



## بررسی عددی جذب انرژی از امواج نامنظم غیر خطی توسط استوانه بریستول

مهران سعادت‌نی نسب<sup>1</sup>، مرتضی عنبرسوز<sup>2\*</sup>، محمد پسندیده فرد<sup>3</sup>

1- دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد  
 2- استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی 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: 21 آذر 1396  
 پذیرش: 28 بهمن 1396  
 ارائه در سایت: 19 اسفند 1396  
 کلید واژگان:

### چکیده

در این پژوهش رفتار استوانه جاذب انرژی امواج به عنوان یکی از سامانه‌های جذب انرژی تجدیدپذیر در برابر امواج نامنظم غیرخطی به صورت عددی و با استفاده از حل کامل معادلات ناور-استوکس شبیه‌سازی شده است. برای این منظور از روش حجم کنترل و ترکیب آن با روش حوزه حل مجازی برای شبیه‌سازی و ردیابی جسم جامد در محیط سیال و از روش گام زمانی جزئی دو مرحله‌ای برای جداسازی معادلات پیوستگی و مومنتوم استفاده شده است. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که با وجود جذب انرژی توسط استوانه بریستول در دو راستای عمودی و افقی، راندمان جذب انرژی توسط این استوانه در امواج نامنظم غیرخطی حدود 8 درصد می‌باشد. با توجه به بررسی صورت گرفته بر روی ثابت فنر و ضریب میرایی در سیستم جذب انرژی این استوانه مشخص شد که کاهش راندمان جذب انرژی در این سامانه‌ها به علت محدود بودن فرکانس طبیعی این سیستم به یک فرکانس مشخص می‌باشد. همچنین نتایج نشان می‌دهد که در امواج با تیزی و عمق زیاد، راندمان حداکثر جذب انرژی در ثابت فنر بیشتر و ضریب میرایی کمتر و در امواج با عمق و تیزی متوسط، راندمان حداکثر در ثابت فنر کمتر و ضریب میرایی بیشتر رخ خواهد داد. بنابراین جهت جذب انرژی حداکثر از امواج نامنظم غیرخطی، علاوه بر تعیین دقیق این ضرایب براساس دوره تناوب و ارتفاع موج برخوردی با استوانه، استفاده از سامانه‌های جذب انرژی با چند فرکانس طبیعی و یا استفاده همزمان از چند استوانه با فرکانس‌های طبیعی مختلف پیشنهاد شده است.

استوانه بریستول  
 امواج نامنظم غیرخطی  
 جاذب انرژی امواج  
 حوزه حل مجازی  
 راندمان جذب انرژی

## A Numerical Investigation on Energy Absorption from Irregular Water Waves using Bristol Cylinder

Mehran Saadatinasab<sup>1</sup>, Morteza Anbarsooz<sup>2\*</sup>, Mohammad Passandideh-Fard<sup>1</sup>

1- Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi of Mashhad University, Mashhad, Iran  
 2- Department of Mechanical Engineering, Quchan University of Technology, Quchan, Iran  
 \* P.O.B. 94771-67335, Quchan, Iran, anbarsouz@qiet.ac.ir

### ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper  
 Received 12 December 2017  
 Accepted 17 February 2018  
 Available Online 10 March 2018

**Keywords:**  
 Bristol cylinder  
 Nonlinear irregular waves  
 Wave energy absorber  
 Fictitious domain method  
 Energy absorption efficiency

### ABSTRACT

In this study, the performance of a cylinder absorbing wave energy from irregular incident waves, as one of the renewable energy systems, is investigated numerically using complete solution of the Navier-Stokes equations. For this purpose, the control volume approach in conjunction with the fictitious domain method, for modeling the solid object motions inside fluid, are used where a two-step projection method is used to solve the governing equations. The results show that despite the cylinder absorbs energy in two main directions, its energy absorption efficiency in irregular waves is about 8%. Due to the employed spring and damper in these devices, the system has only one natural frequency which is the reason for its low efficiency at irregular waves. Results also show that for steep waves at deep waters, the maximum efficiency occurs at larger spring coefficient and smaller damping coefficients, while at moderate water depths and wave steepness, the maximum efficiency occurs at smaller spring coefficients and larger damping coefficients. Therefore, to reach maximum energy absorption efficiency at irregular waves, not only these coefficient has to be adjusted carefully, but also it is recommended to use multi-resonance systems or several cylinders with different natural frequencies.

### 1- مقدمه

عمودی نیروی امواج منبع اصلی تولید انرژی است. در حالی که در تجهیزاتی که در نزدیکی ساحل نصب می‌شوند (مانند باله‌هایی که به بستر دریا لولا می‌شوند)<sup>1</sup>، مؤلفه افقی نیرو نقش اصلی را ایفا می‌کند. یکی از تجهیزاتی که به طور مؤثری می‌تواند از هردو مؤلفه نیروی امواج استفاده کند، استوانه بریستول می‌باشد که اولین بار توسط ایونز در سال 1976 از دانشگاه بریستول

انواع مختلفی از تجهیزات جذب انرژی امواج بر مبنای نوسان یک جسم شناور یا مغروق نسبت به یک مرجع ثابت کار می‌کنند. راندمان این تجهیزات بر مبنای عمق آبی که در آن نصب می‌شوند، متفاوت است. در تجهیزاتی که دور از ساحل و در آب‌های عمیق نصب می‌شوند (مانند بوی‌های شناور<sup>2</sup>)، مؤلفه

<sup>2</sup> Bottom – hinged flaps

<sup>1</sup> Floating buoys

### Please cite this article using:

M. Saadatinasab, M. Anbarsooz, M. Passandideh-Fard, A Numerical Investigation on Energy Absorption from Irregular Water Waves using Bristol Cylinder, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 18, No. 03, pp. 429-439, 2018 (in Persian)

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

بریستول در بستر موجی به طول 14 متر، عرض 23 سانتی‌متر و در عمق آب 35 سانتی‌متر انجام شده است. ایونز [7] و دیویس [8] به‌صورت تجربی نشان دادند که تئوری خطی کاملاً دقت خود را برای محاسبه‌ی عملکرد استوانه بریستول در امواج منظم و نامنظم با تیزی بالا از دست می‌دهد. علت آن فرضیات محدودکننده‌ی تئوری خطی است که از اثرات لزجت صرف‌نظر می‌کند و جریان را غیرچرخشی و امواج را خطی فرض می‌کند.

یک روش رایج برای در نظر گرفتن اثرات لزجت در شبیه‌سازی‌هایی که بر مبنای فرض سیال غیرلزج انجام می‌شوند، اضافه کردن یک جمله‌ی نیرو مشابه با نیروی درگ در رابطه معروف موریسون [10] می‌باشد. این روش توسط محققین بسیاری از جمله دیویس [8] و باباربت و همکاران [11] مورد استفاده قرار گرفته است. مشکل اصلی این روش، تعیین ضریب درگ مورد استفاده در رابطه موریسون می‌باشد. گرچه نتایج تجربی بسیاری برای تعیین ضریب درگ در مراجع موجود می‌باشد، اما باباربت و همکاران [11] نشان دادند که خطای تعیین ضریب درگ می‌تواند عدم قطعیت قابل توجهی در نتایج ایجاد کند. همچنین در مورد استوانه بریستول، دیویس [8] نشان داد که استفاده از این روش برای پیش‌بینی راندمان، نتایج قابل قبولی ارائه نمی‌کند. در واقع، به دلیل حرکت استوانه، مقدار ضریب درگ در هر لحظه متفاوت می‌باشد و در نظر گرفتن مقداری ثابت برای ضریب درگ، نمی‌تواند نیروی امواج را به درستی پیش‌بینی کند. بنابراین، ارائه روشی برای پیش‌بینی عملکرد استوانه بریستول در شرایط مختلف از جمله در برابر امواج غیرخطی ضروری به نظر می‌رسد.

در این پژوهش رفتار استوانه بریستول مغروق در آب با استفاده از حل کامل معادلات ناویر استوکس و ترکیب آن با روش حوزه حل مجازی<sup>1</sup> [12] جهت ردیابی جسم جامد به صورت عددی مدل‌سازی شده است. این روش عددی مدل توسعه‌یافته‌ی روش عددی ارائه شده توسط میرزایی و پسندیده-فرد بوده که برای شبیه‌سازی جریان سیال دارای سطح آزاد در حضور جسم جامد متحرک توسعه یافته [13] و پیشتر توسط عنبرسوز و همکاران در امواج منظم مورد بررسی قرار گرفته است [14]. همچنین قاسمی و همکاران [15] با استفاده از همین روش عددی راندمان جذب انرژی توسط جاذب انرژی نقطه‌ای و جاذب انرژی متصل به کف دریا را در امواج منظم مورد بررسی قرار دادند. با استفاده از این روش عددی که برای اولین بار در امواج نامنظم غیرخطی استفاده شده است، می‌توان نیروی امواج وارد بر استوانه بریستول که دارای نیروی درگ لزج می‌باشد را با استفاده از حل کامل معادلات ناویر استوکس در هر گام زمانی محاسبه کرد. همچنین تاکنون عملکرد استوانه بریستول در برابر امواج نامنظم غیرخطی مورد بررسی قرار نگرفته است که مهم‌ترین نوآوری این پژوهش می‌باشد.

## 2- معادلات حاکم و شرایط مرزی

شماتیک مکانیزم تولید موج توسط موج‌ساز باله‌ای در "شکل 2" 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 نامنظم غیرخطی را برعهده دارد. برای این منظور حرکت خطی موج‌ساز باله‌ای در حوزه‌ی حل شبیه‌سازی شده است. همچنین

معرفی گردید [1]. همان‌طور که در "شکل 1" نشان داده شده است، استوانه-ی بریستول عبارت است از استوانه‌ای با مقطع دایروی که به‌صورت افقی در آب قرار گرفته، به طوری که محور استوانه بر جهت حرکت امواج آب عمود است و توسط اتصال فنر و تجهیزات برداشت انرژی به بستر دریا مهار می‌شود. تجهیزات برداشت انرژی مورد استفاده برای استوانه بریستول اغلب پمپ‌های هیدرولیک و ژنراتورهای خطی هستند.

ایونز یک تئوری خطی برای پیش‌بینی عملکرد این گروه از تجهیزات جذب انرژی امواج ارائه کرد و نشان داد که در تئوری، امکان جذب 100 درصد انرژی امواج با استفاده از این استوانه وجود دارد [1]. دین [2] و اوگلوبی [3] با استفاده از تئوری خطی نشان دادند که هیچ انرژی‌ای از استوانه‌ی دایروی بازتاب نمی‌شود، خواه ثابت یا آزادانه شناور باشد. این مطلب در مورد استوانه-ای که توسط فنر و میراکننده‌هایی در دو جهت عمود بر هم و با مقادیر یکسان در دو جهت مهار شده باشد، نیز صادق است [1].

ایونز نشان داد که به ازای مقادیر خاصی از ثابت فنر و ضریب میرایی در هر بسامد موج برخوردی، می‌توان امواج عبوری را نیز حذف کرده و تمام انرژی موج را جذب کرد. اخیراً هیکنین و همکاران [4] با ارائه یک تحلیل تئوری بر مبنای تئوری جریان پتانسیل، اثر متغیرهای مختلف از جمله ارتفاع و دوره تناوب موج و قطر سیلندر بر راندمان استوانه بریستول را بررسی کردند. همچنین سرچینکو و همکاران [5] در پژوهشی عملکرد استوانه جاذب انرژی امواج را در دو حالت شناور و مغروق مورد بررسی کرده و نشان دادند که در طول موج‌های بلند، راندمان استوانه مغروق از راندمان استوانه شناور کمتر می‌باشد.

تاکنون در بسیاری از کاربردهای امواج، تطابق نسبتاً خوبی بین نتایج تئوری خطی و نتایج تجربی برای موج‌های منظم با تیزی کم و یا متوسط گزارش شده است (به عنوان نمونه مرجع [6] را ببینید). اما برای امواج نامنظم با تیزی زیاد و در شرایط نزدیک به شدید، به دلیل اثرات غیرخطی و یا اثرات لزجت، اختلافات قابل توجهی بین نتایج تجربی و تحلیلی بر مبنای تئوری‌های خطی وجود دارد. آزمایش‌های تجربی فراوانی توسط ایونز و همکاران [7] در دانشگاه ادینبرگ انگلستان و توسط دیویس [8] در دانشگاه بریستول انگلستان انجام شده است. آزمایش‌ها در دانشگاه ادینبرگ در بستر موجی به طول 10 متر، عرض 30 سانتی‌متر و عمق 60 سانتی‌متر که به دستگاه حرکات افقی، عمودی و چرخشی مجهز می‌باشد، انجام شده است. این دستگاه به‌طور خاص برای بررسی عملکرد سالتر داک [9] (یکی از اولین سامانه‌های جذب انرژی امواج) طراحی گردیده است و اجازه‌ی حرکات مستقل در جهات افقی، عمودی و پیچشی را می‌دهد. آزمایش‌ها در دانشگاه

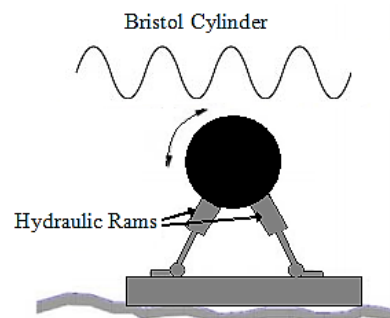


Fig. 1 A schematic of Bristol cylinder.

شکل 1 طرح‌واره‌ای از استوانه بریستول

<sup>1</sup> Fast fictitious domain method

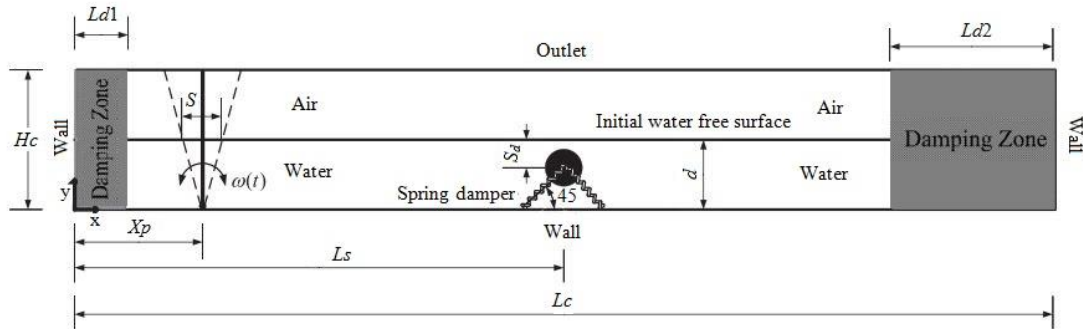


Fig. 2 Computational domain and boundary conditions

شکل 2 حوزه حل و شرایط مرزی

با ویسکوزیته بالا به‌عنوان جسم جامد در نظر گرفته شده است. پسندیده‌فرد و میرزایی [13] نشان دادند که برای شبیه‌سازی جسم جامد با استفاده از روش افزایش ویسکوزیته، باید حداقل ویسکوزیته ناحیه‌ی جسم جامد دو مرتبه از ویسکوزیته سیال بیشتر در نظر گرفته شود. در این روش جسم 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 مومنوم وارد می‌شود [14,13].

$$\rho = F\rho_1 + (1 - F - \phi_s)\rho_g + \phi_s\rho_s \quad (9)$$

$$\mu = F\mu_1 + (1 - F - \phi_s)\mu_g + \phi_s\mu_s \quad (10)$$

نحوه مدل‌سازی جسم 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 به‌منظور مدل‌سازی حرکت جسم 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 جسم جامد می‌توان از بقاء مومنوم خطی و زاویه‌ای در ناحیه جسم جامد استفاده نمود. بدین معنی که هرچند در مرحله اول هر گام زمانی سرعت‌های موجود در ناحیه جسم جامد به درستی محاسبه نمی‌شوند، اما مومنوم میانگین ناحیه جسم جامد براساس این سرعت‌ها، می‌تواند به‌منظور به‌دست آوردن سرعت میانگین جسم جامد در گام زمانی بعد استفاده شود. برای این منظور با استفاده از انتگرال-های زیر می‌توان سرعت جسم جامد در گام زمانی بعد را به‌دست آورد [14,13]:

$$M_s \vec{V}_s = \int_{\text{ناحیه جامد}} \rho \vec{V} dV \quad (11)$$

$$I_s \vec{\omega}_s = \int_{\text{ناحیه جامد}} \vec{r} \times \rho \vec{V} dV \quad (12)$$

که در آن  $M_s$  و  $I_s$  به ترتیب جرم و ممان اینرسی جسم جامد می‌باشند. 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 [14,13]:

$$\vec{V}_s = \left( \sum_i \rho V_i \vec{V}_i \right) / \rho_s V_s \quad (13)$$

استوانه بریستول که به عنوان جاذب انرژی امواج در نظر گرفته شده است، در ابتدا در فاصله  $x = L_s$  از سمت چپ حوزه حل و در عمق  $S_d$  نسبت به سطح آزاد سیال قرار گرفته است. این استوانه توسط دو عدد فنر و دو عدد دمپر که با کف حوزه حل زاویه 45 درجه می‌سازند، ثابت شده است. جزئیات بیشتر در مورد روش تولید موج نامنظم غیرخطی در این پژوهش در مرجع [16] آورده شده است. خلاصه‌ای از معادلات حاکم در ادامه آورده شده است.

### 1-2- معادلات حاکم بر جریان سیال

معادله‌ی حاکم بر جریان سیال، معادله‌ی ناویر-استوکس به‌صورت دو بعدی با فرض جریان آرام و تراکم‌ناپذیر برای سیال نیوتنی می‌باشد:

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

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

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

که در آن  $\vec{V}$  بردار سرعت،  $\rho$  چگالی،  $\mu$  ویسکوزیته دینامیکی،  $p$  فشار،  $\vec{\tau}$  تانسور تنش و  $\vec{F}_b$  نیروی‌های حجمی 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 مومنوم ظاهر نمی‌شود، اما تاثیر آن در هر سلول بر مقدار چگالی و ویسکوزیته براساس روابط زیر به‌دست می‌آید:

$$\rho = F\rho_1 + (1 - F)\rho_g \quad (5)$$

$$\mu = F\mu_1 + (1 - F)\mu_g \quad (6)$$

که در آن زیرنویس‌های 1 و g نشان‌دهنده‌ی فازهای مایع و گاز هستند. در مراحل محاسباتی طی شده، پس از محاسبه‌ی مقادیر سرعت از معادله‌ی مومنوم، مقادیر  $F$  براساس 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 جسم جامد در سیال

در این پژوهش برای مدل‌سازی موج‌ساز باله‌ای و استوانه بریستول به عنوان اجسام جامد در حوزه حل، از روش حوزه حل مجازی که در سال 2005 توسط شرما و پنتکار [12] ارائه شد، استفاده شده است. در این روش، سیال

انرژی جذب شده توسط استوانه در یک دوره تناوب،  $E_{abs}$  را می‌توان با استفاده از رابطه زیر محاسبه کرد [14]:

$$E_{abs} = \int_t^{t+T} P_{abs}(t) dt = \int_t^{t+T} \vec{F}_{wave}(t) \cdot \vec{V}_s(t) dt \quad (20)$$

که در آن  $P_{abs}(t)$  توان لحظه‌ای جذب شده توسط استوانه، نیروی لحظه‌ای موج که بر استوانه وارد می‌شود و  $\vec{V}_s(t)$  سرعت استوانه می‌باشند. نیروی کلی که بر استوانه وارد می‌شود، علاوه بر نیروهای موج شامل نیروهای خارجی (نیروهای فنر و میراکننده) و نیروی شناوری نیز می‌شود. با توجه به قانون دوم نیوتون داریم:

$$\vec{F}_{tot}(t) = \vec{F}_{spring}(t) + \vec{F}_{damper}(t) + \vec{F}_{buoyancy}(t) + \vec{F}_{wave}(t) = M_s \frac{d\vec{V}_s(t)}{dt} \quad (21)$$

بنابراین نیروی موج را می‌توان به شکل زیر بازنویسی کرد:

$$\vec{F}_{wave}(t) = M_s \frac{d\vec{V}_s(t)}{dt} - \vec{F}_{spring}(t) - \vec{F}_{damper}(t) - \vec{F}_{buoyancy}(t) \quad (22)$$

راندمان جذب انرژی که عبارت است از نسبت توان متوسط جذب شده،  $\bar{P}_{abs}$ ، به انرژی کل متوسط موج،  $\bar{P}_w$ ، را می‌توان با استفاده از رابطه زیر معرفی کرد [2]:

$$\eta = \frac{\bar{P}_{abs}}{\bar{P}_w} = \frac{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} P_{abs}(t) dt}{\bar{P}_w} \quad (23)$$

که در آن  $T$  دوره تناوب موج می‌باشد. با توجه به حرکت پریودیک استوانه، نیروهای فنر، شناوری و اینرسی تأثیری بر راندمان آن نخواهند داشت. به عبارت دیگر:

$$\frac{1}{T} \int_t^{t+T} \vec{F}_{spring}(t) \cdot \vec{V}_s(t) dt = 0 \quad (24)$$

$$\frac{1}{T} \int_t^{t+T} \vec{F}_{buoyancy}(t) \cdot \vec{V}_s(t) dt = 0 \quad (25)$$

$$\frac{1}{T} \int_t^{t+T} M_s \frac{d\vec{V}_s(t)}{dt} \cdot \vec{V}_s(t) dt = 0 \quad (26)$$

بنابراین راندمان را می‌توان با استفاده از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$\eta = \frac{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} -\vec{F}_{damper}(t) \cdot \vec{V}_s(t) dt}{\bar{P}_w} \quad (27)$$

با توجه به این که  $\vec{F}_{damper}(t) = -c\vec{V}_s(t)$  داریم:

$$\eta = \frac{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} c\vec{V}_s \cdot \vec{V}_s dt}{\bar{P}_w} = \frac{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} c\omega^2 dt + \frac{1}{T} \int_t^{t+T} c\gamma v_s^2 dt}{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho g P_D u dz dt} \quad (28)$$

با محاسبه‌ی انتگرال فوق در هر دوره تناوب موج با استفاده از نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی عددی می‌توان راندمان جذب انرژی را تعیین کرد.

## 5-2- 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 2"، شرط مرزی عدم لغزش سیال و همچنین گرادیان‌های 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 [18] و در سال 2009 هفسیا و همکارانش [19]، اضافه کردن یک جمله منبع اصطکاک به شکل نمایی به معادله‌ی مومنوم را پیشنهاد کردند. در این پژوهش با توجه به "شکل 2"، دو ناحیه‌ی میراکننده یکی در پشت

$$\vec{\omega}_s = \left( \sum_{i \text{ ناحیه جامد}} \vec{r} (\rho_i \nabla_i \vec{V}_i) \right) / V_s \quad (14)$$

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

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

که در آن ناحیه جامد 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 [12]. به منظور کاهش میزان این لغزش در این پژوهش از روش افزایش ویسکوزیته در داخل جسم جامد استفاده شده است [13]. با این کار، ناحیه جسم 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 جسم جامد خواهد بود و به طور غیر مستقیم شرط مرزی عدم لغزش بر روی سطح جسم جامد را ارضا می‌کند.

## 3-2- نیروی فنر و دمپر

اثر نیروهای خارجی وارده بر جسم جامد و تاثیرگذاری بر حرکت آن، با استفاده از اعمال یک سری نیروهای حجمی در معادله‌ی مومنوم برای سلول‌هایی از حوزه محاسباتی که درون جسم جامد قرار گرفته‌اند، مدل‌سازی شده است. نیروهای خارجی در این پژوهش، نیروهای فنر و میراکننده می‌باشند که بر حسب موقعیت و سرعت جسم جامد تغییر می‌کنند. در هر گام زمانی، این نیروی حجمی به ازای جرم واحد جسم جامد بر مبنای نیروهای فنر و میراکننده در گام زمانی قبلی با استفاده از رابطه زیر تعیین می‌شوند:

$$\vec{a}_{\text{added}} = \frac{\sum \vec{F}_{\text{external}}}{M_s} \quad (16)$$

که در آن  $\vec{a}_{\text{added}}$  نیروی حجمی به ازای واحد جرم جسم جامد و  $\sum \vec{F}_{\text{external}}$  مجموع نیروهای خارجی وارد بر جسم جامد (نیروهای فنر و میراکننده) می‌باشند. رابطه فوق در دو جهت عمود بر هم اعمال می‌شود:

$$a_{x,\text{added}} = \frac{\sum F_{x,\text{external}}}{M_s} = \frac{-k_{sx}(x_{c,s} - x_{\text{free}}) - c_x U_s}{M_s} \quad (17)$$

$$a_{y,\text{added}} = \frac{\sum F_{y,\text{external}}}{M_s} = \frac{-k_{sy}(y_{c,s} - y_{\text{free}}) - c_y V_s}{M_s} \quad (18)$$

که در آن  $k_{sx}$  و  $k_{sy}$  ثابت فنر و  $c_x$  و  $c_y$  ضرایب میرایی به ترتیب در دو جهت  $x$ ،  $y$  می‌باشند.  $U_s$  و  $V_s$   $M_s$  به ترتیب سرعت افقی، سرعت عمودی و جرم جسم جامد می‌باشند.  $x_{c,s}$  و  $y_{c,s}$  موقعیت مرکز جرم جسم جامد و  $x_{\text{free}}$  و  $y_{\text{free}}$  طول آزاد فنر به ترتیب در جهات  $x$ ،  $y$  می‌باشند.

## 4-2- راندمان جذب انرژی

بر مبنای تئوری خطی، در یک بسامد موج مشخص، در صورتی که مقادیر ثابت فنر و ضریب میرایی با توجه به روابط زیر انتخاب گردند، راندمان جذب انرژی امواج توسط استوانه 100 درصد خواهد بود [1].

$$k_{s,i} = (M_s + a_{ii})\omega^2, \quad c_i = b_{ii} \quad (i = x, y) \quad (19)$$

که در آن  $a_{ii}$  جرم اضافه شده استوانه است که نماینده‌ی افزایش اینرسی سیلندر در اثر حضور سیال و  $b_{ii}$  ضریب میرایی استوانه در اثر نوسان اجباری آن در جهت  $i$  می‌باشد. مقادیر جرم اضافه شده بدون بعد  $a_{ii}/\rho V$  و ضریب میرایی بدون بعد  $b_{ii}/\rho \omega V$  بر مبنای عمق مغروق بودن استوانه  $S_d/R$  و عدد موج بدون بعد  $kR$  را می‌توان از مرجع [17] تعیین کرد.

مقادیر  $\vec{V}$  به منظور محاسبه مقادیر فشار و سرعت در گام زمانی جدید مورد استفاده قرار می‌گیرند:

$$\frac{\vec{V}^{n+1} - \vec{V}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^n} \nabla p^{n+1} \quad (34)$$

در این معادله با توجه به این که 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 این که سرعت‌های به‌دست آمده در گام زمانی جدید باید شرط بقاء را ارضاء نمایند، از معادله پیوستگی به‌صورت زیر استفاده می‌شود:

$$\vec{V} \cdot \vec{V}^{n+1} = 0 \quad (35)$$

با گرفتن دیورژانس از معادله (34)، معادله پواسون فشار به‌دست می‌آید:

$$\vec{V} \cdot \left[ \frac{1}{\rho^n} \vec{V} p^{n+1} \right] = \frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{\Delta t} \quad (36)$$

با توجه به این که  $\vec{V}$  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 (36) محاسبه می‌گردد. لازم به ذکر است که استقلال از شبکه برای کد عددی توسعه یافته در این پژوهش، در مراجع [16] و [20] و صحت‌سنجی محاسبه‌ی نیروهای وارده بر استوانه بریستول در مرجع [14] به‌طور کامل مورد بررسی قرار گرفته است.

#### 4- گسسته‌سازی معادلات

##### 4-1- ترم جابه‌جایی

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

$$(\vec{V} \cdot \vec{V})u = u_{i+\frac{1}{2},j} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} + v_{i+\frac{1}{2},j}^f \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} \quad (37)$$

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

$$v_{i+\frac{1}{2},j}^f = \frac{\Delta x_i v_{i+1}^f + \Delta x_i v_{i,j}^f}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} \quad (38)$$

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

$$v_{i,j}^f = \frac{1}{2} (v_{i,j-\frac{1}{2}} + v_{i,j+\frac{1}{2}}) \quad (39)$$

در مورد گرادیان‌های سرعت در معادله (37) نیز روابط زیر مورد استفاده قرار گرفته است:

$$\left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_a} (1 + \alpha S_u) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} + \frac{\Delta x_i}{\Delta x_a} (1 - \alpha S_u) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,j} \quad (40)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{\Delta y_{j+\frac{1}{2}}}{\Delta y_a} (1 + \alpha S_u) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta y_{j-\frac{1}{2}}}{\Delta y_a} (1 - \alpha S_u) \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \quad (41)$$

که در دو معادله اخیر داریم:

$$\Delta x_a = \Delta x_{i+1} + \Delta x_i + \alpha S_u (\Delta x_{i+1} - \Delta x_i),$$

$$S_u = \text{sign} \left( u_{i+\frac{1}{2},j} \right) \quad (42)$$

$$\Delta y_a = \Delta y_{j+\frac{1}{2}} + \Delta y_{j-\frac{1}{2}} + \alpha S_v (\Delta y_{j+\frac{1}{2}} - \Delta y_{j-\frac{1}{2}}),$$

$$S_v = \text{sign} \left( v_{i+\frac{1}{2},j}^f \right) \quad (43)$$

$$\Delta x_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Delta x_{i+1} + \Delta x_i) \quad (44)$$

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،  $5 \times 10^4$  برابر لزجت آب در نظر گرفته شده است [20]. با این روش تغییری در معادله مومنوم ایجاد نخواهد شد و تنها در هنگام حل معادلات در دو ناحیه-ی میراکننده، ویسکوزیته سیال آنقدر بالا می‌باشد که موجی بازتاب نخواهد کرد.

#### 3- روش حل عددی

برای گسسته‌سازی معادلات حاکم از روش گام زمانی جزئی دو مرحله‌ای برای جداسازی معادلات پیوستگی و مومنوم که در سال 2012 توسط پسندیده‌فرد و میرزایی [13] ارائه شده، استفاده شده است. این روش برای شبکه‌بندی ثابت اولیری در شبیه‌سازی جریان‌های دارای سطح آزاد با کشش سطحی کاربرد دارد. معادلات (1)، (2) و (7) بر روی شبکه جابه‌جا شده گسسته‌سازی 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) به‌صورت زیر بازنویسی می‌شود.

$$\frac{\vec{V}^{n+1} - \vec{V}^n}{\Delta t} = -(\vec{V} \cdot \vec{V})^n - \frac{1}{\rho^n} \nabla p^{n+1} + \frac{1}{\rho^n} \vec{V} \cdot \vec{\tau} + \vec{g}^n + \frac{1}{\rho^n} \vec{F}_b^n \quad (29)$$

در این رابطه تنها جمله‌ای که به صورت ضمنی محاسبه می‌شود، جمله فشار است و جمله‌های 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  $\vec{V}^*$  براساس جمله‌های جابه‌جایی، شتاب گرانش و نیروهای حجمی با استفاده از میدان سرعت معلوم از زمان قبل،  $\vec{V}^n$  محاسبه می‌شوند:

$$\frac{\vec{V}^* - \vec{V}^n}{\Delta t} = -(\vec{V} \cdot \vec{V})^n + \vec{g}^n + \frac{1}{\rho^n} \vec{F}_b^n \quad (30)$$

در مرحله دوم، تاثیر جمله ویسکوزیته بر حوزه حل به‌صورت شبه ضمنی محاسبه می‌شود:

$$\frac{\vec{V} - \vec{V}^*}{\Delta t} = \frac{1}{\rho^n} \vec{V} \cdot \vec{\tau} \quad (31)$$

که در معادله فوق  $\vec{V}$  بردار سرعت‌های میانی حاصل از جمله ویسکوزیته است. در حالت کلی بسط جمله ویسکوزیته به‌صورت زیر صورت می‌گیرد [21,22]:

$$\vec{V} \cdot \vec{\tau} = \left( \frac{1}{r^\delta} \frac{\partial}{\partial x} (r^\delta \tau_{xx}) + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) i + \left( \frac{1}{r^\delta} \frac{\partial}{\partial x} (r^\delta \tau_{xy}) + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \right) j \quad (32)$$

که در آن  $r^\delta$  فاصله تا محور تقارن است که مقدار  $\delta$  برای حالت متقارن یک و برای حالت دوبعدی صفر در نظر گرفته می‌شود. در این صورت معادله به صورت زیر ساده خواهد شد:

$$\vec{V} \cdot \vec{\tau} = \left( \frac{\partial}{\partial x} (\tau_{xx}) + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \right) i + \left( \frac{\partial}{\partial x} (\tau_{xy}) + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \right) j \quad (33)$$

استفاده از این گسسته‌سازی باعث حذف محدودیت زمانی جمله 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 جمله ویسکوزیته بر حوزه حل،

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 می-شود.  $\hat{n}_{i,j}$  و  $K_{i,j}$  بردار عمود یکه و مقدار انحنا در مرکز سلول و  $\Omega_{i,j}$  حجم سلول می-باشند. انحنای سطح،  $K_{i,j}$  از رابطه زیر محاسبه می-شود:

$$k_{i,j} = -\frac{\hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} + \hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{2\Delta x_i} - \frac{\hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} + \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{2\Delta y_i} - cyl \times \frac{\hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} + \hat{n}_{x_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \hat{n}_{x_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{4x_i(i)} \quad (57)$$

مقدار بردارهای یکه نیز با برابر قرار دادن مؤلفه‌های آن‌ها با مشتقات  $F$  حاصل می-شود. بدین صورت که ابتدا مقادیر متوسط جدیدی برای  $F$  هر سلول از رابطه زیر بدست می-آید:

$$\bar{F}_{i,j} = AF_{i,j} + B(F_{i+1,j} + F_{i-1,j} + F_{i,j+1} + F_{i,j-1}) + C(F_{i+1,j+1} + F_{i-1,j+1} + F_{i+1,j-1} + F_{i-1,j-1}) \quad (58)$$

سپس مقدار بردارهای عمود در گوشه‌های سلول‌ها به کمک مقادیر متوسط  $F$  محاسبه می-شود:

$$\vec{n}_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} = \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2\Delta x}(\bar{F}_{i,j} + \bar{F}_{i,j-1} - \bar{F}_{i-1,j} - \bar{F}_{i-1,j-1}) \quad (59)$$

برای محاسبه سایر بردارها نیز به‌طور مشابه می‌توان عمل کرد.

### 5- بحث و نتیجه گیری

با توجه به این که تاکنون بررسی عملکرد استوانه بریستول در امواج نامنظم کاملاً غیرخطی توسط پژوهشگر دیگری انجام نشده است، مواردی که مورد بررسی قرار گرفته‌اند براساس قرارگیری استوانه در آب‌های با عمق و تیزی مختلف دسته‌بندی شده‌اند. برای این منظور باید ابعاد حوزه محاسباتی مطابق با "شکل 2" متناظر با مقادیر زیر تنظیم گردند:

$$Lc > 8L, Hc > 1.5d, Ld1 = 0.25 \text{ m}, Ld2 > 2L$$

البته طول ناحیه میرایی در انتهای سمت راست محیط حل، می‌تواند کوچک-تر نیز انتخاب گردد به شرطی که مقدار لزجت در این ناحیه برای حذف امواج بازتابی تنظیم گردد و یا شبیه‌سازی قبل از رسیدن امواج بازتابی به استوانه متوقف شود. جهت بررسی میزان انرژی جذب شده توسط استوانه بریستول در امواج نامنظم غیرخطی با عمق و تیزی متوسط که متناظر با موج تولید شده توسط بو [23] می‌باشد، ابعاد حوزه محاسباتی مطابق زیر انتخاب شده است و ثوابت فنر و میراکننده در هر دو جهت با استفاده از تئوری خطی محاسبه شده است [17,1].

$$Lc = 12 \text{ m}, Hc = 0.6 \text{ m}, h = 0.4 \text{ m}, D = 0.1 \text{ m}$$

$$Ld1 = 0.25 \text{ m}, Ld2 = 3.0 \text{ m}, Xp = 0.5 \text{ m}$$

$$Ls = 4.0 \text{ m}, S_d = 0.1 \text{ m}$$

$$k_{sx} = k_{sy} = 680.26 \frac{\text{N}}{\text{m}}, c_x = c_y = 13.126 \text{ Ns/m}$$

حرکت زاویه‌ای اجباری موج‌ساز طوری با استفاده از تئوری موج‌ساز تنظیم شده است که موج نامنظم غیرخطی متناظر با پژوهش بو [23] تولید گردد. همان‌طور که گفته شد، موج تولید شده در حوزه آب‌های با عمق متوسط ( $\pi/10 \leq kd \leq \pi$ ) قرار می‌گیرد. مقادیر اعداد رینولدز و کولگان-کارپنتر به ترتیب 6853 و 0.92 بوده و با توجه به این که عدد رینولدز کمتر از 100000 و عدد کولگان-کارپنتر کمتر از 1 می‌باشند، جریان در بیشتر زمان-های شبیه‌سازی دارای رژیم آرام خواهد بود [24]. حرکت استوانه‌ی مغروق که در اثر نیروی امواج تولید می‌شود، با استفاده از معادلات بقای مومنوم محاسبه شده است. بر مبنای این حرکت، توان جذب شده توسط استوانه در

$$\Delta y_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(\Delta y_{j+1} + \Delta y_j) \quad (45)$$

که پارامتر  $\alpha$  بین صفر تا 1 متغیر است. اگر  $\alpha$  برابر 1 باشد، روابط (40) و (41) تبدیل به تقریب کاملاً بالادست و اگر  $\alpha$  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  $y$  به روش تفاضل محدود گسسته شود، رابطه زیر حاصل می‌گردد:

$$(\vec{V} \cdot \vec{V})v = u_{i,j+\frac{1}{2}}^f \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{i,j+\frac{1}{2}} + v_{i,j+\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{i,j+\frac{1}{2}} \quad (46)$$

### 4-2- ترم ویسکوزیته

گسسته‌سازی عبارت اول طرف دوم رابطه (32) (جهت  $x$ ) به‌صورت زیر است:

$$\left(\frac{1}{r^\delta} \frac{\partial}{\partial x} (r^\delta \tau_{xx}) + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y}\right)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{r_{i+\frac{1}{2}}^\delta} \frac{r_{i+\frac{1}{2}}^\delta - r_{i-\frac{1}{2}}^\delta}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}} \tau_{xx,i,j} + \frac{\tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} - \tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}}{\Delta y_j} \quad (47)$$

در معادله فوق مؤلفه‌های تنش را می‌توان به صورت تفاضل ساده‌ای از توزیع سرعت نوشت. برای جمله‌های موجود در معادله (47) داریم:

$$\tau_{xx_{i+1,j}} = 2\mu_{i+1,j} \frac{u_{i+\frac{3}{2},j} - u_{i+\frac{1}{2},j}}{\Delta x_{i+1}} \quad (48)$$

$$\tau_{xx_{i,j}} = 2\mu_{i,j} \frac{u_{i+\frac{1}{2},j} - u_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta x_i} \quad (49)$$

$$\tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}} = \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC} \left(\frac{u_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} - u_{i+\frac{1}{2},j}}{\Delta y_{j+\frac{1}{2}}}\right) + \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{TRC} \left(\frac{v_{i+1,j+\frac{1}{2}} - v_{i,j+\frac{1}{2}}}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}}\right) \quad (50)$$

$$\tau_{yx_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} = \mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{RBC} \left(\frac{u_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} - u_{i+\frac{1}{2},j-1}}{\Delta y_{j-\frac{1}{2}}}\right) + \mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{BRC} \left(\frac{v_{i+1,j-\frac{1}{2}} - v_{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta x_{i+\frac{1}{2}}}\right) \quad (51)$$

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

$$\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC} = \frac{\Delta y_{j+1} \mu_{i+\frac{1}{2},j}^R + \Delta y_j \mu_{i+\frac{1}{2},j+1}^R}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} \quad (52)$$

$$\mu_{i+\frac{1}{2},j}^R = \frac{\Delta x_{i+1} \mu_{i,j} + \Delta x_i \mu_{i+1,j}}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \quad (53)$$

$$\mu_{i+\frac{1}{2},j+1}^R = \frac{\Delta x_{i+1} \mu_{i,j+1} + \Delta x_i \mu_{i+1,j+1}}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \quad (54)$$

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  $\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{RTC}$  بدست آمده است. گسسته‌سازی ترم ویسکوزیته در جهت  $y$  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 به‌صورت یک شرط مرزی در سطح مشترک به معادلات اعمال شود، اما به‌دلیل 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 (55) محاسبه نمود که در محاسبات عددی به‌صورت رابطه (56) تخمین زده می‌شود:

$$\vec{F}_{ST} = \frac{A_{cell}}{\Omega_{cell}} \sigma k \hat{n} \quad (55)$$

$$\vec{F}_{ST_{i,j}} = \frac{A_{i,j}}{\Omega_{i,j}} \sigma K_{i,j} \hat{n}_{i,j} \quad (56)$$

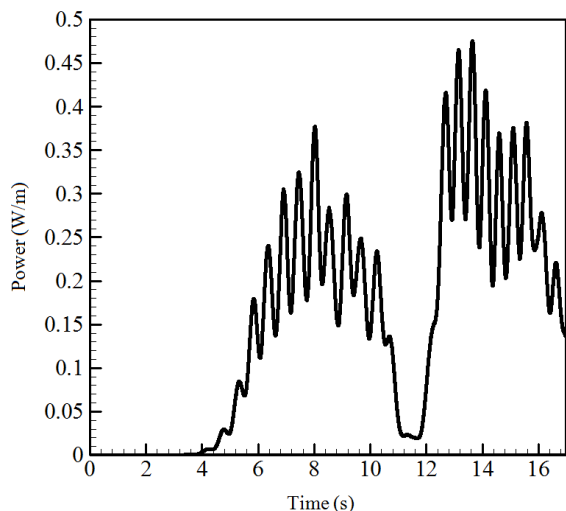


Fig. 4 Time variations of the total absorber power by the Bristol cylinder

شکل 4 تغییرات انرژی جذب شده کل توسط استوانه بریستول در طول زمان

همچنین برای بررسی عملکرد استوانه بریستول در امواج نامنظم کاملاً غیرخطی با عمق زیاد و تیزتر، از موج تولید شده متناظر با پژوهش نینگ و تنگ [24] استفاده شده است. برای این حالت، ابعاد حوزه محاسباتی متناظر با "شکل 2" عبارت است از:

$$L_c = 12 \text{ m}, H_c = 1 \text{ m}, h = 0.8 \text{ m}, D = 0.2 \text{ m}$$

$$L_{d1} = 0.25 \text{ m}, L_{d2} = 3.0 \text{ m}, X_p = 0.5 \text{ m}$$

$$L_s = 4.0 \text{ m}, S_d = 0.2 \text{ m}$$

دو جهت  $x$  و  $y$  محاسبه و برحسب زمان در "شکل 3" نشان داده شده است. توان کل برای استوانه، از مجموع توان متوسط جذب شده در دو جهت به دست می‌آید که مقادیر توان جذب شده کل در طول زمان در "شکل 4" نشان داده شده است. بر این اساس راندمان جذب انرژی توسط استوانه در بازه‌ی 15 ثانیه‌ای (ثانیه 2 الی 17) برابر 5.89 درصد خواهد شد. تغییرات شکل سطح آزاد آب و تغییرات مرکز استوانه در طول زمان به ترتیب در "شکل‌های 5 و 6" نشان داده شده است که تغییرات بیشتر مرکز استوانه در جهت  $x$  نشان دهنده‌ی جذب انرژی بیشتر در این راستا دارد.

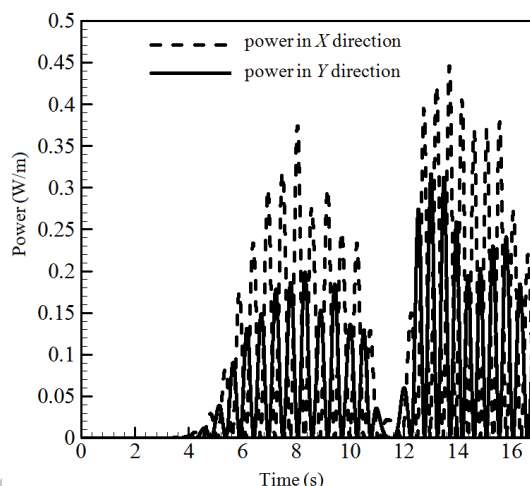


Fig. 3 Time variations of the absorbed power by the Bristol cylinder in two dimensions

شکل 3 تغییرات جذب انرژی توسط استوانه بریستول در دو راستا در طول زمان

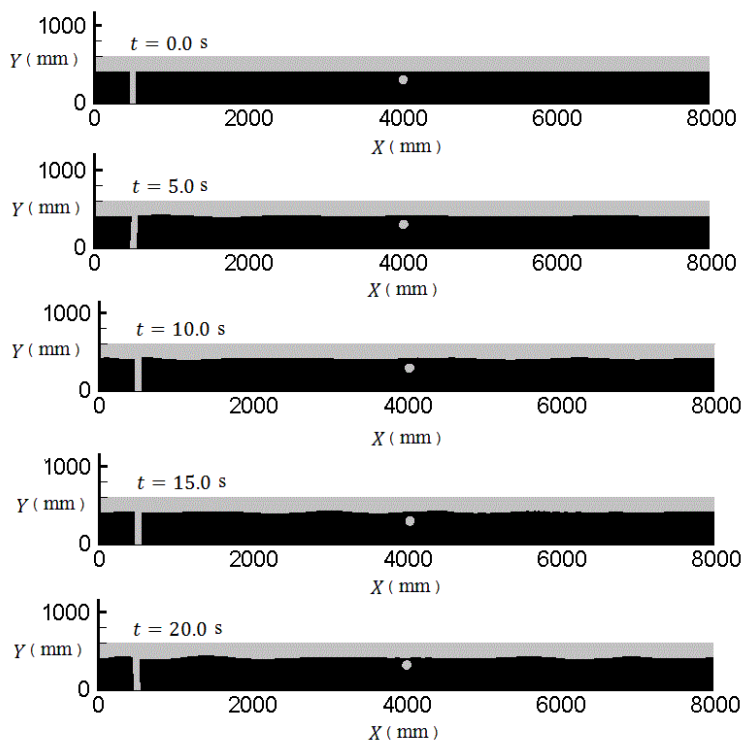


Fig. 5 Water free surface evolutions and the resultant motion of the Bristol cylinder

شکل 5 تغییرات ارتفاع سطح آزاد سیال و حرکت استوانه بریستول در طول زمان

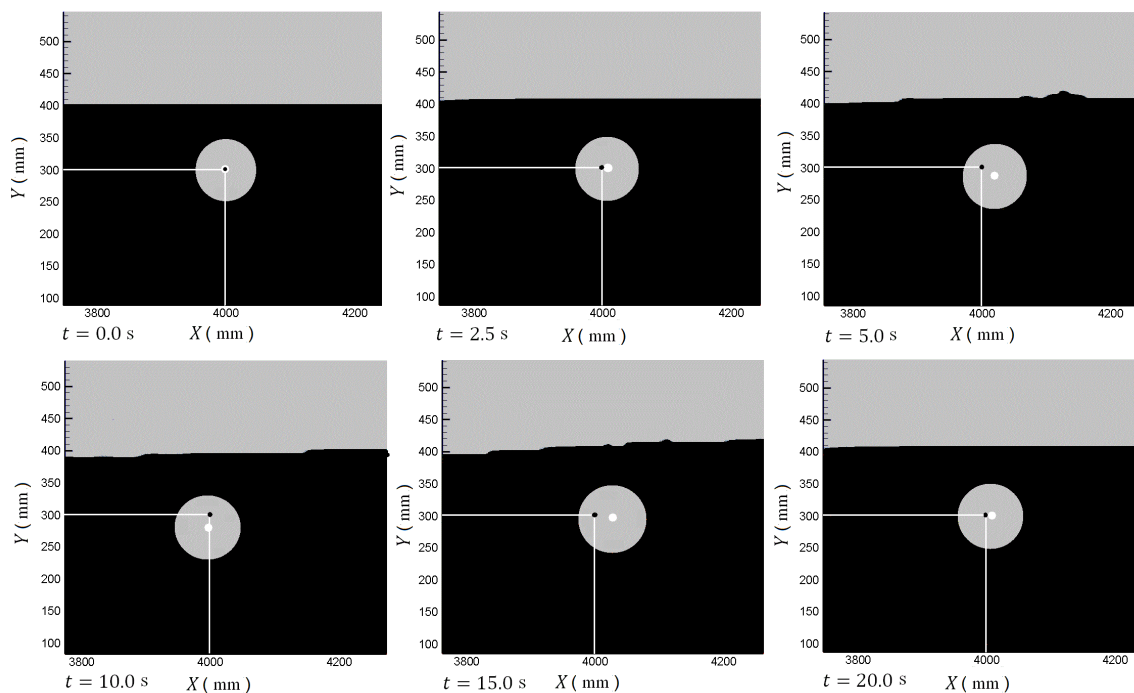


Fig. 6 The displacement of the Bristol cylinder's center relative to its initial position in the X and Y directions

شکل 6 تغییرات مرکز استوانه بریستول نسبت به مکان اولیه در دو راستای X و Y در طول زمان

بریستول تحت امواج نامنظم غیرخطی تولید شده در این پژوهش که متناظر با پژوهش بو [23] و پژوهش نینگ و تنگ [24] می‌باشند، پرداخته شده است. همان‌طور که پیشتر بررسی شد، عوامل تاثیرگذار بر راندمان جذب انرژی توسط استوانه بریستول، هفت عامل عمق آب، ارتفاع موج، دوره تناوب موج، ضریب میرایی دمپر، ثابت فنر، قطر استوانه و عمق استغراق می‌باشد که به‌منظور بررسی تاثیر ضریب میرایی و ثابت فنر بر راندمان جذب انرژی، سایر عوامل، ثابت و برابر آنچه در بخش‌های قبلی گفته شد، در نظر گرفته شده است.

لازم به ذکر است که تنظیم ثابت فنر برای جذب انرژی حداکثری براساس فرکانس طبیعی سیستم صورت می‌گیرد. به‌عبارت دیگر، براساس معادلات موجود در مراجع، نظیر مرجع [17] محاسبه ثابت فنر مستقیماً در ارتباط با فرکانس طبیعی آن و همچنین دوره تناوب موج می‌باشد. بنابراین، بررسی تاثیر ثابت فنر به منزله‌ی بررسی فرکانس طبیعی آن خواهد بود.

در "شکل 10" اثر ضریب میرایی بر راندمان جذب انرژی توسط استوانه نشان داده شده است، در حالی که ثابت فنر در مقداری که بر مبنای تئوری خطی محاسبه شده، ثابت نگه داشته شده است. مقادیر ضریب میرایی با استفاده از مقدار این ضریب که بر مبنای تئوری خطی محاسبه شده است  $(c_L)$ ، بدون بعد گردیده‌اند. واضح است که در  $c/c_L = 0$  جذب انرژی برابر صفر است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، حداکثر راندمان استوانه تحت شرایط موج متناظر با پژوهش بو [23] در  $c/c_L = 6$  اتفاق افتاده است. در صورتی که تحت شرایط موج متناظر با پژوهش نینگ و تنگ [24]، حداکثر انرژی قابل جذب در  $c/c_L = 2$  اتفاق خواهد افتاد. همچنین در "شکل 11" اثر ثابت فنر بر راندمان جذب انرژی توسط استوانه نشان داده شده است، در حالی که ضریب میرایی در مقداری که بر مبنای تئوری خطی محاسبه شده، ثابت نگه‌داشته شده است. مقادیر ثابت فنر با استفاده از مقدار این ضریب که بر مبنای تئوری خطی محاسبه شده است  $(k_{sL})$ ، بدون بعد گردیده‌اند.

ثوابت فنر و میراکننده در دو جهت برای این حالت نیز با توجه به تئوری خطی به شکل زیر محاسبه شده است [17,1]:

$$k_{sx} = k_{sy} = 2539.67 \frac{N}{m}, c_x = c_y = 88.78 \text{ Ns/m}$$

تغییرات شکل سطح آزاد آب با آغاز حرکت موج‌ساز باله‌ای درون آب در "شکل 7" نشان داده شده است. حرکت زاویه‌ای اجباری موج‌ساز طوری با استفاده از تئوری موج‌ساز تنظیم شده است که موج نامنظم پژوهش نینگ و تنگ [24] تولید گردد. موج تولید شده در حوزه‌ی آب‌های با عمق زیاد  $kd > \pi$  قرار می‌گیرد و مقادیر اعداد رینولدز و کولگان-کارپنتر به ترتیب 9825 و 0.69 بوده که با توجه به این‌که عدد کولگان-کارپنتر کمتر از 0.7 می‌باشند، جریان دارای رژیم آرام خواهد بود. توان جذب شده توسط استوانه در دو جهت x و y محاسبه و برحسب زمان در "شکل 8" و مقادیر توان جذب شده کل در طول زمان در "شکل 9" نشان داده شده است. بر این اساس راندمان جذب انرژی توسط استوانه در بازه‌ی 15 ثانیه‌ای (ثانیه 5 الی 29) برابر 8.03 درصد خواهد شد.

براساس تئوری تحلیلی، می‌توان 100 درصد انرژی موج را توسط استوانه بریستول جذب کرد. دیویس [8] در پژوهش‌های عددی و آزمایشگاهی خود بر روی امواج منظم، نشان داد که راندمان استوانه بریستول هیچگاه 100 نخواهد شد و در امواج منظم تیز، این راندمان در بهترین حالت تا حدود 38 درصد کاهش می‌یابد. عنبرسوز [14] نیز در پژوهش عددی خود بر روی امواج منظم، نشان داد که روش عددی توسعه‌یافته توسط وی، راندمان استوانه را با دقت بیشتری پیش‌بینی می‌کند. بر همین اساس در بسامد 1 هرتز، بیشترین راندمان به دست آمده در پژوهش عنبرسوز [14] حدود 14 درصد می‌باشد که به نتایج تجربی دیویس [8] در امواج منظم بسیار نزدیک است.

تنظیم ثوابت فنر و میراکننده بر مبنای تئوری خطی می‌تواند یکی از دلایل کاهش راندمان جذب انرژی توسط استوانه در امواج تیز باشد. به همین علت در ادامه به بررسی اثر این ثوابت بر راندمان جذب انرژی توسط استوانه



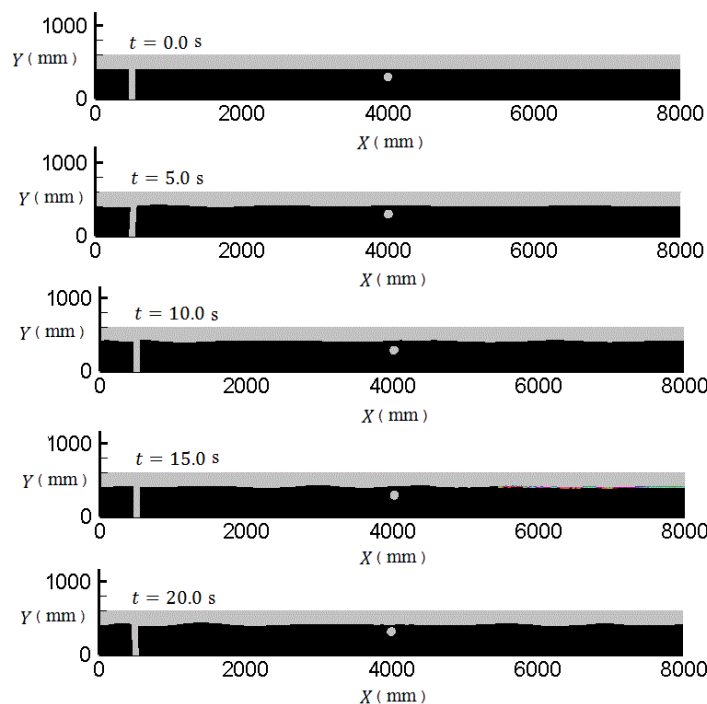


Fig. 7 Water free surface evolutions and the resultant motion of the Bristol cylinder

شکل 7 تغییرات ارتفاع سطح آزاد سیال و حرکت استوانه بریستول در طول زمان

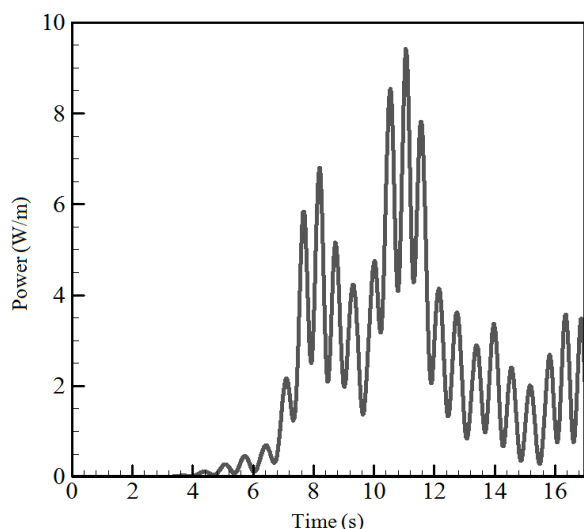


Fig. 9 Time variations of the total absorber power by the Bristol cylinder

شکل 9 تغییرات انرژی جذب شده کل توسط استوانه بریستول در طول زمان

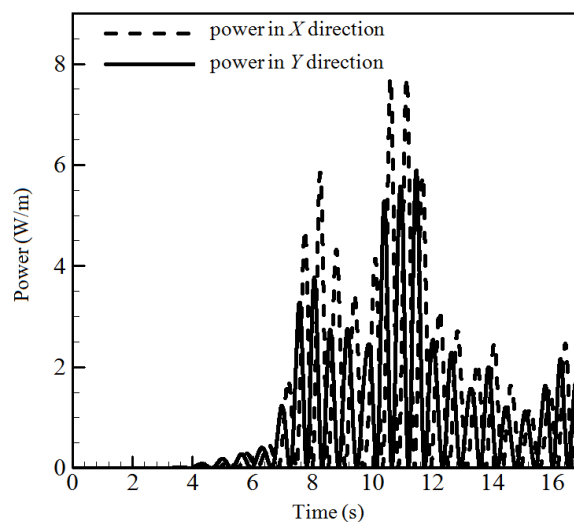


Fig. 8 Time variations of the absorber power by the Bristol cylinder in two directions

شکل 8 تغییرات جذب انرژی توسط استوانه بریستول در دو راستا در طول زمان

همواره کمتر از 8 درصد می‌باشد که دلیل آن فرکانس‌های متغیر امواج نامنظم غیرخطی و مکانیزم عملکرد استوانه بریستول می‌باشد. در این استوانه که دارای یک فرکانس طبیعی است، ضریب میرایی و ثابت فنر تنها برای یک حالت فرکانسی قابل تغییر است و این عامل باعث کاهش راندمان جذب انرژی توسط آن می‌شود. یکی از راه‌کارهای اصلاح این مشکل، استفاده از جاذب‌های انرژی با چند فرکانس طبیعی و یا استفاده از چند استوانه در کنار یکدیگر با فرکانس‌های طبیعی مختلف می‌باشد. همچنین نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که برای تعیین ثابت فنر و ضریب میرایی این نوع از جاذب‌های انرژی در امواج مختلف، ابتدا باید شرایط موجود امواج واقعی شبیه‌سازی و

همان‌طور که مشاهده می‌شود، حداکثر راندمان استوانه تحت شرایط موج متناظر با پژوهش نینگ و تنگ [24] در همان ثابت فنری اتفاق می‌افتد که از طریق تئوری خطی محاسبه شده است ( $k_s/k_{sL} = 1$ ). در صورتی که تحت شرایط موج متناظر با پژوهش یو [23]، حداکثر انرژی قابل جذب در  $(k_s/k_{sL} = 0.75)$  اتفاق خواهد افتاد و در ثابت فنر تئوری این راندمان به شدت کاهش خواهد یافت.

اگرچه عنبرسوز [14] و دیویس [8] نشان دادند که راندمان جذب انرژی توسط استوانه بریستول در امواج منظم با فرکانس 1 تا 2 هرتز بین 30 تا 65 درصد متغیر است، اما راندمان جذب انرژی این جاذب انرژی در امواج نامنظم

غیرخطی شبیه‌سازی شده و راندمان آن با موج منظمی با پریودی برابر با پریود مشخصه موج نامنظم مقایسه شده است. نتایج نشان می‌دهد که راندمان جذب انرژی در امواج نامنظم به دلیل وجود پریودهای مختلف، به مقدار قابل ملاحظه‌ای کمتر از امواج منظم می‌باشد. به عبارت دیگر، استفاده از پریود مشخصه امواج نامنظم برای تنظیم مقادیر ثابت فنر و ضریب دمپینگ مناسب نمی‌باشد. در این راستا، سعی شد تا با تغییر مقادیر ثابت فنر و ضریب دمپینگ، راندمان جذب افزایش یابد. نتایج نشان می‌دهد، گرچه این مقادیر بر افزایش راندمان جذب انرژی توسط استوانه تاثیرگذارند، همچنان تفاوت قابل ملاحظه‌ای بین راندمان در امواج منظم و نامنظم وجود دارد. به همین دلیل پیشنهاد می‌شود که به منظور جذب انرژی در امواج نامنظم توسط استوانه منظم، باید از تجهیزات جذب انرژی با چند فرکانس طبیعی و یا از چندین استوانه به صورت سری و با فرکانس‌های طبیعی مختلف استفاده شود. همچنین با توجه به شبیه‌سازی دو نوع موج با عمق و تیزی مختلف و حصول نتایج غیر مشابه، نتیجه‌گیری می‌شود که برای هر موجی با مشخصات خاص (عمق کم و تیزی زیاد، عمق زیاد و تیزی متوسط، عمق متوسط و تیزی کم و ...) باید شبیه‌سازی مخصوص همان شرایط موج انجام و در مورد تعیین ضریب میرایی و ثابت فنر تصمیم‌گیری شود. به طور کلی می‌توان گفت که در امواج با ارتفاع و عمق متوسط حداکثر راندمان جذب انرژی در ضریب میرایی زیاد و ثابت فنر کم اتفاق می‌افتد. این در حالی است که در امواج با عمق و تیزی زیاد، حداکثر راندمان جذب انرژی در ضرایب میرایی کم و ثابت فنر زیاد برای استوانه بریستول رخ خواهد داد.

#### 7- فهرست علائم

$A$	اندازه موج (دو برابر ارتفاع موج $m$ )
$c$	ضریب دمپینگ
$d$	عمق آب ( $m$ )
$F$	نسبت حجمی مایع
$f$	فرکانس موج (Hz)
$\vec{F}$	نیروی حجمی (N)
$g$	شتاب جاذبه ( $ms^{-2}$ )
$H$	ارتفاع موج ( $m$ )
$Hc$	ارتفاع حوزه حل ( $m$ )
$k$	عدد موج ( $m^{-1}$ )
$L$	طول موج ( $m$ )
$Lc$	طول حوزه حل ( $m$ )
$Ld$	طول ناحیه میراکننده موج ( $m$ )
$Ls$	فاصله استوانه تا مبدا مختصات
$p$	فشار (Pa)
$R$	شعاع استوانه بریستول ( $m$ )
$S$	عمق استغرق ( $m$ )
$t$	زمان (s)
$u$	مولفه افقی سرعت ( $ms^{-1}$ )
$v$	مولفه عمودی سرعت ( $ms^{-1}$ )
$\vec{v}$	برداری سرعت ( $ms^{-1}$ )
Wall	شرط مرزی دیواره
Outlet	شرط مرزی آزاد

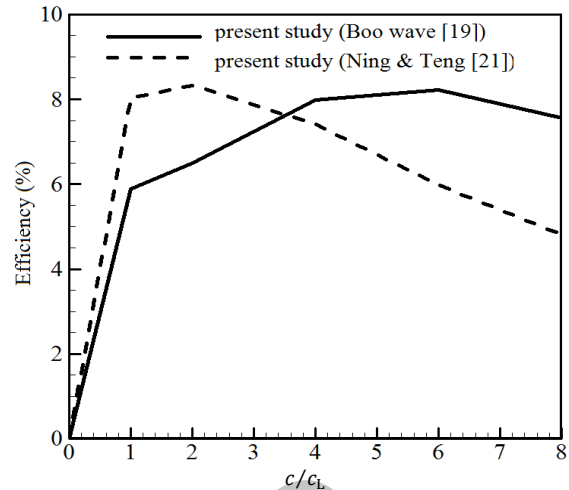


Fig. 10 Power absorption efficiency of the Bristol cylinder as a function of the dimensionless damping coefficient

شکل 10 تغییرات راندمان جذب انرژی توسط استوانه بریستول نسبت به تغییرات ضریب میرایی

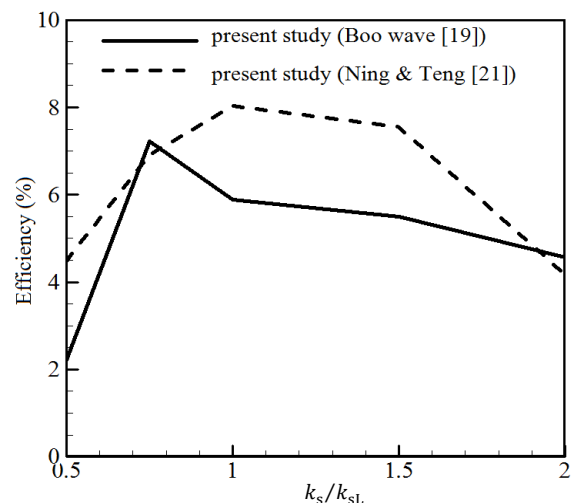


Fig. 11 Power absorption efficiency of the Bristol cylinder as a function of the dimensionless spring constant

شکل 11 تغییرات راندمان جذب انرژی توسط استوانه بریستول نسبت به تغییرات ثابت فنر

سپس این ضرایب برای موج تولید شده به بهترین شکل و بهینه‌ترین حالت انتخاب شود. نکته حائز اهمیت در تعیین این ضرایب این است که با افزایش ارتفاع امواج و همچنین افزایش عمق آب، راندمان حداکثر در ثابت فنر بیشتر و ضریب میرایی کمتر رخ خواهد داد. در حالی که برای جذب انرژی از امواج با عمق و ارتفاع متوسط، کاهش ثابت فنر و افزایش ضریب میرایی باعث جذب انرژی بیشتر خواهد شد.

#### 6- جمع‌بندی

در این پژوهش یک مدل عددی با استفاده از حل کامل معادلات ناویر-استوکس برای شبیه‌سازی استوانه بریستول به عنوان جاذب انرژی امواج ارائه شده است. برای این منظور از روش حجم کنترل و حوزه حل مجازی جهت شبیه‌سازی و ردیابی جسم جامد در سیال استفاده شده است. همچنین در این مقاله راندمان جذب انرژی توسط استوانه بریستول در امواج نامنظم

## علائم یونانی

 $\mu$  لزجت دینامیکی ( $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) $\rho$  چگالی ( $\text{kgm}^{-3}$ ) $\tau$  تانسور تنش ( $\text{Nm}^{-2}$ ) $\varphi$  نسبت حجمی جسم جامد $\omega$  بردار سرعت چرخشی جسم جامد ( $\text{Rads}^{-1}$ ) $\eta$  ارتفاع سطح آزاد (m) $\Delta$  عملگر دیورژانس $\nabla$  عملگر دلتا

## زیر نویس‌ها

b جسم

s جسم جامد

c مرکز

free طول آزاد

## 8- مراجع

- [8] J. P. Davis, Wave energy absorption by the Bristol cylinder-linear and non-linear effects, *Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Part 2*, Vol. 89, No. 3, pp. 317-340, 1990.
- [9] S. H. Salter, Wave power, *Nature*, Vol. 249, No. 5459, pp. 720-724, 1974.
- [10] J. R. Morison, M. P. O'Brien, J. W. Johnson, S. A. Schaaf, The Force Exerted by Surface Waves on Piles, *Journal of Petroleum Technology*, Vol. 2, No. 5, pp. 149-54, 1950.
- [11] A. Babarit, J. Hals, M. J. Muliawan A. Kurniawan, T. Moan, J. Krokstad, Numerical benchmarking study of a selection of wave energy converters, *Renewable Energy*, Vol. 41, pp. 44-63, 2012.
- [12] N. Sharma, N. A. Patankar, A fast computation technique for the direct numerical simulation of rigid particulate flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 205, No. 2, pp. 439-457, 2005.
- [13] 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. 216-226, 2012.
- [14] 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.
- [15] A. Ghasemi, M. Anbarsooz, A. Malvandi, A. H. Ghasemi, F. Hedayati, A nonlinear computational modeling of wave energy converters: A tethered point absorber and a bottom-hinged flap device, *Renewable Energy*, Vol. 103, No. 0, pp. 774-785, 2017.
- [16] M. Saadati nasab, M. Anbarsooz, M. Passandideh-Fard, Numerical Investigation of Fully Nonlinear Irregular Wave Generation Using a Flap-Type Wavemaker, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 16, No. 11, pp. 12-22, 2016. (in Persian فارسی)
- [17] M. Greenhow, S. I. Ahn, Added mass and damping of horizontal circular cylinder sections, *Ocean Engineering*, Vol. 15, No. 5, pp. 495-504, 1988.
- [18] 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.
- [19] 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.
- [20] 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.
- [21] A. R. Haghghi, A. Abedyni Kabdool, M. Shahbazi Asl, Numerical investigation of pulsatile blood flow in stenosed artery, *International Journal of Applied and Computational Mathematics*, Vol. 2, No. 4, pp. 649-662, 2016.
- [22] A. R. Haghghi, M. Shahbazi Asl, Numerical simulation of unsteady blood flow through an elastic artery with non symmetric stenosis, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 9, pp. 26-34, 2014. (in Persian فارسی)
- [23] S. Y. Boo, Linear and nonlinear irregular waves and forces in a numerical wave tank, *Ocean Engineering*, Vol. 29, No. 5, pp. 475-493, 2002.
- [24] D. Z. Ning, B. Teng, Numerical simulation of fully nonlinear irregular wave tank in three dimension, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 53, No. 12, pp. 1847-1862, 2007.
- [1] R. G. Dean, R. A. Dalrymple, Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists, *World Scientific Publishing Company, Singapore*, pp. 295-325, 1984.
- [2] W. R. Dean, On the reflexion of surface waves by a submerged circular cylinder, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Vol. 44, No. 4, pp. 483-491, 1948.
- [3] T. F. Ogilvie, First and second-order forces on a cylinder submerged under a free surface, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 16, No. 3, pp. 451-72, 1963.
- [4] H. Heikkinen, M. J. Lampinen, J. Böling, Analytical study of the interaction between waves and cylindrical wave energy converters oscillating in two modes, *Renewable Energy*, Vol. 50, No. 0, pp. 150-160, 2013.
- [5] N. Y. Sergiienko, B. S. Cazzolato, B. Ding, P. Hardy, M. Arjomandi, Performance comparison of the oating and fully submerged quasi-point absorber wave energy converters, *Renewable Energy*, Vol. 108, No. 0, pp. 425-437, 2017.
- [6] G. S. Payne, J. R. M. Taylor, T. Bruce, P. Parkin, Assessment of boundary-element method for modelling a free-floating sloped wave energy device, Part 2: Experimental validation, *Ocean Engineering*, Vol. 35, No. 3, pp. 342-357, 2008.
- [7] D. V. Evans, D. C. Jeffrey, S. H. Salter, J. R. M. Taylor, Submerged cylinder wave energy device: theory and experiment, *Applied Ocean Research*, Vol. 1, No. 1, pp. 3-12, 1979.