرات ارتفاع سطح آزاد سیال که نشان دهنده‌ی موج عددی تولید شده توسط نینگ و تنگ [21] می‌باشد، به وضوح دیده می‌شود. نتایج حاصل از تولید امواج مطابق پژوهش لیانگ و همکاران [46] و پارک و همکاران [20] نیز به همین شکل می‌باشد. همچنین برای جلوگیری از شروع حرکت موج ساز باله‌ای با ضربه شدید، از یک تابع رمپ تا رسیدن به دوره تناوب اول استفاده شده است.

شکل 3 ارتفاع سطح آزاد موج را برای شبکه‌بندی‌های مختلف نشان می‌دهد. همانطور که در این شکل مشخص است، شبیه‌سازی‌ها برای سه شبکه‌بندی 20، 40 و 80 شبکه در عرض حوزه حل انجام شده و با توجه به تطبیق نمودارها در شبکه‌بندی 40 و 80، حل عددی مستقل از شبکه بوده و برای مدل‌سازی‌ها از 40 شبکه در عرض حوزه حل استفاده شده است. در کد عددی استفاده شده، به منظور دقت بالاتر رديابی سطح آزاد از شبکه‌بندی یکنواخت با سلول‌های مربعی استفاده شده است. به همین دلیل، تنها یک بعد از اندازه سلول‌ها در بررسی استقلال از شبکه گزارش شده است. بدیهی است بعد دیگر نیز با آن برابر است.

در شکل 4، موج عددی که توسط پارک و همکاران [20] تولید شده بود، با روش عددی توسعه یافته در این پژوهش باز تولید شده است. این موج دارای حداکثر ارتفاع 3.5 سانتیمتر بوده و با توجه به طول موج آن، در دسته‌ی امواج با تیزی و عمق متوسط قرار می‌گیرد. با وجود تاثیرپذیری این موج از بستر به دلیل عمق 20 سانتیمتری آب، باز هم موج تولید شده دارای دقت بالا و تقریباً منطبق بر نتایج تحلیلی و نتایج عددی پارک و همکاران [20] می‌باشد. بر اساس بررسی‌های اورسل [3]، همواره امواج تولیدی به روش عددی دارای ارتفاع موج کوتاه‌تر نسبت به حل تحلیلی هستند که این موضوع نیز به درستی در شکل مشاهده می‌شود و دلیل آن در نظر گرفتن لزجت سیال است.

در شکل 5، موج عددی که توسط نینگ و تنگ [21] تولید شده بود،

$$k_{i,j} = -\frac{\hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} + \hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{2\Delta x_i} - \frac{\hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} + \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{2\Delta y_i} - cyl \times \frac{\hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} + \hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{4x_i(t)} \quad (43)$$

مقدار بردارهای یک‌ه نیز با برابر قراردادن مؤلفه‌های آنها با مشتقات حاصل می‌شود. بدین صورت که ابتدا مقادیر متوسط جدیدی برای F هر سلول از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\bar{F}_{i,j} = AF_{i,j} + B(F_{i+1,j} + F_{i-1,j} + F_{i,j+1} + F_{i,j-1}) + C(F_{i+1,j+1} + F_{i-1,j+1} + F_{i+1,j-1} + F_{i-1,j-1}) \quad (44)$$

سپس مقدار بردارهای عمود در گوشه‌های سلول‌ها به کمک مقادیر متوسط F محاسبه می‌شود:

$$\vec{n}_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} = \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2\Delta x} (\bar{F}_{i,j} + \bar{F}_{i,j-1} - \bar{F}_{i-1,j} - \bar{F}_{i-1,j-1}) \quad (45)$$

برای محاسبه سایر بردارها نیز به طور مشابه می‌توان عمل کرد.

5- بحث و نتیجه گیری

برای نشان دادن قابلیت مدل عددی توسعه یافته برای شبیه‌سازی امواج نامنظم کاملاً غیرخطی و پدیده‌های مرتبط با آن، از موج پیشرونده استوکس مرتبه دو و موج‌ساز باله‌ای استفاده شده است. برای این منظور امواج نامنظم تولید شده با استفاده از مدل عددی در این پژوهش با نتایج عددی پارک و همکاران [20]، نینگ و تنگ [21]، نتایج تجربی لیانگ و همکاران [46] مقایسه شده است.

در مدل‌سازی عددی، $Ld1 = 0.25 \text{ m}$ ، $Ld2 = 1 \text{ m}$ ، $Lc = 8 \text{ m}$ و موج ساز باله‌ای در $Xp = 0.5 \text{ m}$ قرار گرفته است. این موج ساز دارای حرکت انتقالی نبوده و تنها حرکت دورانی ساده مطابق با رابطه (46) انجام می‌دهد:

$$\theta(t) = \frac{\Delta\theta}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \quad (46)$$

که $\Delta\theta$ بازه حرکت دورانی موج ساز بوده که میزان جابه جایی افقی موج ساز باله‌ای روی سطح آب به دو پارامتر بازه حرکت دورانی و عمق آب وابسته است:

$$S = 2d \times \tan\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \quad (47)$$

همانطور که پیشتر گفته شد، برای تولید موج در مدل عددی توسعه یافته، تنها به کورس حرکت پیستون (S)، دوره تناوب حرکت پیستون (ω_p) و عمق آب (d) نیاز است. لذا برای محاسبه S از رابطه زیر استفاده شده است:

$$\frac{H}{S} = 4 \left(\frac{\sinh k_p h}{k_p d} \right) \frac{k_p h \sinh k_p h - \cosh k_p h + 1}{\sinh 2k_p h + 2k_p h} \quad (48)$$

که در آن h عمق آب، H ارتفاع موج و k_p عدد موج می‌باشد که مقدار آن از حل معادله‌ی پراکندگی بدست می‌آید. در این پژوهش برای حل معادله پراکندگی از روش تقریبی که اخیراً هانت [47] ارائه کرده، استفاده شده است. بدست آوردن عدد موج و به تبع آن محاسبه‌ی کورس حرکت پیستون مستلزم دانستن دوره تناوب و ارتفاع امواج تولید شده می‌باشد. با توجه به اینکه در این پژوهش امواج نامنظم غیرخطی مورد بررسی قرار گرفته‌اند، برای محاسبه‌ی دوره تناوب و ارتفاع امواج از روش انتقال سریع فوریه استفاده شده است. در این روش دوره تناوب و ارتفاع امواج

جدول 1 مشخصات امواج هارمونیک تشکیل دهنده‌ی امواج نامنظم مورد بررسی

Table 1 Harmonic wave characteristic of studied irregular wave

پارک و همکاران [20]					نینگ و تنگ [21]					لیانگ و همکاران [46]				
ω_t	h	k	s	$\Delta\theta$	ω_t	h	k	s	$\Delta\theta$	ω_t	h	k	s	$\Delta\theta$
s^{-1}	cm	m^{-1}	cm	deg	s^{-1}	cm	m^{-1}	cm	deg	s^{-1}	cm	m^{-1}	cm	deg
2.22	1.2	2.073	5.7	8.096	1.14	4.77	3.12	3.9	1.4	1.82	4.33	1.9	11	7.82
1.67	0.8	2.83	2.78	3.976	1.23	4.72	2.73	4.24	1.52	1.67	2.9	2.1	6.6	4.72
2.86	0.71	1.59	4.42	6.31	0.84	2.97	5.67	1.9	0.68	1.25	2.51	3.06	3.84	2.75
1.82	0.62	2.57	2.35	3.36	0.94	2.95	4.55	2	0.723	2	1.91	1.7	5.44	3.89
2.5	0.54	1.83	2.93	4.19	1.07	2.07	3.56	1.57	0.56	1.18	1.9	3.34	2.65	1.9
1.25	0.36	3.92	0.9	1.29	1	1.66	4.04	1.2	0.427	2.22	1.4	1.51	4.54	3.25
3.33	0.27	1.36	1.99	2.85						1.43	1.12	2.55	2	1.49
1.11	0.26	4.53	0.55	0.79						1.11	1.11	3.63	1.42	1.02
1.33	0.26	3.64	0.68	0.97						1.05	0.98	3.95	1.16	0.83
1.43	0.25	3.36	0.72	1.04						0.87	0.74	5.46	0.66	0.47

با روش عددی توسعه یافته در این پژوهش باز تولید شده است. این موج دارای حداکثر ارتفاع 16 سانتیمتر بوده و در آبی به عمق 80 سانتیمتر مدلسازی شده است. با توجه به پارامترهای مشخصه، این موج در دسته‌ی امواج با تیزی و عمق زیاد قرار می‌گیرد. با توجه به اینکه این موج متأثر از بستر نمی‌باشد، سطح موج صاف تر بوده و دندان‌های آن کمتر می‌باشد. در این موج نیز ارتفاع کمتر نسبت به موج تحلیلی به خوبی مشاهده می‌شود. همچنین پس از گذشت حدود 12 ثانیه از حل، موج بازگشتی تولید شده به موج اصلی رسیده و باعث تاثیرگذاری بر دوره تناوب و ارتفاع موج اصلی می‌شود. بررسی‌ها نشان می‌دهد که در صورت افزایش طول حوزه حل، مدل عددی توسعه یافته امواج با تیزی و عمق بیشتر (کاملاً غیر خطی) را با دقت بیشتری مدلسازی می‌کند.

در شکل 6، موج عددی که توسط لیانگ و همکاران [46] تولید شده است، با روش عددی توسعه یافته در این پژوهش باز تولید شده است. حداکثر ارتفاع این موج نیز حدود 13 سانتیمتر می‌باشد با این تفاوت که عمق آب در این مدلسازی 40 سانتیمتر در نظر گرفته شده است. این موج با وجود تیزی زیاد ولی در آب‌های با عمق متوسط قرار می‌گیرد. همین طور که در شکل مشخص است، مدلسازی این موج نیز با دقت نسبتاً مناسبی انجام شده و نیز تاثیر امواج بازگشتی بر موج اصلی نشان داده شده است.

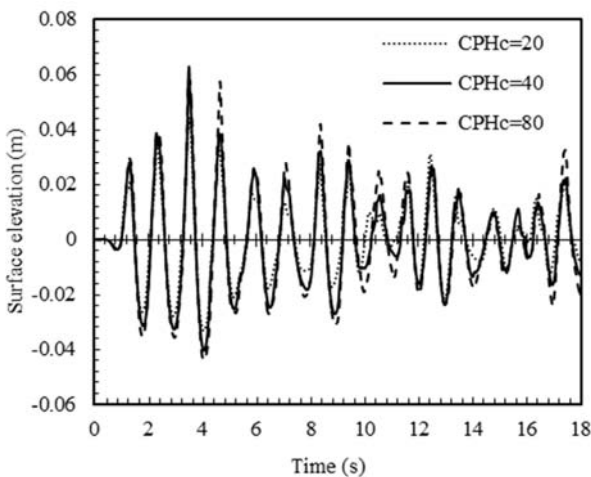


Fig. 3 Mesh refinement study for three different case

شکل 3 بررسی استقلال حل از شبکه بندی برای سه حالت مختلف

جدول 2 پارامترهای مشخصه امواج مورد بررسی
Table 2 Significant parameter of studied waves

مشخصات موج	لیانگ و همکاران [46]	نینگ و تنگ [21]	پارک و همکاران [20]
ارتفاع موج مشخصه (H_s) (m)	0.11	0.1	0.03
دوره تناوب مشخصه (T_m) (s^{-1})	1.28	1	1.95
عمق آب (d) (m)	0.4	0.8	0.2
طول موج مشخصه (l) (m)	2.12	1.58	2.635
عمق نسبی (kd)	1.18	3.168	0.477
تیزی موج (h/l)	0.052	0.063	0.01
نوع موج از نظر عمق آب	متوسط	زیاد	متوسط
نوع موج از نظر تیزی	زیاد	زیاد	متوسط

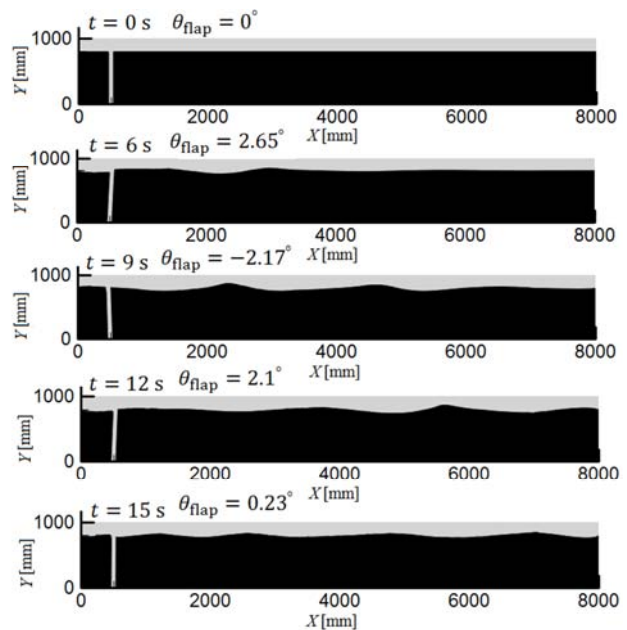


Fig. 2 Wave height variation and wave maker motion during time

شکل 2 تغییرات ارتفاع سطح موج و حرکت موج ساز در طول زمان

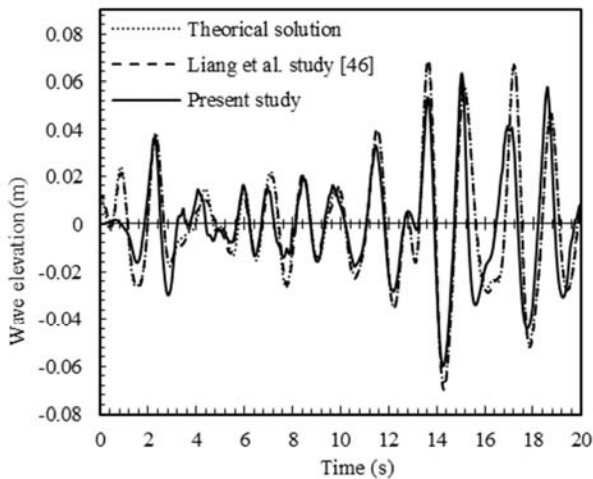


Fig. 6 Wave height comparison between present study, analytical and numerical [46] results

شکل 6 مقایسه ارتفاع سطح موج پژوهش حاضر با نتایج تحلیلی و عددی [46]

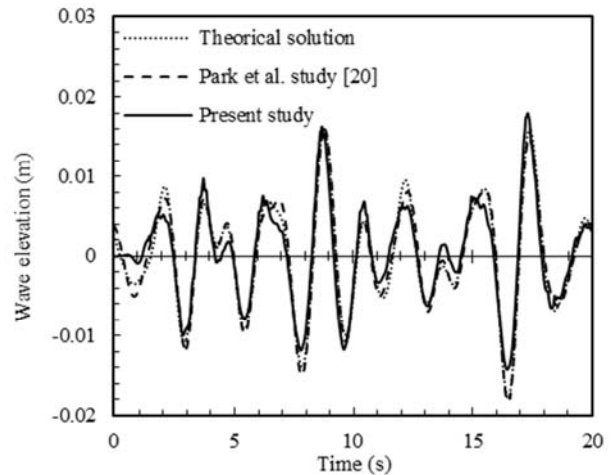


Fig. 4 Wave height comparison between present study, analytical and numerical [20] results

شکل 4 مقایسه ارتفاع سطح موج پژوهش حاضر با نتایج تحلیلی و عددی [20]

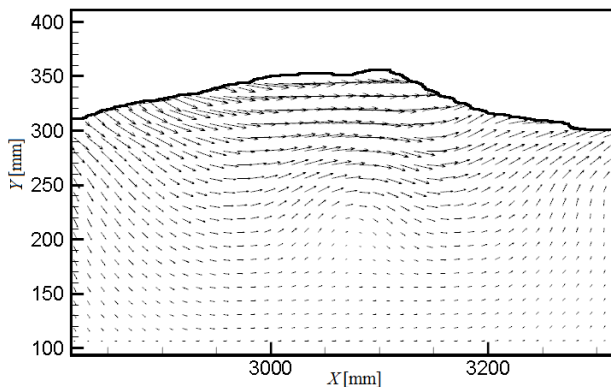


Fig. 7 The irregular wave profile and the velocity field at $t = 12s$

شکل 7 پروفیل موج نامنظم و توزیع سرعت در زمان 12 ثانیه

نشان می‌دهند. با توجه به شکل 8 مشخص است که میزان خطا برای ارتفاع موج در نقاط قله و قعر بین صفر تا 50 درصد متغیر بوده و هرچه ارتفاع موج کوتاه‌تر می‌شود درصد خطا بیشتر نمود پیدا می‌کند. به طور میانگین، ارتفاع موج تولید شده در این روش حدود 22.7 درصد بوده که در مدلسازی امواج نامنظم کاملاً غیر خطی از دقت بسیار خوبی برخوردار است.

به طریق مشابه، با توجه به شکل‌های 9 و 10 نیز مشخص است که

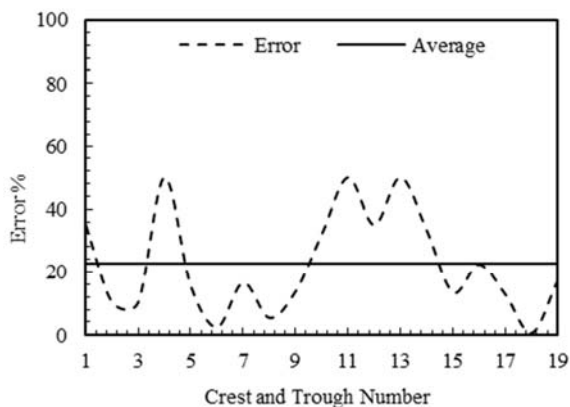


Fig. 8 Error checking between present study, analytical and numerical [20] results

شکل 8 بررسی خطا پژوهش حاضر با نتایج تحلیلی و عددی [20]

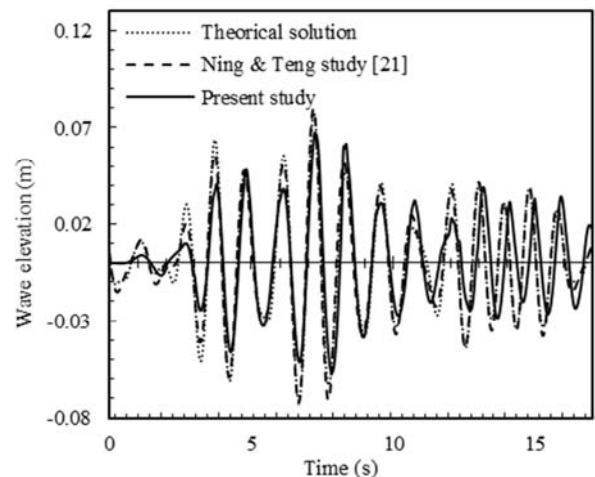


Fig. 5 Wave height comparison between present study, analytical and numerical [21] results

شکل 5 مقایسه ارتفاع سطح موج پژوهش حاضر با نتایج تحلیلی و عددی [21]

در شکل 7، توزیع سرعت و پروفیل موج نامنظم تولید شده با استفاده از روش عددی توسعه یافته در این پژوهش و مناظر با پژوهش نینگ و تنگ [21] نشان داده شده است. با توجه به این شکل مشخص است که سرعت ذرات آب قبل از قله موج به سمت پایین و بعد از آن به سمت بالا می‌باشند. در حالی که ذرات موجود در زیر قله موج فاقد سرعت عمودی بوده و جهت جریان آب افقی می‌باشد. همچنین این نمودار به وضوح نشان می‌دهد که روش حل عددی مورد استفاده، روشی دو بعدی و گذرا می‌باشد.

6- بررسی خطا

اگرچه با توجه به نمودارهای 4 تا 6، انطباق نمودارها نشان دهنده دقت روش عددی مورد استفاده در این پژوهش است ولی بررسی کمی میزان خطا به درک دقت روش عددی توسعه یافته کمک خواهد کرد. بر اساس بررسی های صورت گرفته توسط پژوهشگران دیگر نظیر اورسل [3] و عنبرسوز و همکاران [38] ارتفاع امواج تشکیل شده در روش‌های عددی بین 10 الی 20 درصد کوتاه‌تر از ارتفاع موج محاسبه شده با استفاده از حل‌های تحلیلی می‌باشد. شکل‌های 8 تا 10، درصد خطای نتایج حاصل از مدلسازی امواج با استفاده از روش عددی توسعه یافته در این پژوهش نسبت به حل تحلیلی را

بیشتری برخوردار است. اگرچه تطبیق نتایج حاصل از مدل‌سازی عددی در این پژوهش و نتایج عددی محققان دیگر و نتایج تحلیلی حاکی از دقت روش مورد استفاده در مدل‌سازی هر نوع موج با تیزی و عمق مختلف می‌باشد. به طور کلی در امواج مدل‌سازی شده، اختلاف در ارتفاع موج به محاسبه‌ی دوره تناوب و ارتفاع موج از روش انتقال سریع فوریه، محاسبه عدد موج از روش تقریبی و محاسبه کورس حرکت موج ساز از روابط مربوط به امواج منظم باز می‌گردد که با تصحیح و افزایش دقت هر یک از این روش‌ها می‌توان دقت امواج نامنظم غیر خطی تولید شده را افزایش داد.

8- مراجع

- [1] T. H. Havelock, Forced Surface Wave on Water. *Philosophical Magazine*, Vol. 8, No. 7, pp. 569-576, 1929
- [2] P. D. Hieu, K. Tanimoto, Verification of a VOF-based two-phase flow model for wave breaking and wave-structure interactions, *Ocean Engineering*, Vol. 33 No. 11-12, pp. 1565-1588, 2006.
- [3] F. Ursell, R. G. Dean, Y. S. Yu, Forced small-amplitude water waves: A comparison of theory and experiment, *Fluid Mechanics*. Vol. 7, No. 0, pp. 32-53, 1960.
- [4] O. S. Madsen, On the Generation of Long Waves, *Geophysical Research*. Vol. 76, No. 0, pp. 8672-8683, 1971.
- [5] R. E. Flick, R. T. Guza, Paddle Generated Waves in Laboratory Channels. J. Waterway Port Coastal. *Ocean Division*, Vol. 106, No. 1, pp. 79-97, 1980.
- [6] W. Moubayed, A. Williams, Second-order bichromatic waves produced by a generic planar wavemaker in a two-dimensional flume. *Fluids and Structures*, Vol. 73, No. 8, pp. 73-92, 1993.
- [7] H. A. Sch'affer, Second-order wavemaker theory for irregular waves. *Ocean Engineering*, Vol. 23, No. 1, pp. 47-55, 1996.
- [8] R. G. Dean, R. A. Dalrymple, *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World Scientific Publishing Company, Singapore, pp. 295-325, 1984.
- [9] L. E. Borgman, J. E. Chappellear, The Use of the Stokes-Struik Approximation for Waves of Finite Height. *Proceedings of the 6th Conference Coastal Engineering, ASCE, Council on Wave Research, Berkeley, California*, 1958.
- [10] J. D. Fenton, A fifth-order Stokes theory for steady waves. *Waterway Port Coastal Ocean Engineering*. Vol. 111, No. 2, pp. 216-234, 1985.
- [11] J. Larsen, H. Dancy, Open boundaries in short wave simulations-a new approach. *Coastal Engineering*. Vol. 7, No. 3, pp. 285-297, 1983.
- [12] Y. S. Li, S. X. Liu, Y. X. Yu, G. Z. Lai, Numerical modeling of Boussinesq equations by finite element method. *Coastal Engineering*. Vol. 37, No. 2, pp. 97-122, 1999.
- [13] A. Lai, M. Elangovan, CFD Simulation and Validation of Flap Type Wave Maker, *International Journal of Mathematical, Computational, Physical, Electrical and Computer Engineering* Vol. 2, No. 10, pp. 88-95, 2008.
- [14] W. Finnegan, J. Goggins, Numerical simulation of linear water waves and wave-structure interaction. *Ocean Engineering*. Vol. 43, No. 0, pp. 23-31, 2012.
- [15] W. Finnegan, J. Goggins, Linear irregular wave generation in a numerical wave tank. *Applied Ocean Research*, Vol. 52, No. 0, pp. 188-200, 2015.
- [16] F. H. Harlow, J. E. Welch, Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of fluids*, Vol. 8, No. 0, pp. 2182-2189, 1965.
- [17] R. K. C. Chan, R. L. Street, A computer study of finite-amplitude water waves. *Computational Physics*, Vol. 6, No. 1, pp. 68-94, 1970.
- [18] M. H. Kim, J. M. Niedzwecki, J. M. Roesset, J. C. Park, S. Y. Hong, A. Tavassoli, Fully nonlinear multidirectional waves by a 3-D viscous numerical wave tank, *Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Vol. 123, No. 0, pp. 124-133, 2001.
- [19] M. S. Turnbull, A. G. L. Borthwick, R. E. Taylor, Wave-structure interaction using coupled structured-unstructured finite element meshes. *Applied ocean research*, Vol. 25, No. 0, pp. 63-77, 2003.
- [20] J. C. Park, Y. Uno, T. Sato, H. Miyata, H.H. Chun. Numerical reproduction of fully nonlinear multi-directional waves by a viscous 3D numerical wave tank. *Ocean Engineering*, Vol. 31, No. 0, pp. 1549-1565, 2004.
- [21] D. Z. Ning, B. Teng, Numerical simulation of fully nonlinear irregular wave tank in three dimension. *International Journal for numerical methods*, Vol. 53, No. 0, pp. 1847-1862, 2006.
- [22] V. Sriram, S. A. Sannasiraj, V. Sundar, Simulation of 2-D nonlinear waves using finite element method with cubic spline approximation. *Fluids and Structures*, Vol. 22, No. 0, pp. 663-681, 2006.
- [23] H. Yan, Y. Liu, An efficient high-order boundary element method for nonlinear wave-wave and wave-body interactions. *Computational Physics*, Vol. 230, No. 0, pp. 402-424, 2011.
- [24] C. W. Hirt, B. D. Nichols, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Computational Physics*. Vol. 39, No. 1, pp. 201-225, 1981.
- [25] P. Lin, P. L. F. Liu, A numerical study of breaking waves in the surf zone.

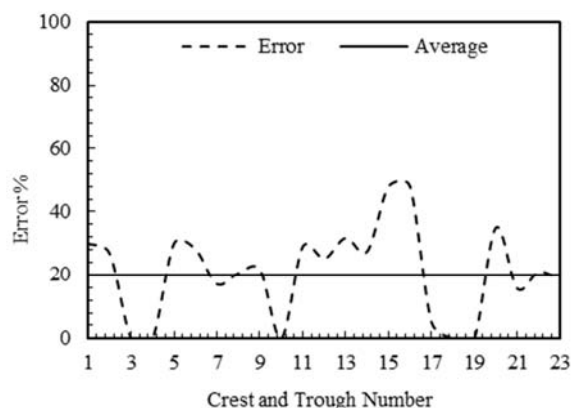


Fig. 9 Error checking between present study, analytical and numerical [21] results

شکل 9 بررسی خطا پژوهش حاضر با نتایج تحلیلی و عددی [21]

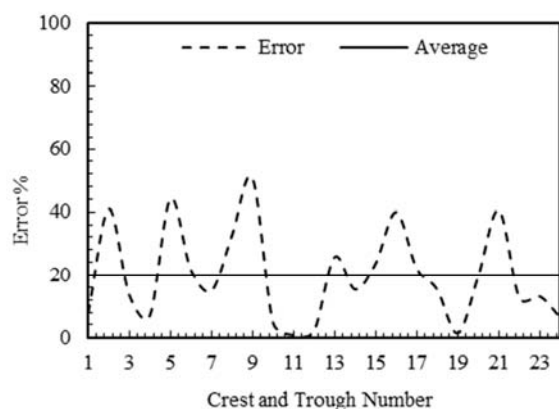


Fig. 10 Error checking between present study, analytical and numerical [46] results

شکل 10 بررسی خطا پژوهش حاضر با نتایج تحلیلی و عددی [46]

میانگین خطا در شبیه‌سازی امواج نامنظم مراجع [21] و [57] به ترتیب 21.4 و 19.8 درصد می‌باشد که نشان‌دهنده‌ی دقت روش عددی مورد استفاده است. با توجه به روند تغییرات میزان خطا مشخص است که با افزایش ارتفاع موج و تیزتر شدن امواج تولیدی با استفاده از روش عددی توسعه یافته، درصد خطا کاهش یافته و دقت مدل‌سازی افزایش می‌یابد. این در حالی است که روش‌های قبلی که توسط محققین دیگر مورد استفاده قرار گرفته است، در مدل‌سازی امواج نامنظم غیر خطی تیز دارای میانگین خطای بیش از 50 درصد می‌باشند.

7- جمع‌بندی

روش عددی ارائه شده در این پژوهش می‌تواند عملکرد واقعی موج ساز باله‌ای و تولید امواج کاملاً نامنظم غیرخطی را مدل‌سازی کرده و پدیده‌های مرتبط با آن را بررسی کند. برای این منظور از روش حوزه حل مجازی برای مدل‌سازی صفحه جامد و از روش نسبت حجمی سیال برای ردیابی سطح آزاد سیال استفاده شده است. مدل عددی به کار گرفته شده در این پژوهش بر مبنای روش حجم کنترل بوده و از روش گام زمانی جزئی دو مرحله‌ای برای جداسازی معادلات پیوستگی و مومنتوم استفاده شده است. سه نمونه از امواج با تیزی و عمق مختلف در این پژوهش مدل‌سازی و توانمندی روش عددی توسعه یافته برای حالت‌های مختلف امواج نشان داده شده است. نتایج نشان داد که این روش عددی برای مدل‌سازی امواج تیز در آب‌های عمیق از دقت

- Scientists. *World Scientific Publishing Company, Singapore*, pp. 170-187, 1984.
- [37] D. J. Wood, G. K. Pedersen, A. Jensen, Modelling of run up of steep nonbreaking waves. *Ocean Engineering*, Vol. 30, No. 5, pp. 625-644, 2003.
- [38] M. Anbarsooz, M. Passandideh-Fard, M. Moghiman. Fully nonlinear viscous wave generation in numerical wave tanks. *Ocean Engineering*, Vol. 59, No. 0, pp. 73-85, 2013.
- [39] M. Anbarsooz, M. Passandideh-Fard, M. Moghiman, Numerical simulation of a submerged cylindrical wave energy converter, *Renewable Energy*, Vol. 64, No. 0, pp. 132-143, 2014.
- [40] I. Mirzaii, M. Passandideh-Fard, Modeling free surface flows in presence of an arbitrary moving object. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 39, No. 0, pp. 216-242, 2012.
- [41] D.B. Kothe, R.C. Mjolsness, M.D. Torrey, RIPPLE: A computer program for incompressible flows with free surface, Report Number (505) 667-4446, Los Alamos National Laboratory, pp. 117, 1994.
- [42] B. Van Leer, Multidimensional Explicit Difference Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, *Computing Methods in Applied Sciences an Engineering*, VI, pp. 493, 1984.
- [43] D.L. Youngs, Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion, *Numerical method for fluid dynamics*, Vol. 24, No. 2, pp. 273-285, 1982.
- [44] N. Sharma, N. A. Patankar, A fast computation technique for the direct numerical simulation of rigid particulate flows. *Computational Physics*, Vol. 235, No. 0, pp. 439-457, 2005.
- [45] P. Lin, P. L. F. Liu, Discussion of "Vertical variation of the flow across the surf zone" [*Coastal Engineering*, Vol. 45, No. 0, pp. 169-198, 2002]. *Coastal Engineering*, Vol. 50, No. 3, pp. 161-164, 2004.
- [46] X. F. Liang, J. M. Yang, J. Li, L. F. Xiao, X. Li, Numerical simulation of irregular wave-simulating irregular wave train, *Journal of Hydrodynamics*, Vol. 22, No. 4, pp. 537-545, 2010.
- [47] J. N. Hunt, Direct Solution of Wave Dispersion Equation, *Waterways Ports Coastal Ocean Division*, Vol. 150, No. 0, pp. 457-459, 1979.
- Fluid Mechanics*. Vol. 359, No. 0, pp. 239-264, 1998.
- [26] P. Troch, J. D. Rouck, An active wave generating-absorbing boundary condition for VOF type numerical model. *Coastal Engineering*. Vol. 38, No. 4, pp. 223-247, 1999.
- [27] K. Kawasaki, Numerical simulation of breaking and post-breaking wave deformation process around a submerged breakwater. *Coastal Engineering*. Vol. 41, No. 0, pp. 201-223, 1999.
- [28] B. Li, C. A. Fleming, Three -dimensional model of Navier-Stokes equations for water waves. *Waterway. Port. Coastal Ocean Engineering*, Vol. 127, No. 1, pp. 16-25, 2001.
- [29] D. S. Hur, N. Mizutani, Numerical estimation of the wave forces acting on a three-dimensional body on submerged breakwater. *Coastal Engineering*. Vol. 47, No. 3, pp. 329-345, 2003.
- [30] Y. C. Suea, M. J. Chernb, R. R. Hwanga, Interaction of nonlinear progressive viscous waves with a submerged obstacle. *Ocean Engineering*. Vol. 32, No. 0, pp. 893-923, 2005.
- [31] P. D. Hieu, K. Tanimoto, Verification of a VOF-based two-phase flow model for wave breaking and wave-structure interactions. *Ocean Engineering*. Vol. 33, No. 11-12, pp. 1565-1588, 2006.
- [32] L. Shen, E. S. Chan, Numerical simulation of fluid-structure interaction using a combined volume of fluid and immersed boundary method. *Ocean Engineering*. Vol. 35, No. 8-9, pp. 939-952, 2008.
- [33] Z. Hafsia, M. B. Hadj, H. Lamloumi, K. Maalel, Internal inlet for wave generation and absorption treatment. *Coastal Engineering*. Vol. 56, No. 9, pp. 951-959, 2009.
- [34] M. F. Karim, K. Tanimoto, P. D. Hieu, Modelling and simulation of wave transformation in porous structures using VOF based two-phase flow model. *Applied Mathematical Modelling*. Vol. 33, No. 1, pp. 343-360, 2009.
- [35] X. X. Zhao, C. H. Hu, Z. C. Sun, Numerical simulation of extreme wave generation using VOF method. *Journal of Hydrodynamics*. Vol. 22, No. 4, pp. 466-477, 2010.
- [36] R. G. Dean, R. A. Dalrymple, *Water Wave Mechanics for Engineers and*