مجله مهندسی مکانیک مدرس، دی 1394، دوره 15، شماره 10، ص‌ص 240-248

ماهنامه علمی پژوهشی

مهندسی مکانیک مدرس

mme.modares.ac.ir

شبیه‌سازی دینامیک یک غشاء الاستیک در یک کانال دارای گودال با استفاده از ترکیب روش شبکه بولتزمن- مرز غوطه‌ور

اسعد علیزاده[1]، عبدالرحمان دادوند[2*]

1- دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه

2- استادیار، دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی ارومیه، ارومیه

* ارومیه، صندوق پستی 419-57155، a.dadvand@mee.uut.ac.ir

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: 23 فروردین 1394

پذیرش: 29 مرداد 1394

ارائه در سایت: 25 شهریور 1394

کلید واژگان:

روش شبکه بولتزمن

روش مرز غوطه‌ور

غشاء الاستیک

اندرکنش

کانال با گودال

چکیده

در مطالعه حاضر، حرکت و تغییر شکل یک غشاء الاستیک در یک کانال دوبعدی با گودال و بدون گودال با استفاده از ترکیب روش شبکه بولتزمن و روش مرز غوطه‌ور شبیه‌سازی می‌گردد. برای حل میدان جریان سیال از روش شبکه بولتزمن و برای شبیه‌سازی اندرکنش سیال و غشاء از روش مرز غوطه‌ور استفاده می‌شود. غشاء الاستیک به صورت یک مرز انعطاف‌پذیر غوطه‌ور در جریان سیال در نظر گرفته می‌شود. در روش مرز غوطه‌ور، غشاء الاستیک در مختصات لاگرانژی نشان داده می‌شود، در صورتی که میدان جریان سیال با یک شبکه‌بندی اویلری یکنواخت و ثابت گسسته می‌شود. اندرکنش بین سیال و مرز غوطه‌ور با استفاده از تابع دلتای دیراک مدل می‌شود. اثرات شرط مرزی عدم لغزش با افزودن یک جمله نیرو به معادله شبکه بولتزمن در نظر گرفته می‌شود. بسته به شدت جریان (یا عدد رینولدز)، موقعیت اولیه غشاء و سفتی آن و اندازه گودال، غشاء الاستیک در داخل گودال فقط حرکت چرخشی داشته و یا توسط جریان به بیرون از آن هدایت می‌شود. نتایج برحسب میدان سرعت و فشار جریان سیال و نیز شکل غشاء در زمان‌های مختلف نشان داده شده است. نتایج حاصل با نتایج تجربی و عددی موجود مقایسه گردید که تطابق خوبی را نشان داد.

Simulation of the dynamics of an elastic membrane in a grooved channel using a combined lattice Boltzmann-immersed boundary method

As'ad Alizadeh, Abdolrahman Dadvand*

Faculty of Mechanical Engineering, Urmia University of Technology, Urmia, Iran
*P.O.B. 41957155 Urmia, Iran, a.dadvand@mee.uut.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 12 April 2015
Accepted 20 August 2015
Available Online 16 September 2015

Keywords:
Lattice Boltzmann method
Immersed boundary method
Elastic membrane
Interaction
Grooved channel

ABSTRACT

In the current study, the motion and deformation of an elastic membrane in a two-dimensional channel with and without a groove is simulated using a combined lattice Boltzmann-immersed boundary method. The lattice Boltzmann method is used to solve the fluid flow equations and the immersed boundary method is used to incorporate the fluid-membrane interaction. The elastic membrane is considered as a flexible boundary immersed in the flow domain. In the immersed boundary method, the membrane is represented in the Lagrangian coordinates while the fluid domain is discretized on a uniform fixed Eulerian grid. The interaction between the fluid and the membrane is modeled using Dirac delta function. The effects of no-slip boundary condition are enforced by addition of a forcing term to the lattice Boltzmann equation. Depending on the flow rate (or Reynolds number), the initial location and stiffness of the elastic membrane, the size of the groove, the membrane only rotates inside the groove or the flow moves it out of the groove. The results are presented in terms of flow velocity and pressure fields and membrane configuration at different times. Comparison between the present results and the available numerical and experimental ones shows good agreement between them.

1- مقدمه

بسیاری از مسائل طبیعی، مهندسی و پزشکی شامل اندرکنش اجسام الاستیک تغییرشکل‌پذیر و سیالات لزج تراکم‌ناپذیر است [1]. جریان خون در دریچه قلب، حرکت گلبول‌های قرمز خون و تغییر شکل آنها در مویرگ‌ها و سرخرگ‌ها، ارتعاشات پوسته گوش داخلی و پرواز حشرات چند نمونه از مسائل اندرکنش سیال- سازه[1] می‌باشند. روش مرز غوطه‌ور[2] به عنوان یک روش موثر برای شبیه‌سازی مسائل مختلف که شامل این‌گونه برهم‌کنش‌ها بین سیال و سازه‌های الاستیک می‌باشند، محسوب می‌شود. این روش در ابتدا برای مدل کردن و شبیه‌سازی جریان خون در قلب انسان و دینامیک دریچه-های قلب معرفی گردید [2-6]. در این روش، معادلات سیال بر روی یک شبکه اویلری ثابت در کل دامنه، و معادلات جسم غوطه‌ور نیز روی یک مجموعه نقاط لاگرانژی متحرک گسسته‌سازی می‌شوند. اثرات جسم غوطه‌ور

1- FSI

2- IBM

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

Please cite this article using:

A. Alizadeh, A. Dadvand, Simulation of the dynamics of an elastic membrane in a grooved channel using a combined lattice Boltzmann-immersed boundary method, *Modares Mechanical Engineering,* Vol. 15, No. 10, pp. 240-248, 2015 (In Persian)

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]

[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

با اضافه نمودن یک ترم نیرو به معادلات حرکت سیال درنظر گرفته می‌شود. این اندرکنش سیال- سازه توسط تابع دلتای دیراک انجام می‌گیرد [7]. این روش برای حل مسائل مختلف مکانیک بیوسیالات مانند شبیه‌سازی تغییر شکل گلبول‌های قرمز خون [8]، جمع شدن پلاکت‌ها در خون لخته شده [9-11]، خزش کرم‌ها، باکتری و اسپرم [12-14]، حرکت موجی شکل مژه‌ها [15]، جریان در رگ‌های خون [16] و پرواز حشره‌ها [17] به کار برده می‌شود. در سال‌های اخیر روش شبکه بولتزمن[1] به عنوان یک روش CFD جایگزین و امیدبخش برای شبیه‌سازی جریان‌های با هندسه پیچیده، دو فازی، متلاطم و غیره در آمده است. بر خلاف روش‌های متداول CFD که برپایه گسسته‌سازی معادلات پیوسته ماکروسکوپیک استوارند، روش شبکه بولتزمن برپایه مدل‌های میکروسکوپی و معادلات جنبشی مزوسکوپیک استوار است و دینامیک ماکروسکوپی سیال برآیند رفتار تجمعی بسیاری از ذرات میکروسکوپیک در سیستم است. در سطح مزوسکوپیک تعداد جهت‌های حرکت ذره محدود است و می‌توان سیال را بصورت اجتماعی از ذرات در نظر گرفت. اثبات شده است که روش شبکه بولتزمن، معادله ناویر– استوکس را با استفاده از بسط چاپمن- انسکوگ بازیابی می‌کند [18]. از مزیت‌های مهم روش شبکه بولتزمن فرم صریح معادله حاکم و نیز راحتی محاسبات موازی و اعمال شرایط مرزی روی مرزهای منحنی‌وار است. همچنین روش شبکه بولتزمن نیاز به یک شبکه یکنواخت در مختصات کارتزین دارد [19]. اخیراً از ترکیب روش شبکه بولتزمن با روش مرز غوطه‌ور برای شبیه‌سازی اندرکنش سیال- جامد با مرزهای صلب و یا انعطاف‌پذیر بسیار استفاده می‌شود [20-22]. اگرچه مطالعات زیادی روی حرکت اجسام جامد صلب و ارتجاعی درون سیال انجام گرفته است، ولی این مطالعات بیشتر روی جریان‌های نامحدود (دامنه بینهایت) متمرکز شده‌اند. در کارهای محدودی هم که روی شبیه‌سازی حرکت و تغییرشکل سازه در جریان برشی انجام گرفته از روش‌های عددی غیر از روش شبکه بولتزمن استفاده شده است. ترکیب دو روش شبکه بولتزمن و روش مرز غوطه‌ور اولین بار توسط فنگ و همکاران [23] انجام شده است. روش ارائه شده دارای مزایای روش شبکه بولتزمن در دنبال کردن مجموعه‌ای محدود از ذرات و همزمان روشی جایگزین برای بررسی تأثیر مرز جامد – سیال می‌باشد. این روش همچنین مشکل نوسانات نیروها و سرعت‌ها روی ذرات را زمانی که از شرط مرزی پس‌جهش استفاده می‌شود، برطرف می‌کند. شو و همکاران [24] از روش رهایی چندگانه برای جمله برخورد در روش شبکه بولتزمن همراه با روش مرز غوطه‌ور برای شبیه‌سازی جریان عبوری از روی استوانه و تأثیر سقوط دو ذره بر یکدیگر در یک کانال بهره برده‌اند. در تحقیق یادشده، توابع توزیع چگالی مرز ذره که با درون‌یابی چندجمله‌ای‌های لاگرانژ از شبکه اویلری بدست می‌آید، محاسبه می‌شود. پنگ و همکاران [25] برای افزایش راندمان محاسباتی، نواحی مختلف جریان را تقسیم‌بندی کرده و شبکه محاسباتی مختلفی استفاده کرده‌اند. در هر بلوک محاسباتی، از شبکه یکنواخت برای حل معادلات بهره گرفته شده است. شو و همکاران [26] با معرفی یک روش جدید برای تصحیح سرعت در روش مرز غوطه‌ور که پیاده سازی آن نیز ساده است، سرعت همگرایی محاسبات عددی و پایداری حل را بهبود داده‌اند. ژنگ و لی در کار خود [27]، با مطالعه جریان در روش شبکه بولتزمن- مرز غوطه‌ور متوجه شدند که انحراف پروفیل سرعت از پیش‌بینی‌های تئوری، می‌تواند در لایه مرزی مرز غوطه‌ور و ناحیه بالک، حتی در جریان‌های برشی ساده زیاد باشد. آنها با مطالعه دقیق این روش در یک جریان متقارن برشی وابستگی زیاد سرعت به پارامتر رهایی (ویسکوزیته سینماتیک در روش شبکه بولتزمن) را گزارش داده‌اند.

دوپیوس و همکاران [28] تأثیر کوپل کردن جمله نیروی متأثر از مرز ذره با گره‌های شبکه را که شامل روش درون یابی نیروها و روش مستقیم است، در جریان عبوری از استوانه تحریک شده در رینولدز متوسط مطالعه کرده‌اند. ژنگ و همکاران [29،30] رفتار دینامیکی گلبول قرمز در جریان برشی و جریان کانال را بررسی کرده و چندین ویژگی همودینامیک و همورئولوژیک را مطالعه نموده‌اند. چنگ و همکاران در [31] یک مدل مناسب برای حرکت‌های مرزی سریع و گرادیان فشار بالا در اندرکنش سیال- جامد ارائه کردند. در تحقیق آنها جریان جت دریچه میترال و اندرکنش لیفلت‌ها و سیال شبیه سازی شده است. نویدبخش و رضازاده [32] با استفاده از روش شبکه بولتزمن-مرز غوطه‌ور به مطالعه عددی رفتار گلبول قرمز خون مبتلا به مالاریا پرداختند. وحیدخواه و عبداللهی [33] حرکت یک جسم الاستیک بدون وزن را درون جریان لزج داخل یک کانال دو بعدی به طور عددی با ترکیب روش‌های شبکه بولتزمن و مرز غوطه‌ور شبیه‌سازی کردند. دادوند و همکاران [34] حرکت و تغییر شکل گلبول قرمز خون را در جریان ویسکوز با ترکیب روش‌های شبکه بولتزمن و مرز غوطه‌ور شبیه‌سازی کردند. خو و همکاران [35] از روش فصل مشترک غوطه‌ور برای شبیه‌سازی حرکت غشاء در داخل کانال دوبعدی استفاده کردند.

در مقاله حاضر حرکت چرخشی یک غشاء ارتجاعی دایره‌ای تحت جریان برشی در داخل یک کانال دو بعدی دارای یک گودال با استفاده از ترکیب روش شبکه بولتزمن و روش مرز غوطه‌ور مورد مطالعه قرار می‌گیرد. جریان به صورت لزج و تراکم‌ناپذیر و سیال نیوتنی در نظر گرفته می‌شود. اثرات شدت جریان، موقعیت اولیه غشاء، اندازه گودال و سفتی غشاء روی رفتار غشاء و میدان جریان مورد بررسی قرار می‌گیرد.

2- مدل‌سازی حرکت غشاء الاستیک درون کانال

در بخش مقدمه بیان شد که در روش مرز غوطه‌ور از دیدگاه اویلری برای بیان معادلات ناویر-استوکس حاکم بر دینامیک سیال و از دیدگاه لاگرانژی برای توصیف مکانیک ساختاری مرز منحنی شکل غوطه‌ور استفاده می‌شود. یک مثال دوبعدی برای یک غشاء جامد ارتجاعی دارای مرز منحنی‌وار در شکل 1-الف نمایش داده شده است. بنابراین برای بسط روش مرز غوطه‌ور- شبکه بولتزمن، اگر یک جسم جامد انعطاف‌پذیر (فیبر) یا یک ذره با مرز منحنی شکل Γ را در نظر بگیریم، که در سیال ویسکوز تراکم ناپذیر دوبعدی در یک دامنه Ω غوطه‌ور است، مرز غشاء Γ توسط پارامتر لاگرانژی s مشخص می‌شود، و دامنه سیال Ω با مختصات اویلری $\vec{x}$ نشان داده می‌شود. از این رو هر نقطه‌ای روی غشاء یا ذره می‌تواند به صورت $\vec{X}(s,t)$ نوشته شود که در آن s طول کمان و t زمان می‌باشد.

از این رو، معادلات حاکم بر ترکیب سیال–جامد بصورت زیر است:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{1}$$

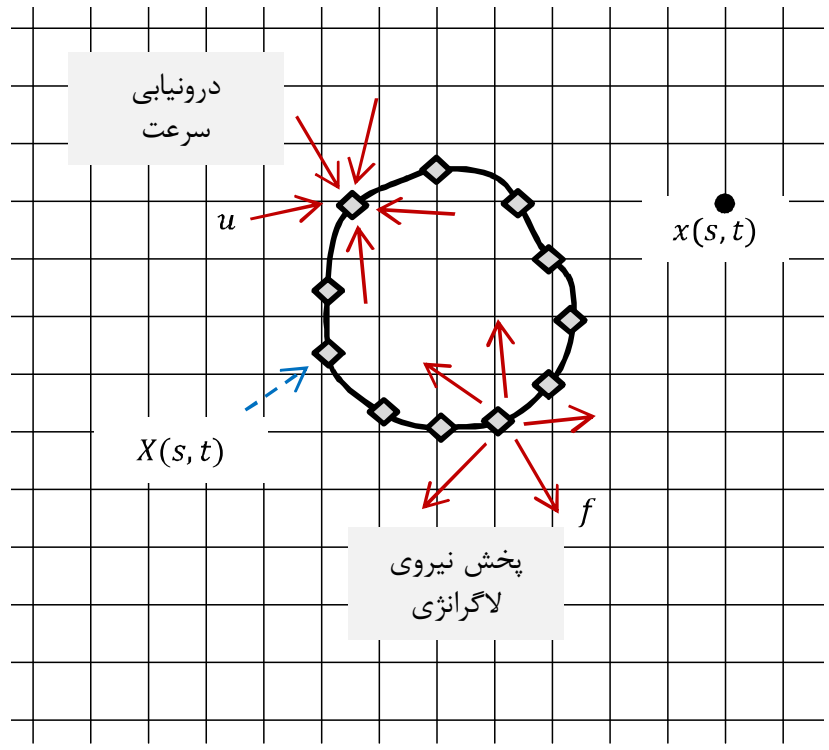
$$\rho\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\vec{u}\right) = -\nabla p + \eta\nabla^2\vec{u} + \vec{f} \tag{2}$$

$$\vec{f}(\vec{x},t) = \int_{\Gamma} \vec{F}(s,t)\delta(\vec{x}-\vec{X}(s,t))ds \tag{3}$$

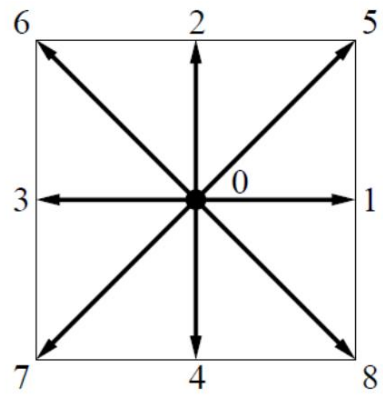
برای ارضای شرط مرزی عدم لغزش روی سطح مشترک سیال– جامد، سرعت جسم یا ذره باید برابر با سرعت سیال مجاور باشد. در این حالت باید،

1- LBM

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]



(الف)



(ب)

شکل 1 الف- شمای مرز غوطه‌ور (مختصات لاگرانژی) و شبکه دکارتی اویلری برای سیال و پخش نیروی لاگرانژی از نقطه مرزی غشاء به گره‌های اویلری سیال؛ ب – مدل D2Q9.

$$\vec{U}(s,t) = \vec{u}\left(\vec{X}(s,t),t\right) = \frac{\partial \vec{X}(s,t)}{\partial t} = \int_{\Gamma} \vec{u}(\vec{x},t)\delta\left(\vec{x}-\vec{X}(s,t)\right)d\vec{x} \quad (4)$$

در معادله‌های بالا، $\boldsymbol{\rho}$ و $\boldsymbol{\eta}$ به ترتیب دانسیته جرمی و ویسکوزیته دینامیکی سیال مورد مطالعه می‌باشند. همچنین $\vec{\boldsymbol{u}}$ و $\boldsymbol{p}$ به ترتیب میدان سرعت و فشار را نشان می‌دهند. $\vec{\boldsymbol{f}}$ در سمت راست معادله (2)، نیروهای غشاء (کششی و خمشی) ناشی از وجود اجسام ارتجاعی غوطه‌ور در سیال را نشان می‌دهد.

معادله (3) نشان می‌دهد که چگالی نیروی سیال $\vec{f}(\vec{x},t)$ از چگالی نیروی مرز غوطه‌ور $\vec{F}(s,t)$ با انتگرال‌گیری در محدوده مرز غوطه‌ور بدست می‌آید. معادله (4) شرط لازم عدم لغزش در محل تماس سیال-جامد است، چرا که جسم جامد یا ذره با سرعتی برابر با سیال مجاور حرکت می‌کند.

روش‌های مختلفی برای ساده‌سازی و هموارسازی تابع دلتای دیراک وجود دارد که معروف‌ترین آنها توسط پسکین [7] پیشنهاد شده است.

$$\delta(\vec{x}) = \frac{1}{h^2}\Phi\left(\frac{x}{h}\right)\Phi\left(\frac{y}{h}\right) \quad (5)$$

$$\Phi(r) = \begin{cases} \frac{1}{4}\left(1+\cos\frac{\pi r}{2}\right) & ;\ |r| \le 2 \\ 0 & ;\ |r| \le 2 \end{cases} \quad (6)$$

در رابطه (5)، h فاصله گره‌ها در شبکه و در رابطه (6)، r فاصله بین گره‌های اویلری و لاگرانژی است.

در روش شبکه بولتزمن برای محاسبه تبادل مومنتوم از یک تابع برخورد به صورت زیر استفاده می‌شود:

$$g_i(\vec{x}+\hat{e}_i\Delta t, t+\Delta t) - g_i(\vec{x},t) = -\frac{g_i(\vec{x},t)-g_i^{\mathrm{eq}}(\vec{x},t)}{\tau} + \Delta t G_i \quad (7)$$

که در آن $g_i(\vec{x},t)$ تابع توزیع ذراتی با سرعت $\hat{e}_i$ است که در زمان t در موقعیت $\vec{x}$ قرار دارند. Δt گام زمانی، $g_i^{\mathrm{eq}}(\vec{x},t)$ تابع توزیع تعادلی، τ نشان‌دهنده زمان بی‌بعد آرامش و G_i جمله نیروی حجمی مربوط به جسم غوطه‌ور در معادله بولتزمن است. در کار حاضر از روش LBM با مدل دو بعدی D2Q9 استفاده شده است (شکل 1-ب). سرعت ذره در 9 جهت مربوطه را می‌توان به صورت رابطه زیر نوشت:

$$\hat{e}_i = \begin{cases} (i,i) & ;\ i=0 \\ (\cos\frac{\pi}{2}(i-1), \sin\frac{\pi}{2}(i-1))c & ;\ i=1-4 \\ \sqrt{2}(\cos\frac{\pi}{2}(i-9/2), \sin\frac{\pi}{2}(i-9/2))c & ;\ i=5-8 \end{cases} \quad (8)$$

که در آن، $c = \Delta x/\Delta t$ به طوری که Δx فاصله دو گره متوالی در شبکه اویلری است. در کار حاضر $\Delta x = \Delta t = 1$ فرض شده است. تابع توزیع تعادلی به شکل رابطه زیر نوشته می‌شود:

$$g_i^{\mathrm{eq}}(\vec{x},t) = w_i\rho\left[1 + 3\frac{(\hat{e}_i\cdot\vec{u})}{C^2} + \frac{9}{2}\frac{(\hat{e}_i\cdot\vec{u})^2}{C^4} - \frac{3}{2}\frac{|\vec{u}|^2}{C^2}\right] \quad (9)$$

همچنین فشار در واحد شبکه p از رابطه زیر محاسبه می‌گردد که در آن $C_s = c/\sqrt{3}$ سرعت صوت شبکه و ρ چگالی شبکه است:

$$p = \rho C_s^2 \quad (10)$$

w_i ضریب وزنی با مقادیر زیر است:

$$w_i = \begin{cases} 4/9 & ;\ i=0 \\ 1/9 & ;\ i=1-4 \\ 1/36 & ;\ i=5-8 \end{cases} \quad (11)$$

جمله $-\frac{g_i(\vec{x},t)-g_i^{\mathrm{eq}}(\vec{x},t)}{\tau}$ تقریب BGK در معادله بولتزمن است. از طرفی جمله نیروی ارتجاعی در معادله شبکه بولتزمن به صورت رابطه (12) تعریف می‌شود [34]:

$$G_i = \left(1-\frac{1}{2\tau}\right)w_i\left[\frac{3(\hat{e}_i-\vec{u})}{C^2} + \frac{9(\hat{e}_i\cdot\vec{u})}{C^4}\hat{e}_i\right]\cdot\vec{f} \quad (12)$$

در ضمن چگالی و سرعت‌های ماکروسکوپی $\vec{u}$ سیال از رابطه‌های زیر محاسبه می‌شوند:

$$\rho = \sum_{i=0}^{8} g_i \quad (13)$$

$$\vec{u} = \frac{1}{\rho}\left[\sum_{i=0}^{8} g_i\hat{e}_i + \frac{1}{2}\vec{f}\Delta t\right] \quad (14)$$

ویسکوزیته سینماتیکی شبکه v در مدل D2Q9 به صورت زیر با زمان بی‌بعد آرامش τ مرتبط است.

$$v = C_s^2\left(\tau - \frac{1}{2}\right) \quad (15)$$

چگالی نیروی لاگرانژی $\vec{F}$ از دو قسمت کششی- فشاری $\vec{F}_s$ و خمشی $\vec{F}_b$ به صورت زیر تشکیل شده است [36]:

$$\vec{F}(s,t) = \vec{F}_s(s,t) + \vec{F}_b(s,t) \quad (16)$$

این نیرو با استفاده از قضیه کار مجازی با چگالی انرژی ارتجاعی ψ به صورت رابطه (17) مربوط می‌شود:

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

$$\vec{F}(s,t)\Delta s = -\frac{\partial \psi}{\partial \vec{X}} = -\frac{\partial(\psi_s+\psi_b)}{\partial \vec{X}} \quad (17)$$

چگالی انرژی پتانسیل ارتجاعی شامل یک قسمت کششی- فشاری (ψ_s) و یک قسمت خمشی (ψ_b) است که به صورت روابط (18) و (19) تقریب زده می‌شوند:

$$\psi_s = \frac{1}{2}E_s \int \left(\left|\frac{\partial \vec{X}(s,t)}{\partial s} - 1\right|\right)^2 ds \quad (18)$$

$$\psi_b = \frac{1}{2}E_b \int \left(\frac{\partial^2 \vec{X}(s,t)}{\partial s^2}\right)^2 ds \quad (19)$$

که در آنها E_s و E_b به ترتیب مدول ارتجاعی (ثابت کششی- فشاری) و مدول خمشی هستند.

شکل گسسته چگالی انرژی پتانسیل ارتجاعی کششی- فشاری (ψ_s) و خمشی (ψ_b) به ترتیب به صورت روابط (20) و (21) است [36].

$$\psi_s = \frac{1}{2}E_s \sum_{j=1}^{N-1}\left(\frac{|\vec{X}_{j+1}-\vec{X}_j|}{\Delta s} - 1\right)^2 \Delta s \quad (20)$$

$$\psi_b = \frac{1}{2}E_b \sum_{j=2}^{N-1}\left(\frac{|\vec{X}_{j+1}-2\vec{X}_j+\vec{X}_{j-1}|^2}{(\Delta s)^4}\right)\Delta s \quad (21)$$

با قرار دادن روابط (20) و (21) در رابطه (17) و مشتق‌گیری به راحتی می‌توان به روابط (22) و (23) برای چگالی نیروی لاگرانژی $\vec{F}$ رسید [36] (برای جزئیات بیشتر بخش پیوست،روابط(پ1)تا(پ8) را ببینید)،

$$(\vec{F}_s)_k = \frac{E_s}{(\Delta s)^2}\sum_{j=1}^{N-1}\left\{\left(|\vec{X}_{j+1}-\vec{X}_j| - \Delta s\right) \times \frac{\vec{X}_{j+1}-\vec{X}_j}{|\vec{X}_{j+1}-\vec{X}_j|}\left(\delta_{j,k} - \delta_{j+1,k}\right)\right\} \quad (22)$$

$$(\vec{F}_b)_k = \frac{E_b}{(\Delta s)^4}\sum_{j=2}^{N-1}\left\{\left(\vec{X}_{j+1}-2\vec{X}_j+\vec{X}_{j-1}\right)\left(2\delta_{j,k} - \delta_{j+1,k} - \delta_{j-1,k}\right)\right\} \quad (23)$$

در معادلات (20) تا (23) $k = 1,2,\dots,N$ (N تعداد کل گره‌های لاگرانژی روی غشاء است)، $(\vec{F}_s)_k$ و $(\vec{F}_b)_k$ نیروهای لاگرانژی ارتجاعی در گره k ام از غشاء و $\delta_{j,k}$ تابع دلتای کرونکر است.

به محض اینکه نیروها روی غشاء محاسبه شد، در تمام سرعت‌های انتقالی و چرخشی به صورت صریح به‌روزرسانی انجام می‌شود. شایان ذکر است که غشاء جامد به طور پیوسته و بر اساس دینامیک نیوتنی حرکت می‌کند که در نهایت موقعیت جدید غشاء به دست می‌آید.

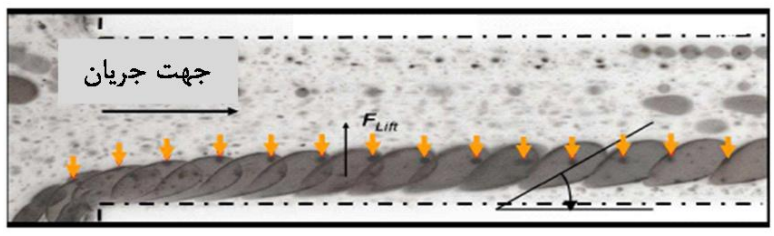
3- اعتبارسنجی حل عددی

در این تحقیق حرکت و تغییر شکل یک غشاء انعطاف‌پذیر در جریان برشی در یک کانال با گودال و بدون گودال مورد مطالعه قرار می‌گیرد. یک پدیده متداول مربوط به حرکت غشاء ارتجاعی، جابجایی رو به بالا همراه با چرخش غشاء (حرکت TT[1]) در داخل جریان برشی است. چرخش غشاء در اثر نیروی برشی سیال اطراف آن به وجود می‌آید. در اثر پدیده چرخشی یک نیروی بالابر روی غشای تغییر شکل یافته اعمال‌شده و در صورت عدم وجود سایر نیروها از قبیل نیروی گرانش (مانند کار حاضر) آن را به سمت مرکز کانال هدایت می‌کند. شایان ذکر است که در حرکت چرخشی بعد از یک تغییر شکل اولیه، شکل جسم در حین حرکت ثابت باقی می‌ماند.

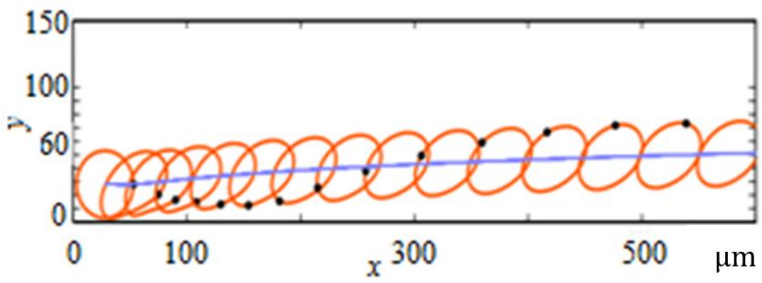
1- Tank treading

نتایج حاصل با نتایج تجربی فیشر و اشمید-شونبین [37] و نتایج عددی فرانک و همکاران [38] مقایسه می‌گردد (شکل 2). همان طور که از شکل 2 پیداست غشاء ارتجاعی ضمن حرکت چرخشی در جریان برشی به سمت مرکز کانال حرکت می‌کند. تغییر موقعیت نقاط توپر روی غشاء این چرخش را به خوبی نشان می‌دهد. همچنین تطابق خوبی بین نتایج عددی حاضر (شکل 2-ج) و نتایج تجربی [37] (شکل 2-الف) وجود دارد. مقایسه نتایج عددی حاضر (شکل 2-ج) با نتایج عددی [38] (شکل 2-ب) که با استفاده از روش ترکیبی المان محدود- مرز غوطه‌ور به دست آمده است، نشان می‌دهد که نتایج کار حاضر نسبتاً دقیق‌تر است (تغییر شکل غشاء در کار حاضر به نتایج تجربی [37] نزدیکتر است). دلیل این امر می‌تواند مربوط به این حقیقت باشد که در مطالعه حاضر از نقاط لاگرانژی غیریکنواخت برای گسسته‌سازی غشاء استفاده شده است. به این ترتیب که از چگالی نقاط لاگرانژی بیشتری روی قسمت‌هایی از غشاء که در نزدیکی دیواره‌ی کانال واقع شده و دچار تغییر شکل بیشتری به واسطه نیروی برشی بیشتر می‌شوند استفاده شده است.

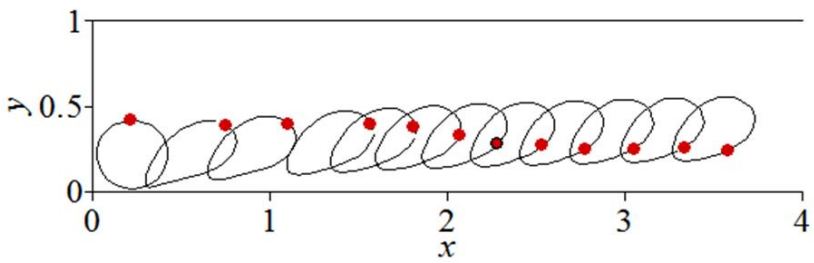
چون جریان در داخل کانال لزج است بنابراین دارای لایه‌های برشی در داخل لایه مرزی است. در حالت جریان کاملاً توسعه‌یافته هر دو لایه مرزی بالا و پایین کانال به هم رسیده و جریان در کل سطح مقطع کانال برشی است. در این صورت بخش بالایی مرز غوطه‌ور تحت تأثیر سرعت انتقالی بیشتری نسبت به بخش پایینی آن قرار می‌گیرد که باعث چرخش غشاء الاستیک می‌شود. از طرفی طبق رابطه $\tau = \mu\, du/dy$ بخش پایینی مرز غوطه‌ور تحت تأثیر نیروی برشی بیشتری نسبت به بخش بالایی آن قرار می‌گیرد. این امر باعث می‌شود یک نیروی بالابر از طرف سیال به غشاء وارد شود و آن را به مرکز کانال هدایت کند. بعد از یک مدت زمان مشخص که غشاء به مرکز کانال رسید نیروهای بالابر عمل‌کننده روی غشا از سمت بالا و پایین به تعادل رسیده و پس از آن چرخش ادامه نخواهد یافت.



الف- نتایج تجربی [37]



ب- نتایج عددی [38]



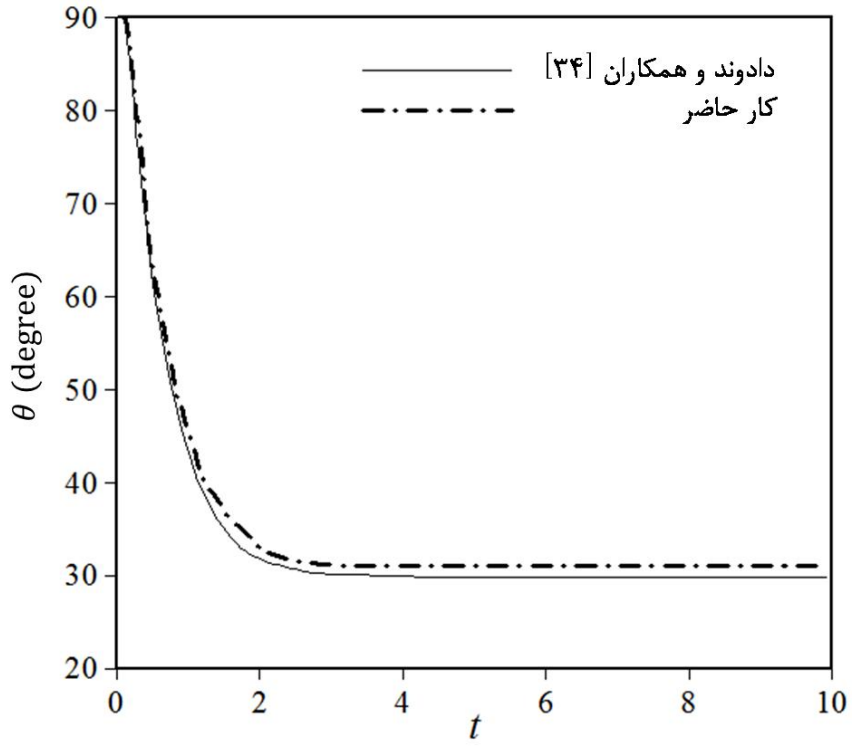
ج- نتایج عددی حاضر

شکل 2 حرکت چرخشی و رو به مرکز کانال یک غشاء ارتجاعی تغییر شکل یافته

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

برای اعتبارسنجی کمی روش مورد استفاده در کار حاضر، در شکل 3 نمودار تغییرات زاویه برحسب زمان مربوط به نقطه توپر نشان داده‌شده در شکل 2-ج با نتایج عددی دادوند و همکاران [34] مقایسه شده است که از تطابق خوبی برخوردار است.

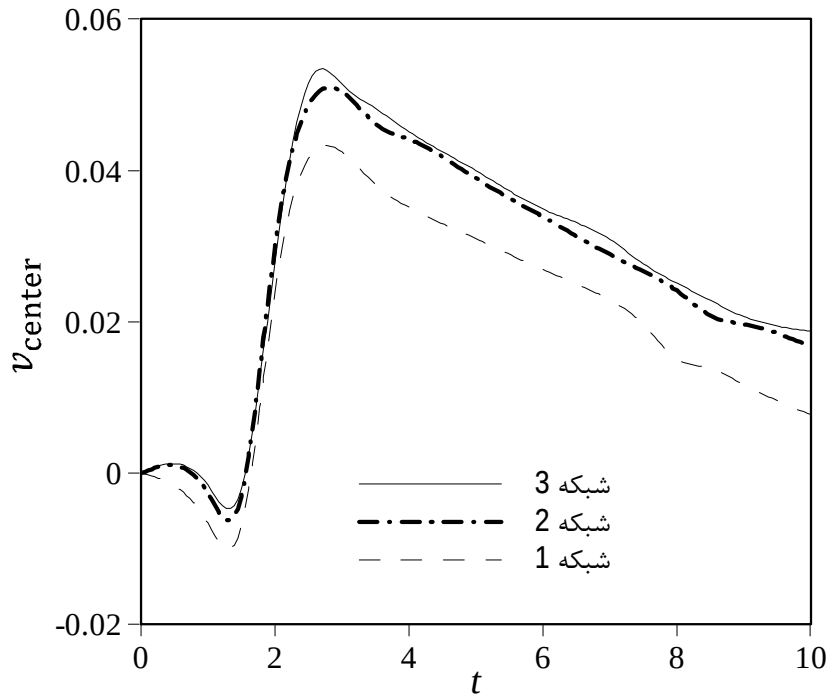
برای آزمایش دقت شبکه، سرعت قائم مرکز غشاء (مجموع مؤلفه قائم سرعت گره‌های لاگرانژی) به ازای سه شبکه مختلف (جدول 1 را ببینید)، در شکل 4 مقایسه می‌شود. با توجه به این که نتایج مربوط به شبکه‌های 2 و 3 با تقریب خوبی بر هم منطبق‌اند، شبکه 2 برای این مطالعه در نظر گرفته می‌شود.



شکل 3 تغییرات زاویه برحسب زمان؛ مقایسه مطالعه حاضر با کار دادوند و همکاران [34]

جدول 1 سه اندازه مختلف شبکه برای ارزیابی دقت شبکه

نام شبکه	تعداد نقاط اویلری در جهت x	تعداد نقاط اویلری در جهت y
شبکه1	120	30
شبکه2	240	60
شبکه3	480	120



شکل 4 مقایسه مؤلفه قائم سرعت مرکز غشاء برای سه اندازه مختلف شبکه

4- مطالعه نحوه حرکت یک غشای دایروی ارتجاعی در یک کانال دارای گودی

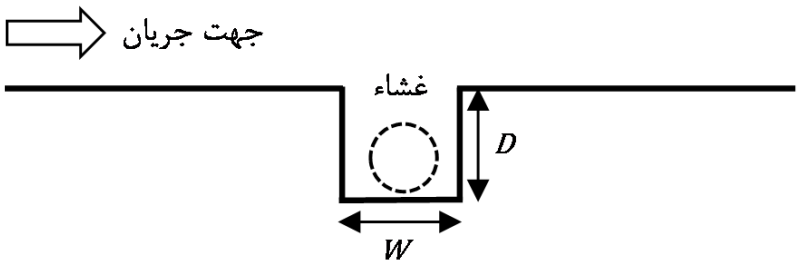
جریان پوازی بین دو دیواره را در نظر بگیرید که دیواره پایین دارای یک گودی عمود بر جهت حرکت سیال است (شکل 5 را ببینید). یک غشاء ارتجاعی در ابتدا درون سیال داخل گودی قرار داده می‌شود. حرکت جریان درون کانال باعث چرخش غشاء داخل گودال می‌شود که بسته به شرایط مختلف، غشاء می‌تواند از گودال خارج شود یا درون آن باقی بماند. این شرایط شامل مکان اولیه غشاء، دبی جریان، اندازه گودال و میزان ارتجاعی بودن غشاء است.

در کار حاضر فاصله بین دو دیواره کانال 0/5 µm و طول کانال 5 µm در نظر گرفته می‌شود. عمق و عرض گودال به ترتیب با D و W نشان داده می‌شود. جریان کاملاً توسعه‌یافته در نظر گرفته می‌شود. در روی دیواره‌ها سرعت برابر صفر قرار داده می‌شود. برای این که غشاء در محدوده الاستیک قرارگیرد رنج مدول کششی (E_s) بین 0/1 و 0/4 و مدول خمشی (E_b) بین 0/001 و 0/004 می‌باشد.

4-1- حالت1: غشاء از گودال خارج نمی‌شود

مکان اولیه مرکز غشاء در مختصات (0/2و 2/5) قرار داده می‌شود. ابعاد گودال در این حالت D =0/5 µm و W =0/65 µm در نظر گرفته می‌شود. مدول کششی (E_s) و مدول خمشی (E_b) غشاء به ترتیب برابر با 0/3 و 0/001 می‌باشند. در این حالت غشاء قادر به بیرون آمدن از گودال نیست و تنها داخل آن می‌چرخد. جدول 2 مقادیر ثابت‌ها را نشان می‌دهد. برای شدت جریان پایین یعنی برای عدد رینولدز (Re) کمتر از 0/1، غشاء در جای خود ثابت خواهد ماند و برای عدد رینولدز بیشتر از 6 غشاء بدفرم خواهد شد. بنابراین بایستی عدد رینولدز در محدوده 0/1< Re ≤ 6 انتخاب گردد. در کار حاضر، عدد رینولدز برابر با 0/3 در نظر گرفته شده است.

شکل 6 نحوه چرخش و حرکت غشاء در داخل کانال و همچنین پروفیل سرعت جریان را در زمان‌های مختلف درون کانال نشان می‌دهد. به دلیل انعطاف‌پذیری پایین غشاء، تغییر شکل جزئی در آن ایجاد می‌شود که باعث می‌شود نیروی کششی (لاگرانژی) ایجادشده در غشاء خیلی کم باشد. با توجه به رابطه‌ی (3)، مقدار نیروی اویلری میدان جریان سیال اطراف غشاء که از



شکل 5 هندسه مسئله

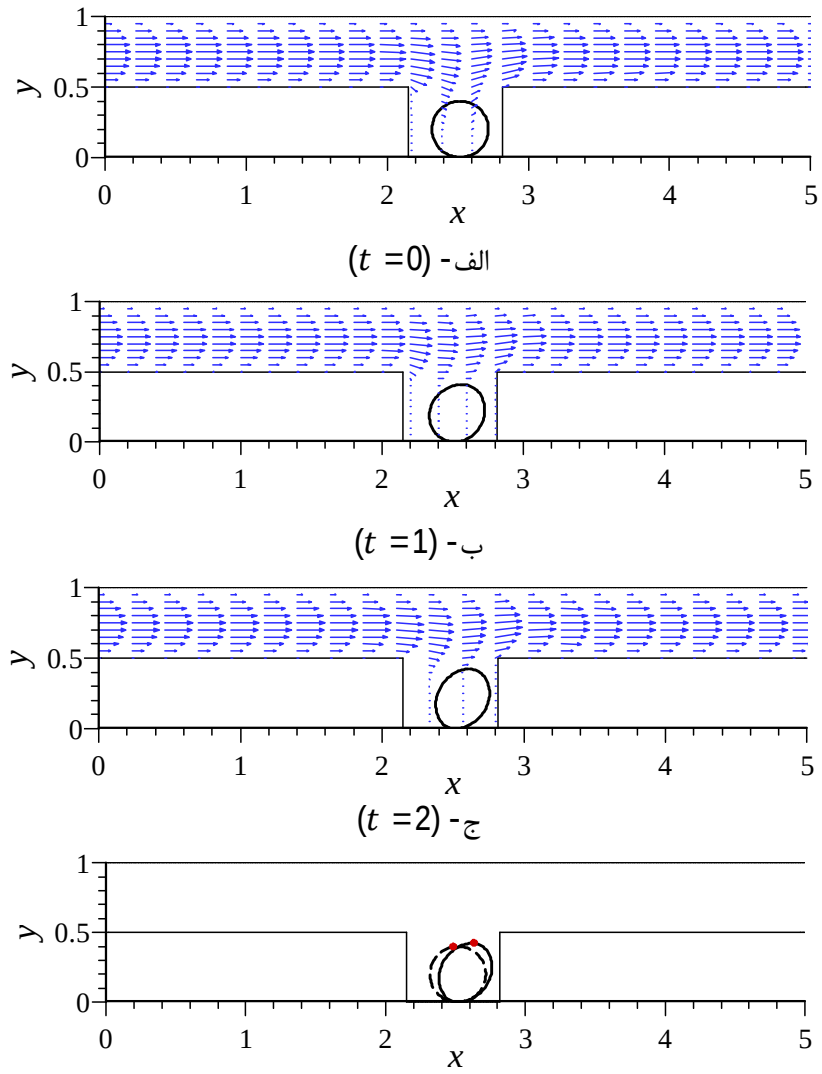
جدول2 مقادیر ثابت‌ها

تعداد نقاط اویلری در جهت x	300
تعداد نقاط اویلری در جهت y	60
تعداد نقاط لاگرانژی	60
Re	0/3
ویسکوزیته سینماتیکی شبکه	0/166
زمان آرامش	1
شعاع اولیه غشاء	0/2 µm

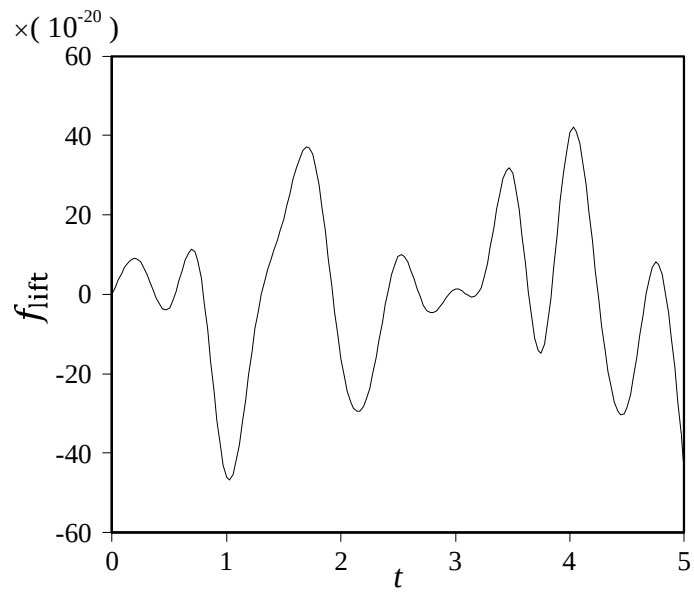
[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

نیروی لاگرانژی غشاء درون‌یابی می‌شود قابل ملاحظه نیست. پس تغییرات فشار و سرعت جریان سیال اطراف غشاء ناچیز است و با توجه به این واقعیت که مرز غوطه‌ور ارتجاعی با تغییرات سرعت محلی سیال حرکت می‌کند از روی شکل 6 مشاهده می‌شود که غشاء فقط داخل گودال می‌چرخد و نمی‌تواند خارج شود. نیروی فشاری وارده از سیال به غشاء در راستای قائم در زمان t =1 برابر با 0/0000002 در واحد شبکه است. فشار در هر گره لاگرانژی غشاء با میانگین فشار در نقاط اویلری سیال نزدیک به آن گره برابر گرفته شده است. این اختلاف فشار پایین فقط باعث جابجایی جزئی در موقعیت غشاء می‌شود ولی نمی‌تواند آن را از گودال خارج نماید. همچنین نیروی برشی خالص در این لحظه برابر با 0/00004 در واحد شبکه است که باعث چرخش غشاء می‌گردد.

نیروی لیفت وارد بر غشاء (f_{lift}) که برابر است با مؤلفه قائم مجموع نیروهای لاگرانژی ($\vec{F}$)، در شکل 7 نشان داده شده است. این نیرو به حدی کوچک است که قادر نیست غشاء را از گودال خارج کند.



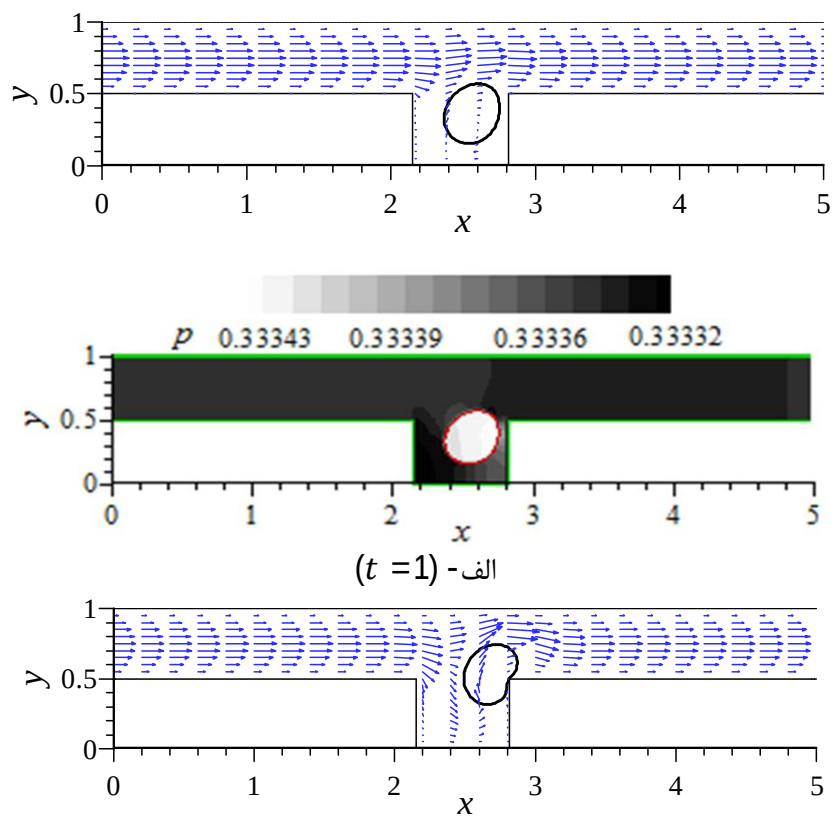
شکل 6 چرخش و تغییر شکل یک غشاء الاستیک در داخل گودال



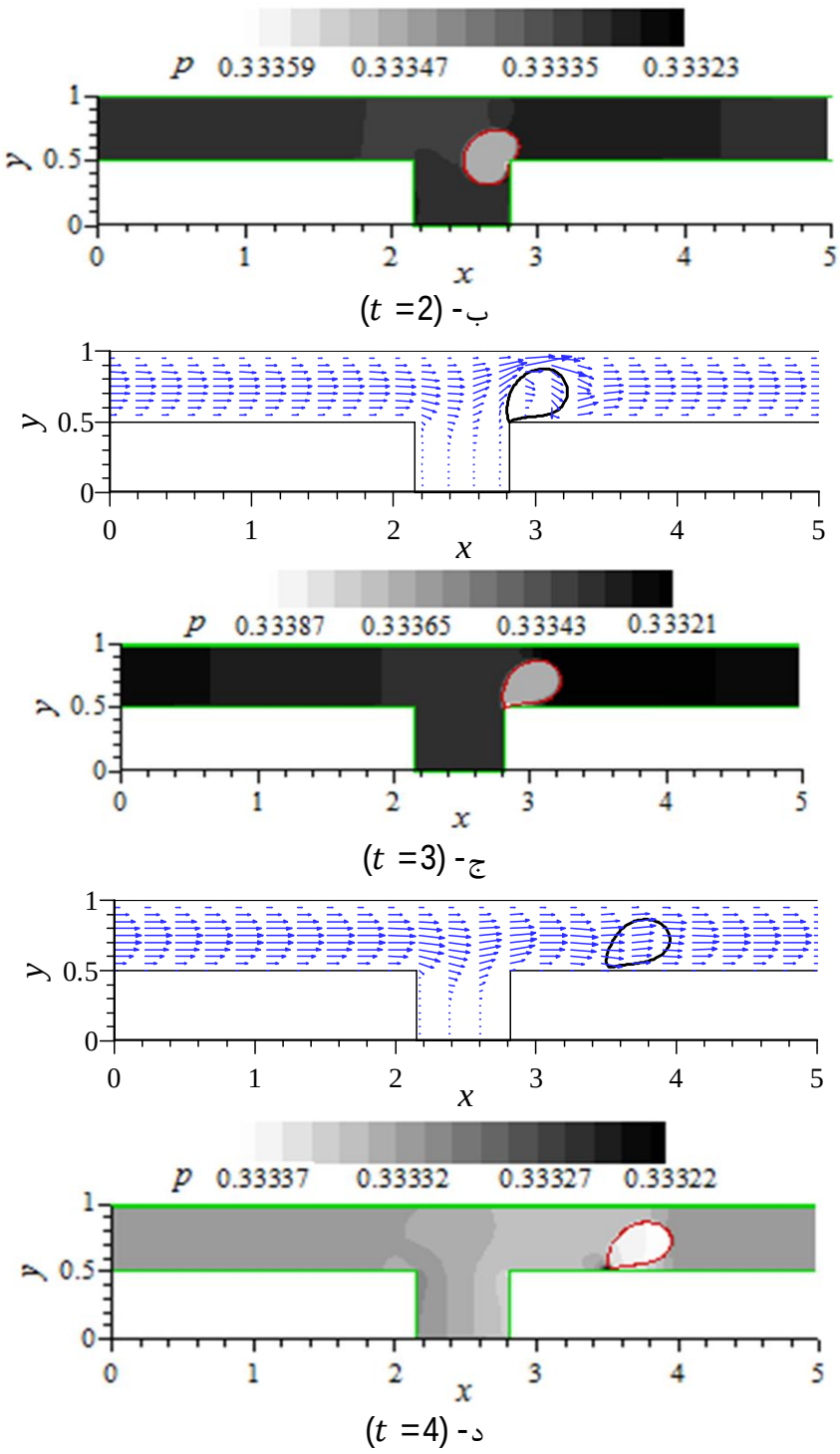
شکل 7 نیروی لیفت وارد بر غشاء مربوط به حالت 1

4-2- حالت 2: غشاء از گودال خارج می‌شود

این حالت همانند حالت 1 است. ولی این بار غشاء انعطاف‌پذیرتر (دارای مدول کششی (E_s) برابر یک سوم حالت قبل یعنی برابر 0/1) در نظر گرفته می‌شود. شکل 8 نحوه چرخش و حرکت غشاء داخل کانال و همچنین بردارهای سرعت جریان و کانتورهای فشار بی‌بعد (در واحد شبکه) در زمان‌های مختلف درون کانال را نشان می‌دهد. در این حالت به دلیل ارتجاعیت بالای غشاء، تغییر شکل آن بیشتر بوده و قادر به خارج شدن از گودال است. با حرکت غشاء الاستیک به سمت راست، در سمت چپ آن فشار کم می‌شود. در نتیجه فشار آن ناحیه از فشار بالادست کمتر می‌شود. همچنین در سمت راست غشاء، افزایش فشار در سیال ایجاد می‌گردد. همزمان با تغییر شکل غشاء الاستیک که در اثر گرادیان سرعت در لایه مرزی ایجاد می‌شود نیروی کششی ایجادشده در غشاء با تغییر فشار در سیال اطراف غشاء همراه است. این تغییر فشار در شکل 8 دیده می‌شود. از شکل 8-الف دیده می‌شود که فشار داخل گودال و اطراف غشاء بیشتر از فشار بیرون گودال است که این اختلاف فشار باعث ایجاد نیروی لیفت وارده از سیال به غشاء می‌گردد. نیروی فشاری وارده از سیال به غشاء در راستای قائم در زمان t =1 برابر با 0/000035 در واحد شبکه است که باعث جابجایی رو به بالای غشاء می‌شود. نیروی برشی خالص در این زمان 0/00004 در واحد شبکه است که باعث چرخش غشاء می‌گردد. با توجه به شکل 8-ب، در فاصله بین قسمت بالایی غشاء و دیواره بالایی کانال، سطح مقطع موثر جریان کوچک‌تر شده است. در نتیجه با توجه به معادله پیوستگی، سرعت جریان در بالای غشاء نسبت به نواحی دیگر کانال در این زمان افزایش می‌یابد. این امر باعث می‌شود که اختلاف فشار در اطراف غشاء ایجاد شود که خود موجب ایجاد نیروی لیفت وارد بر غشاء می‌شود. همچنین با توجه به نزدیکی غشاء به دیواره سمت راست گودال در این حالت به واسطه نیروی برشی بیشتر، تغییر شکل بیشتری به خود می‌گیرد. به علاوه، به نظر می‌رسد که غشاء در آستانه خارج شدن از گودال به گوشه دیواره سمت راست آن برخورد داشته باشد (شکل‌های 8-ب و 8-ج را ببینید). اگرچه این پدیده ممکن است از نظر فیزیکی اتفاق بیفتد ولی برای جلوگیری از ناپایداری عددی بایستی دست کم یک واحد شبکه بین دیواره غشاء و دیواره کانال فاصله وجود داشته باشد. شایان ذکر است این نکته در کار حاضر لحاظ شده است.



[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

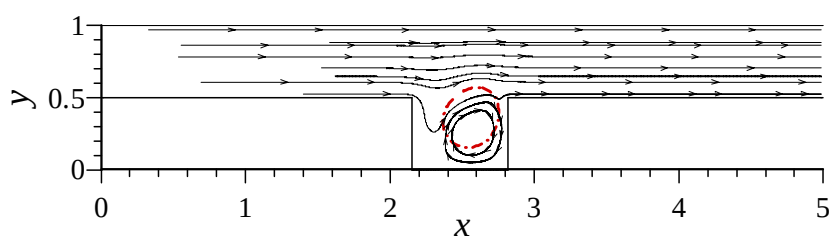


شکل 8 حرکت و تغییر شکل یک غشاء الاستیک در یک کانال با گودال مربوط به حالت 2 (بردارهای سرعت و کانتور فشار)؛ مکان اولیه غشاء (0/2و 2/5) بوده و ابعاد گودال D =0/5 μm و W =0/65 μm است.

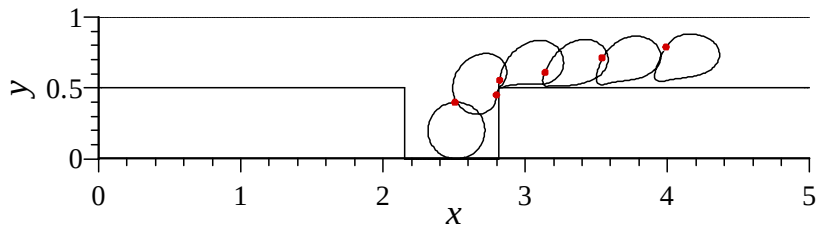
در شکل 9 خطوط جریان در زمان t =1 برای حالت 2 نشان داده شده است که چرخش جریان در داخل گودال را نشان می‌دهند. در این حالت نیروی لیفت خالص نسبت به حالتی که غشاء از گودال خارج نمی‌گردد بیشتر است و باعث خارج شدن غشاء از گودال می‌گردد.

شکل 10 کل فرایند حرکت و بیرون آمدن غشاء از گودال را برای حالت 2 به صورت یک جا نمایش می‌دهد. در این شکل مشاهده می‌شود که غشاء پس از خارج شدن از گودال و نزدیک شدن به مرکز کانال دیگر چرخش نخواهد کرد و تغییر شکل کمتری به خود می‌گیرد.

شکل 11 فشار نقاط لاگرانژی غشاء برحسب زاویه را در زمان t =3/5 برای حالت 2 نشان می‌دهد (زاویه صفر مربوط به نقطه‌ای از غشاء در لحظه اولیه است که روی محور قائم قرار گرفته است).



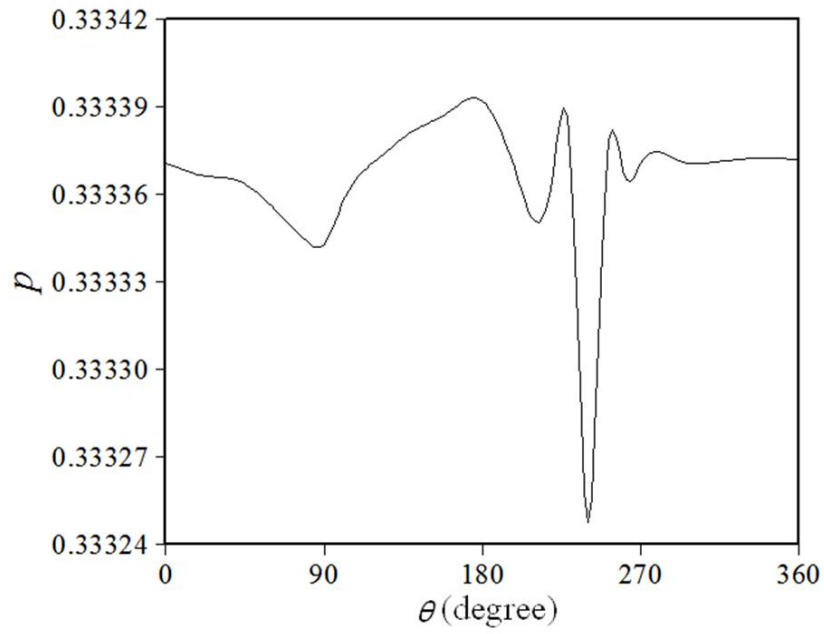
شکل 9 خطوط جریان نمایش‌دهنده چرخش جریان داخل گودال برای حالت 2 در لحظه t =1



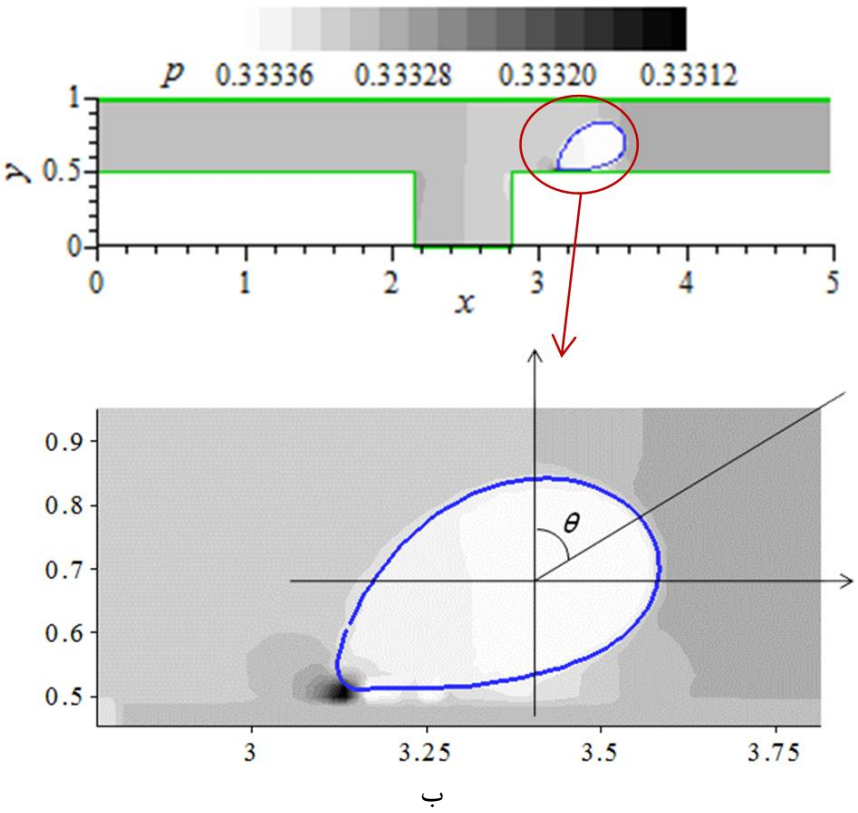
شکل 10 نمایش نحوه حرکت و چرخش غشاء در داخل کانال شامل گودال مربوط به حالت 2

همانطور که دیده می‌شود فشار در پشت غشاء (زاویه‌های 270 تا 360 درجه) از فشار در قسمت جلوی غشاء (زاویه‌های صفر تا 90 درجه) بیشتر است که موجب حرکت آن از چپ به راست می‌شود. در زاویه‌های بین 220 تا 240 درجه به دلیل آنکه سطح مقطع مؤثر جریان بین قسمت پایینی غشاء و دیواره پایینی کانال کم است، در این ناحیه سرعت جریان افزایش و در نتیجه فشار افت پیدا می‌کند. همچنین در زاویه‌های صفر تا 90 درجه به دلیل کاهش سطح مقطع مؤثر جریان بین قسمت بالایی غشاء و دیواره بالایی کانال، سرعت افزایش و در نتیجه فشار کاهش یافته است.

نیروی لیفت وارد بر غشاء مربوط به حالت 2 در شکل 12 نمایش داده شده است. همانطور که دیده می‌شود وقتی که غشاء در آستانه خارج شدن از گودال است (t =2/9)، بیشترین نیروی لیفت از سیال به غشاء وارد می‌شود.



الف



ب

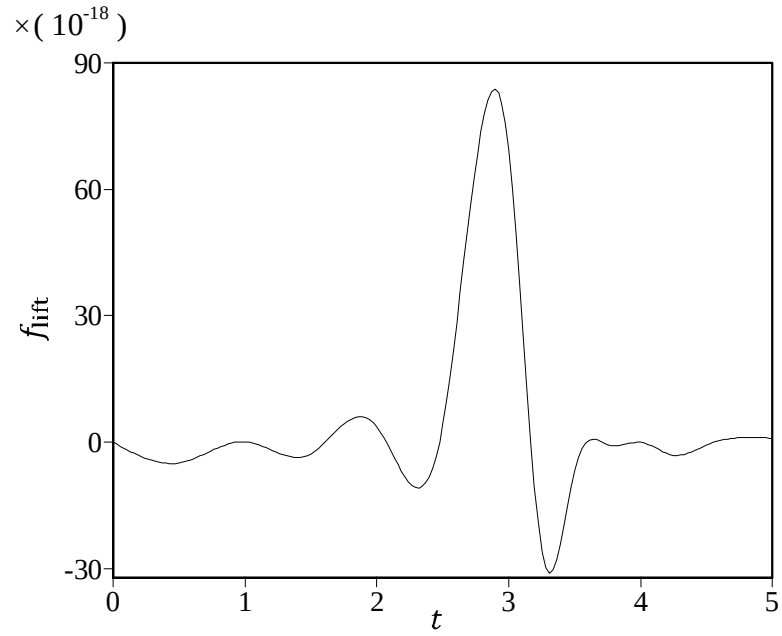
شکل 11 نمودار فشار نقاط لاگرانژی بر حسب زاویه (الف) و کانتورهای فشار سیال (ب) در زمان t=3/5

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

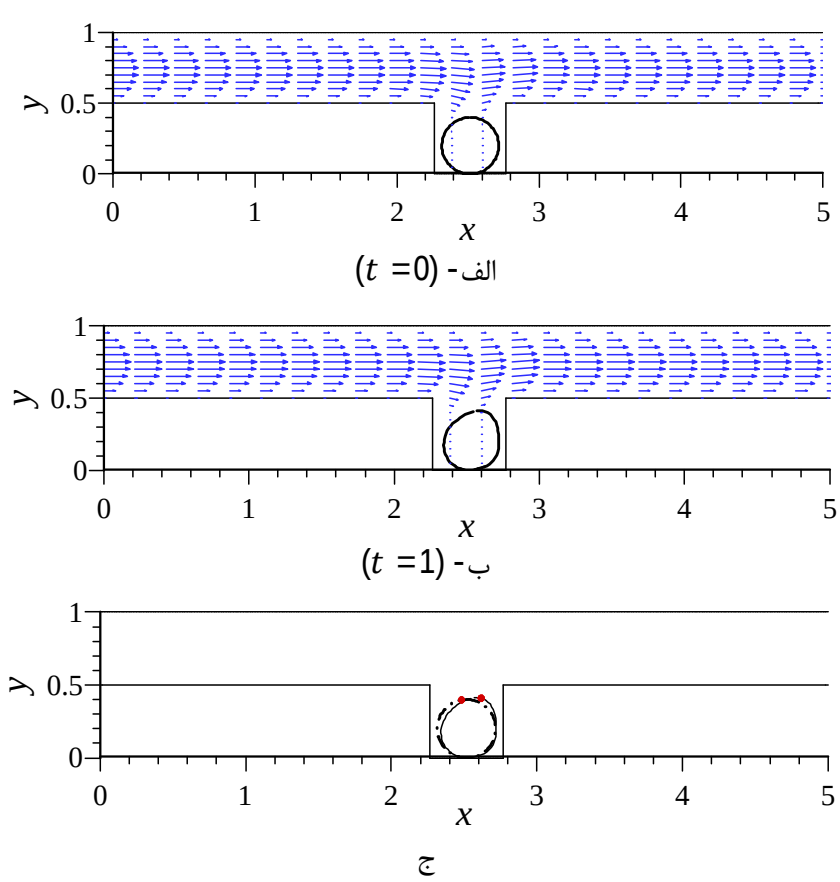
بعد از خارج شدن غشاء از گودال، به دلیل به تعادل رسیدن نیروی لیفت وارده از بالا و پایین بر روی غشاء، نیروی لیفت خالص به صفر میل می‌کند.

4-3- حالت 3: تأثیر عرض گودال روی حرکت غشاء

در این حالت همه شرایط همانند حالت 2 است ولی عرض گودال از 0/65 به 0/5 میکرومتر کاهش داده می‌شود. در این حالت غشاء نمی‌تواند از گودال خارج شود. دلیل این رفتار این است که دیواره گودال مانع چرخش غشاء می‌شود. این عدم چرخش باعث می‌شود غشاء تأثیر کمی روی جریان اطراف داشته باشد و در واقع اختلاف فشاری در جریان اطراف غشاء ایجاد نمی‌گردد. پس نیروی لیفت از طرف سیال به غشاء بعد از مدتی به صفر میل می‌کند، در نتیجه غشاء نمی‌تواند از گودال خارج شود. نتایج این حالت در شکل 13 نمایش داده شده است. نیروی فشاری وارده از سیال به غشاء در راستای قائم در زمان t =1، برابر با 0/000028 در واحد شبکه است. همچنین نیروی برشی خالص در این زمان 0/00001 در واحد شبکه است که به دلیل نزدیکی غشاء به دیواره‌های گودال، چرخش کمتری نسبت به دو حالت 1 و 2 دارد.



شکل 12 نیروی لیفت وارد بر غشاء مربوط به حالت 2



شکل 13 حرکت و تغییر شکل یک غشاء الاستیک در یک کانال با گودال مربوط به حالت 3؛ مکان اولیه غشاء (0/2و2/50) بوده و ابعاد گودال D =0/5 و W =0/5 میکرومتر است؛ ج) نمایش عدم خارج شدن غشاء از گودال مربوط به حالت 3

5- نتیجه‌گیری

در کار حاضر از ترکیب روش شبکه بولتزمن و روش مرز غوطه‌ور برای شبیه سازی حرکت و تغییر شکل یک غشاء الاستیک غوطه‌ور در جریان لزج غیرقابل تراکم در داخل یک کانال دارای گودی استفاده شده است. دیده شد که با توجه به اینکه مرز غوطه‌ور بدون جرم فرض شده است فقط تأثیر جزئی روی جریان سیال می‌گذارد. بنابراین تقریباً تمام اندرکنش‌ها در ناحیه بسیار کوچکی حول مرز غوطه‌ور اتفاق می‌افتد. در صورتی که عدد رینولدز کمتر از 0/1 انتخاب شود به دلیل شدت پایین جریان، جریان نمی‌تواند غشاء را از گودال خارج کند. برای عدد رینولدز بیشتر از 6 به دلیل شدت زیاد جریان تغییر شکل غشاء الاستیک زیاد می‌شود و غشاء بدفرم خواهد شد. بنابراین بایستی عدد رینولدز در محدوده $0/1 < Re \leq 6$ انتخاب گردد. در این مطالعه، مسئله برای عدد رینولدز 0/3 حل شده است. تأثیر مدول کششی و عرض گودال بر حرکت غشاء در نظر گرفته شد. وقتی که مدول کششی کمتر شود در واقع، غشاء انعطاف‌پذیرتر شده و باعث چرخش غشاء گردیده و این خود باعث اختلاف فشار و سرعت جریان در اطراف غشاء می‌گردد. اختلاف فشار ایجادشده در اطراف غشاء، موجب اعمال نیروی لیفت از سیال به غشاء می‌شود و غشاء می‌تواند از گودال خارج شود. در حالت بعدی، عرض گودال کاهش داده شد. به دلیل عدم چرخش غشاء، تغییری در فشار و سرعت جریان اطراف غشاء ایجاد نمی‌گردد و نیروی لیفت در حدی نیست که بتواند غشاء را از گودال خارج کند. همچنین دیده شد که همچنان که غشاء به سمت مرکز کانال حرکت می‌کند، از شدت ناحیه پرفشار بین دیواره پایینی کانال و سطح زیرین غشاء کاسته می‌شود. این ناحیه پرفشار در واقع عامل اصلی ایجاد نیروی بالابر اعمال‌شده از طرف سیال به غشاء و هدایت آن به سمت وسط کانال است. از طرفی چرخش غشاء بعد از طی مدت زمان مشخصی که به مرکز کانال رسید، ثابت می‌ماند و این به دلیل به تعادل رسیدن نیروی بالابر عمل‌کننده از بالا و پایین بر روی غشاء است.

6- پیوست: نحوه استخراج معادلات (22) و (23)

برای استخراج معادلات (22) و (23) به صورت زیر عمل می‌کنیم.

چگالی نیروی لاگرانژی $\vec{F}$ شامل دو قسمت کششی- فشاری $\vec{F}_s$ و خمشی $\vec{F}_b$ به صورت زیر است [36]:

$$\vec{F}(s,t) = \vec{F}_s(s,t) + \vec{F}_b(s,t) \qquad (پ1)$$

با استفاده از قضیه کار مجازی می‌توان این نیرو را به صورت زیر به چگالی انرژی پتانسیل ارتجاعی ψ ارتباط داد:

$$\vec{F}(s,t)\Delta s = -\frac{\partial \psi}{\partial \vec{X}} = -\frac{\partial(\psi_s+\psi_b)}{\partial \vec{X}} \qquad (پ2)$$

چگالی انرژی ارتجاعی شامل یک قسمت کششی- فشاری (ψ_s) و یک قسمت خمشی (ψ_b) است که به صورت روابط (پ3) و (پ4) تقریب زده می‌شوند:

$$\psi_s = \frac{1}{2}E_s \int \left(\left|\frac{\partial \vec{X}(s,t)}{\partial s} - 1\right|\right)^2 ds \qquad (پ3)$$

$$\psi_b = \frac{1}{2}E_b \int \left(\frac{\partial^2 \vec{X}(s,t)}{\partial s^2}\right)^2 ds \qquad (پ4)$$

در رابطه‌های اخیر E_s و E_b به ترتیب مدول ارتجاعی کششی- فشاری و مدول خمشی هستند. شکل گسسته چگالی انرژی پتانسیل ارتجاعی کششی- فشاری (ψ_s) و خمشی (ψ_b) به ترتیب به صورت روابط زیر است [36].

$$\psi_s = \frac{1}{2}E_s \sum_{j=1}^{N-1}\left(\frac{|\vec{X}_{j+1}-\vec{X}_j|}{\Delta s} - 1\right)^2 \Delta s \qquad (پ5)$$

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]

$$\psi_b = \frac{1}{2} E_b \sum_{j=2}^{N-1} \left(\frac{\left|\vec{X}_{j+1} - 2\vec{X}_j + \vec{X}_{j-1}\right|^2}{(\Delta s)^4} \right) \Delta s \qquad (\text{پ}6)$$

با قرار دادن روابط (پ5) و (پ6) در رابطه (پ2) و مشتق‌گیری به راحتی می‌توان به روابط (پ7) و (پ8) برای چگالی نیروی لاگرانژی $\vec{F}$ رسید [36]،

$$\left(\vec{F}_s\right)_k = \frac{E_s}{(\Delta s)^2} \sum_{j=1}^{N-1} \left\{ \left(\left|\vec{X}_{j+1} - \vec{X}_j\right| - \Delta s \right) \times \frac{\vec{X}_{j+1} - \vec{X}_j}{\left|\vec{X}_{j+1} - \vec{X}_j\right|} \left(\delta_{j,k} - \delta_{j+1,k} \right) \right\} \qquad (\text{پ}7)$$

$$\left(\vec{F}_b\right)_k = \frac{E_b}{(\Delta s)^4} \sum_{j=2}^{N-1} \left\{ \left(\vec{X}_{j+1} - 2\vec{X}_j + \vec{X}_{j-1} \right) \left(2\delta_{j,k} - \delta_{j+1,k} - \delta_{j-1,k} \right) \right\} \qquad (\text{پ}8)$$

روابط(پ7)و(پ8)به ترتیب روابط (22)و(23)داخل متن می باشند.

7- مراجع

[1] S. Nadeem, F. Naeem, Thin film flow of a second grade fluid over a stretching/shrinking sheet with variable temperature-dependent viscosity, *Chinese Physics*, Vol. 27, No. 3, pp. 34704-34707, 2010.

[2] C. S. Peskin, *Flow patterns around heart valves: a digital computer method for solving the equations of motion*, PhD thesis, Albert Einstein College of Medicine, Chicago, 1972.

[3] C. S. Peskin, Numerical analysis of blood flow in the heart, *Journal of Computational Physics*, Vol. 25, No. 3, pp. 220-252, 1977.

[4] C. S. Peskin, The fluid dynamics of heart valves, experimental, theoretical and computational methods, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.14, No. 1, pp. 235–259, 1982.

[5] D. M. McQueen, C. S. Peskin, E. L. Yellin, Fluid dynamics of the mitral valve, physiological aspects of a mathematical model, *American Journal of Physiology-Heart and Circulatory Physiology*, Vol. 242, No. 6, pp. 1095–1110, 1982.

[6] D. M. McQueen, C. S. Peskin, Computer-assisted design of butterfly bileaflet valves for the mitral position, *Scandinavian Cardiovascular Journal*, Vol. 19 No. 2, pp. 139–148, 1985.

[7] C. S. Peskin, The immersed boundary method, *Acta Numerica*, pp. 479-517, 2002.

[8] D. Eggleton, A. S. Popel, Large deformation of red blood cell ghosts in a simple shear flow, *Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 8, pp. 1834–1845, 1998.

[9] L. Fogelson, A mathematical model and numerical method for studying platelet adhesion and aggregation during blood clotting, *Journal of Computational Physics*, Vol. 56, No. 1, pp. 111-134, 1984.

[10] L. Fogelson, Continuum models of platelet aggregation, formulation and mechanical properties, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, Vol. 52, No. 4, pp. 1089–1110, 1992.

[11] N. T. Wang, A. L. Fogelson, Computational methods for continuum models of platelet aggregation, *Journal of Computational Physics*, Vol. 151, No. 2, pp. 649–675, 1999.

[12] L. Fauci, C. S. Peskin, A computational model of aquatic animal locomotion, *Journal of Computational Physics*, Vol. 77, No. 1, pp. 85–108, 1988.

[13] L. J. Fauci, A. McDonald, Sperm motility in the presence of boundaries, *Bulletin of Mathematical Biology*, Vol. 57, No. 5, pp. 679–699, 1994.

[14] R. Dillon, L. J. Fauci, D. Gaver, A microscale model of bacterial swimming, chemotaxis and substrate transport, *Journal of Theoretical Biology*, Vol. 177, No. 4, pp. 325–340, 1995.

[15] R. Dillon, L. J. Fauci, An integrative model of internal axoneme mechanics and external fluid dynamics in ciliary beating, *Journal of Theoretical Biology*, Vol. 207, No. 3, pp. 415–430, 2000.

[16] C. Vesier, A. P. Yoganathan, A computer method for simulation of cardiovascular flow fields: validation of approach, *Journal of Computational Physics*, Vol. 99, No. 2, pp. 271–287, 1992.

[17] L. A. Miller, C. S. Peskin, When vortices stick: an aerodynamic transition in tiny insect flight, *Journal of Experimental Biology*, Vol. 207, No. 17, pp. 3073–3088, 2004.

[18] A. A. Mohamad, *Lattice Boltzmann Method: Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes*, New York, Springer, 2011.

[19] S. Ghoreishi, *Simulation of blood by lattice Boltzmann method in three-dimensional case*, Master thesis, school of mechanical engineering, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran, 2012 (In Persian)

[20] M. H. Sedaghat, M. M. Shahmardan, M. Nazari, M. Norouzi, Immersed boundary lattice Boltzmann method for modeling non-Newtonian fluid flow around curved boundaries, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 8, pp. 146-156, 2014. (In Persian)

[21] A. A. Delouei, M. Nazari, M. H. Kayhani, S. Succi, Non-Newtonian unconfined flow and heat transfer over a heated cylinder using the direct-forcing immersed boundary–thermal lattice Boltzmann method, *Physical Review E*, Vol. 89, No. 5, pp. 053312, 2014.

[22] A. A. Delouei, M. Nazari, M. H. Kayhani, S. Succi, Immersed boundary–thermal lattice Boltzmann methods for non-Newtonian flows over a heated cylinder: a comparative study, *Communications in Computational Physics*, Vol. 18, No. 2, pp. 489-515, 2015.

[23] Y. T. Feng, K. Han, D. R. J. Owen., Coupled lattice Boltzmann method and discrete element modeling of particle transport in turbulent fluid flows, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 72, No. 9, pp. 193-206, 2007.

[24] X. D. Niu, C. Shu, Y. T. Chew, Y. Peng, A momentum exchange-based immersed boundary-lattice Boltzmann method for simulating incompressible viscous flows, *Physics Letters*, Vol. 354, No. 3, pp. 173-182, 2006.

[25] Y. Peng, C. Shu, Y. T. Chew, X. D. Niu, X. Y. Lu, Application of multi-block approach in the immersed boundary-lattice Boltzmann method for viscous fluid flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 218, No.2, pp. 460-478, 2006.

[26] C. Shu, N. Liu, Y. T. Chew, A novel immersed boundary velocity correction-lattice Boltzmann method and its application to simulate flow past a circular cylinder, *Journal of Computational Physics*, Vol. 226, No. 2, pp. 1607-1622, 2007.

[27] J. F. Zhang, G. G. Le, Boundary slip from the immersed boundary lattice Boltzmann models, *Physical Review E*, Vol. 79, No. 2, 2009.

[28] A. Dupuis, P. Chatelain, P. Koumoutsakos, An immersed boundary-lattice-Boltzmann method for the simulation of the flow past an impulsively started cylinder, *Journal of Computational Physics*, Vol. 227, No. 9, pp. 4486-4498, 2008.

[29] J. F. Zhang, P. C. Johnson, A. S. Popel, An immersed boundary lattice Boltzmann approach to simulate deformable liquid capsules and its application to microscopic blood flows, *Physical Biology*, Vol. 4, No. 4, pp. 285-295, 2007.

[30] J. F. Zhang, P. C. Johnson, A.S. Popel, Red blood cell aggregation and dissociation in shear flows simulated by lattice Boltzmann method, *Journal of Biomechanics*, Vol. 41, No. 1, pp. 47-55, 2008.

[31] Y. Cheng, H. Zhang, Immersed boundary method and lattice Boltzmann method coupled FSI simulation of mitral leaflet flow, *Computers and Fluids*, Vol. 39, No. 5, pp. 871-881, 2010.

[32] M. Navidbakhsh, M. Rezazadeh, An immersed boundary-lattice Boltzmann model for simulation of malaria-infected red blood cell in micro-channel, *Scientia Iranica*, Vol. 19, No. 5, pp. 1329-1336, 2012.

[33] K. Vahidkhah, V. Abdollahi, Numerical simulation of a flexible fiber deformation in a viscous flow by the immersed boundary-lattice Boltzmann method, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, Vol. 17, No. 3, pp. 1475–1484, 2012.

[34] A. Dadvand, M. Navidbakhsh, S. Ghoreishi, M. Baghalnezhad, Numerical simulation of the motion and deformation of red blood cell in viscous flow, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 13, No. 11, pp. 88-98, 2013. (In Persian)

[35] D. V. Le, B. C. Khoo, J. Peraire, An immersed interface method for viscous in compressible flows involving rigid and flexible boundaries, *Journal of Computational Physics*, Vol. 220, No. 1, pp. 109-138, 2006.

[36] L. Zhu, G. He, S. Wang, L. Miller, X. Zhang, Q. You, S. Fang, An immersed boundary method based on the lattice Boltzmann approach in three dimensions, with application, *Computers and Mathematics with Applications*, Vol. 61, No. 12, pp. 3506-3518, 2011.

[37] T. Fischer, H. Schmid-Schönbein, Tank-trading motion of red blood cell membranes in viscometric flow: behavior of intracellular and extracellular markers, *Blood Cells*, Vol. 3, pp. 351-365, 1977.

[38] T. Franke, R. H. Hoppe, W. Linsenmann, C. Schmid, L. Willbold, A. Wixforth, Numerical simulation of the motion and deformation of red blood cells and vesicles in microfluidic flows, *Computing and Visualization in Science*, Vol. 14, No. 4, pp. 167-180, 2011.

[Downloaded from mme.modares.ac.ir on 2024-10-12]

[DOR: 20.1001.1.10275940.1394.15.10.3.7]