

شبیه سازی عددی رفتار دینامیکی سیلندر نوسانی با استفاده از روش گردابه تصادفی

سید سلمان نورآذر
استادیار
بخش مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر

بهزاد قدیری
استادیار
بخش مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس

نادر پور محمود حصار
دانشجوی دکتری
دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس

چکیده

نوسان اجسام سیلندری شکل ناشی از پدیده VIV (Vortex-Induced Vibration) بواسطه تشکیل گردابه‌ها در منطقه دنباله (Wake) آنها بوجود می‌آید و در دهه‌های اخیر مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. محاسبه نیروهای آیرودینامیکی وارده بر اجسام سیلندری بدلیل کاربرد وسیع آنها در در صنعت، همواره از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده است و درک کامل این رفتار نوسانی کمک بسیار زیادی به طراحی دقیق سازه‌های دریایی و خطوط انتقال برق و مواردی از این قبیل می‌نماید. از طرفی در جریان‌هایی با رینولدز بالا دستیابی به مقادیر تجربی ضرایب نیروهای آیرودینامیکی در چنین شرایطی پرهزینه و در بسیاری از موارد غیر ممکن می‌باشد و بنابراین محققان همواره سعی کرده‌اند با استفاده از روش‌های عددی جوابگوی این موضوعات باشند که در این مقاله نیز سعی شده است با استفاده از روش عددی که تلفیقی از روش شبیه‌سازی بزرگ گردابه (Large Eddy Simulation) و روش گردابه تصادفی (Random Vortex Method) RVM می‌باشد به تحلیل این موضوع بپردازیم. مقایسه نتایج عددی بدست آمده با نتایج تجربی و عددی موجود توافق قابل قبولی را نشان می‌دهد.

کلمات کلیدی

روش گردابه تصادفی - روش شبیه‌سازی بزرگ گردابه - جریان آشسته - جریان منطقه دنباله

Nummerical Simulation of Dynamic Behaviour of Oscilatory Cylinders

B. Ghadiri
Assistant Professor
Mechanical Engineering Department,
Tarbiat Moddaress University

S. S. Nourazar
Assistant Professor
Mechanical Engineering Department,
Amirkabir University of Technology

N. Pour Mahmoud Hessar
Ph. D. Student
Mechanical Engineering Department,
Tarbiat Moddaress University

Abstract

The oscillations of cylinders are due to formation of vortices in the wake region which has come to attention of researches in the last decades. The calculation of aerodynamics forces acting on the cylindrical shape bodies is of prime interest in the industry and especially the understanding of the nature of these forces will be helpful to design the off-shore structures, the electrical transport lines and other industrial applications. On the other hand in the flows with high Reynolds numbers the experimental values of the aerodynamics forces coefficients are very expensive and therefore the theoretical calculations of the coefficients will be of prime interest.

It is the aim of this paper to calculate the aerodynamic forces coefficients using the numerical methods combining the large Eddy Simulation (LES) and the Random Vortex Method (RVM).

The comparison of the calculated values with the experimental results shows good agreement.

Keywords

Random Vortex, Large Eddy Simulation, Turbulent Flow, Flow in Wake Region.

در دهه‌های اخیر محققان با استفاده از روش‌های عددی تلاش بسیار زیادی را جهت شبیه‌سازی اثرات متقابل بین سازه‌های نوسانی و سیال اطراف آن انجام داده‌اند [۲ و ۱] و [۳] و در این میان روش گردابه تصادفی توانائی خوبی را در تطابق با فیزیک جریان و بیان پدیده VIV از خود نشان داده است [۴ و ۵] و [۶].

بررسی جریانهای با رینولدز بالا، استفاده از مدل‌های اغتشاش را ضروری می‌سازد [۴] و از طرفی کاربردهای مختلف روش LES بیانگر قابلیت این روش در تحلیل اثرات ریز شبکه (Small-Scale) از میدان سیال می‌باشد [۷ و ۸] که بر این اساس در این مقاله سعی شده است که با استفاده از تلفیق دو روش LES و RVM به تحلیل عددی پدیده VIV پرداخته شود. روش تلفیقی بوجود آمده دو توانائی عمده را، بترتیب در توصیف اثرات ریز شبکه‌ای (تحلیل جریان آشفته) و کاهش زمان محاسبات بدلیل استفاده از روش (Cell-in-Cloud) CIC دربردارد و از اینرو در شبیه‌سازی عددی جریانهای آشفته اطراف سازه‌های نوسانی کاربرد فراوانی می‌تواند داشته باشد که البته مقایسه نتایج عددی بدست آمده در این تحقیق با نتایج تجربی توافق قابل قبولی را نشان می‌دهد.

۱- روش دینامیک گردابه

در روش دینامیک گردابه معادله ناویر استوکس برای جریان تراکم ناپذیر به شکل ورتیسیتی به دو معادله جابجائی و پخش تفکیک شده و در هر فاصله زمانی معادله جابجائی از روش CIC و معادله پخش از روش RW (Random Walk) حل می‌شود. معادله ناویر استوکس به شکل ورتیسیتی را برای جریان دو بعدی تراکم ناپذیر، به شکل زیر می‌توان نوشت که \bar{v} بردار سرعت و ω_z تنها مولفه بردار ورتیسیتی در جهت عمود بر حرکت جریان است و v لزجت سینماتیکی سیال می‌باشد.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla \omega = \nu \nabla^2 \omega \quad (1)$$

$$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

u و v مولفه‌های سرعت در جهات x و y محورهای مختصات می‌باشند. معادله دیگری که به علت استفاده از روش CIC در حل معادله جابجائی و نیز ایجاد ورتیسیتی روی سطح می‌بایستی در هر قدم زمانی دو بار حل شود معادله پواسون است که برای محاسبه تابع جریان ψ در میدان می‌باشد.

$$\nabla^2 \psi = -\omega \quad (2)$$

چورین در سال ۱۹۷۳ معادله ۱ را به دو معادله جابجائی و پخش تفکیک و در یک شیوه حل به دنبال هم (Fractional Step) حل نمود [۹].

جریان لزج چرخشی توسط گردابه‌های نقطه‌ای مجزا (Discrete Point Vortex) مدل می‌شود و حرکت گردابه‌ها در این نواحی توسط سرعت موضعی القاء شده از تمامی گردابه‌های دیگر در میدان حاصل می‌شود. روش مورد استفاده برای محاسبه این سرعت موضعی روش CIC در نظر گرفته شده است که زمان محاسبات را کاهش می‌دهد [۱۰ و ۱۱] و در کاربردهای جدید روش گردابه تصادفی اهمیت خود را هر چه بیشتر نشان می‌دهد [۱۲].

۲- معادلات فیلتر شده انتقال گردابه

در این تحقیق تشکیل و انتقال گردابه‌ها در منطقه دنباله سیلندر با استفاده از روش LES مدل شده و اثرات گردابه‌های کوچک که به شکل ν_t (Eddy Viscosity Turbulent) می‌باشند مدل می‌شوند و سپس معادله حاکم بر اساس روش گردابه تصادفی حل می‌شود.

این روش در واقع حل معادلات فیلتر شده ناویر استوکس می‌باشد و فقط حرکت گردابه‌های بزرگ را توصیف می‌نماید. بنابراین این فرض می‌شود که میدان جریان قابل تقسیم به گردابه‌های بزرگتر و کوچکتر می‌باشد بطوریکه حرکت گردابه‌های بزرگ مجزا محاسبه می‌شود اعمال این فرض امکان پذیر است چرا که حرکت گردابه‌های بزرگ بر حرکت گردابه‌های کوچک غالب می‌باشد. در این روش همچنین فرص می‌شود که تاثیر متقابل بین گردابه‌های کوچک و بزرگ را برحسب گردابه‌های بزرگ می‌توان تخمین زد. ضرورت این فرض آنست که بقای انرژی عمدتاً در گردابه‌های بزرگ انجام می‌شود [۱۳].

یک متغیر عمومی از میدان همانند g را می‌توان به دو مولفه مقیاس شبکه \bar{g} (Grid Scale) و ریز شبکه g' (Subgrid) تقسیم نمود بطوریکه $g = \bar{g} + g'$ می‌باشد. مولفه مقیاس شبکه را به شکل زیر می‌توان محاسبه کرد.

$$\bar{g}(\bar{x}, t) = \int_{\text{space}} g(\bar{x}', t) G(\bar{x} - \bar{x}') \quad (3)$$

و مولفه ریز شبکه عبارت است از:

$$g'(\bar{x}, t) = g(\bar{x}, t) - \bar{g}(\bar{x}, t) \quad (4)$$

در رابطه ۳، G تابع فیلتر با طول مشخصه Δ می‌باشد که در تعریف این تابع عمدتاً از تابع گوسی به شکل زیر استفاده می‌شود.

$$G(\bar{x}, \bar{x}') = (\sqrt{6/\pi} \frac{1}{\Delta})^3 \exp(-6(\bar{x} - \bar{x}')^2 / \Delta^2) \quad (5)$$

بنابراین با فیلتر کردن معادله کلی ناویر استوکس مطابق با رابطه ۳ داریم.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + (\bar{u} - \frac{\partial v_\tau}{\partial x}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + (\bar{v} - \frac{\partial v_\tau}{\partial y}) \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \\ = (v + v_\tau) \nabla^2 \bar{w} \end{aligned} \quad (6)$$

علامت (-) نشانگر مقادیر فیلتر شده میدان می‌باشد.

اسماگورینسکی در سال ۱۹۶۳ مدل زیر را برای لزجت گردابه‌ای پیشنهاد کرد.

$$v_\tau = (C_S \Delta)^2 (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

در رابطه فوق S_{ij} نرخ تغییرات تانسور تنش و C_S مقدار ثابتی می‌باشد عبارت v_τ را به شکل زیر می‌توان تبدیل کرد.

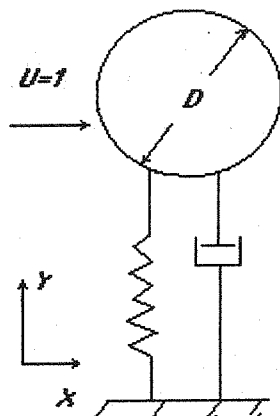
$$v_\tau = (c_v \Delta)^2 \sqrt{\bar{\omega}_i \bar{\omega}_i} \quad (8)$$

که در رابطه فوق $C_V = 0.2$ مقدار ثابتی است و $\Delta = (\Delta x \Delta y)^{\frac{1}{2}}$ که $\Delta x, \Delta y$ ابعاد شبکه در جهات x, y محورهای مختصات متعامد می‌باشند [۱۴].

با حل معادله حاکم بدست آمده با استفاده از روش گردابه تصادفی نیروهای آیرودینامیکی برا (Lift) و پسا (Drag) محاسبه و بطور همزمان نیز با حل معادله دینامیکی نوسان، رفتار نوسانی سیلندر و جریان اطراف آن قابل توصیف می‌گردد.

۳- معادله نوسان سیلندر

سیلندری به شعاع واحد ($a=1$)، مطابق شکل ۱ با قابلیت نوسان در جهت عمود بر جریان یکنواخت $U=1$ در نظر گرفته می‌شود. معادله دینامیکی نوسان را بر حسب نیروی برای لحظه‌ای $F_L(\tau)$ و همچنین ضرایب سختی فنر و دمپینگ که بترتیب با k و ζ نشان داده می‌شوند به صورت زیر میتوان در نظر گرفت.



شکل (۱) شماتیک سیلندر نوسانی.

$$\frac{d^2 Y}{d\tau^2} + 4\pi f_n \zeta \frac{dY}{d\tau} + (2\pi f_n)^2 Y = F_L(\tau) \quad (9)$$

$$F_L(\tau) = \frac{1}{4} \left(\frac{\rho D^2}{m} \right) \left(\frac{U^2}{D} \right) C_L(\tau) -$$

$$\frac{1}{2} \rho \pi D^2 \frac{\partial^2 Y}{\partial \tau^2}$$

در روابط فوق Y جابجائی بدون بعد شده سیلندر بر حسب قطر D و فرکانس طبیعی نوسان بوده که بر اساس تغییرات سرعت کاهش یافته $Vr = \frac{U}{f_n D}$ قابل تعیین می‌باشد. $C_L(\tau)$ ضریب برای لحظه‌ای اعمالی به سطح می‌باشد که در هر گام زمانی محاسبه می‌شود. جمله دوم رابطه $F_L(\tau)$ میزان تاثیر جرم اضافه شده (Added mass) را نشان می‌دهد.

نسبت جرم سیال به سیلندر می‌باشد و پارامتر پایداری، $K_s = \frac{2m\zeta}{\rho D^2}$ در محاسبات انجام شده مقدار $K_s = 0.2$ در

نظر گرفته شده که انتخاب این مقدار جهت مقایسه نتایج بدست آمده با نتایج تجربی مرجع [۴] می‌باشد.

معادله دیفرانسیل جزئی نوسان با استفاده از روش رانگ کوتا مرتبه چهار در هر گام زمانی حل شده و جابجائی مرکز سیلندر محاسبه می‌شود. با توجه به نتایج حاصله (شکل ۴) تقریباً ۱۰ الی ۱۵ گام زمانی طول میکشد که یک پررود نوسانی کامل طی شود.

۴- شرایط مرزی و میدان حل

میدان مورد نظر شامل سیلندری با شعاع واحد که مرکز آن در نقطه صفر مرکز سیستم مختصات قطبی r, θ قرار دارد و دامنه حل تا 60 برابر شعاع سیلندر به حد کافی دور از آن برای ارضاء شرایط جریان پتانسیل ادامه می‌یابد و در این فاصله از یک شبکه بندی متعامد r, θ استفاده شده و با استفاده از یک تبدیل لگاریتمی مطابق با رابطه زیر از فضای فیزیکی اطراف سیلندر به فضای محاسباتی مستطیل شکل انتقال داده می‌شود.

$$\xi = \ln r \quad (10)$$

گام زمانی بدون بعد بصورت $\Delta\tau = \frac{\Delta t U}{a}$ تعریف می‌شود. انتخاب گام زمانی از محدوده 0.05 تا 0.1 امکان‌پذیر است ولی بدلیل ایجاد کاهش زمان محاسبات و محدود ساختن کل گردابه‌های تولیدی در طی محاسبات این مقدار $\Delta\tau = 0.1$ انتخاب شده است.

برای جسم ساکن مولفه‌های مماسی و عمودی روی سطح صفر می‌باشد. ولی در شرایط نوسانی این مولفه‌ها صفر نبوده و برابر سرعت سطح می‌باشند. در این شرایط دو مولفه سرعت مماسی و عمودی روی سطح بوجود می‌آیند که شرط هر دو سرعت با تولید پنلهای چشمه‌ای (Source Panel) روی سطح ارضاء می‌شوند. پتانسیل ناشی از پنلهای چشمه‌ای در این صورت برابر است با

$$d\phi_j = \frac{\lambda_j}{2\pi} \int_j \ln r_{ij} ds_i \quad (11)$$

$$r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$$

λ_j و (x_j, y_j) بترتیب قدرت چشمه‌ها و مختصات روی سطح پنل زام می‌باشند. سرعتهای مماسی و عمود بر سطح ناشی از این توزیع چشمه بصورت زیر می‌باشد.

$$V_n = \frac{\partial}{\partial n_i} [\phi(x_i, y_i)] \quad (12)$$

$$V_s = \frac{\partial}{\partial s_i} [\phi(x_i, y_i)] \quad (13)$$

شرایط مرزی در فاصله نسبتاً دور از سیلندر (r_∞) را که در آن جریان پتانسیل برقرار باشد به صورت زیر می‌توان بیان نمود

$$\phi(\xi, \theta, \tau) = (r_\infty - \frac{1}{r_\infty}) U \sin(\theta) \quad (14)$$

که θ زاویه بین تقسیمات بین پنلهای روی سطح می‌باشد.

۵- الگوریتم حل

۱- سطح سیلندر به تعداد m پنل گردابه و چشمه تقسیم می‌شود. در شرایط سیلندر ثابت محاسبات برپایه شبکه 120×400 گره‌ای و در شرایط نوسان به تعداد 120×420 گره در شبکه در نظر گرفته شده است. انتخاب این تعداد گره بر اساس محاسبات متوالی و در جهت رسیدن به یک شبکه‌بندی با تعداد گره بهینه بوده است.

۲- معادله پخش مطابق با روش RW که توسط چورین ارائه شده حل میشود. چورین نشان داد که تغییر مکان گردابه‌ها با زمان از توزیع نرمال پیروی می‌کنند و با استفاده از اعداد تصادفی (η و η') که در توزیع نرمال صادق باشند موقعیت جدید گردابه‌ها ناشی از اثرات پخش تعیین می‌شود.

۳- معادله جابجائی در طرح لاگرانژین محاسبه می‌شود یعنی

$$\frac{dx_i}{dt} = \bar{u}_i(x_i, t) \quad (15)$$

$$x^{n+1} = x_i^n + \bar{u}_i(x_i, t) \Delta t$$

همچنین بواسطه تغییر لزجت گردابه‌ای (v_τ) گردابه‌ها جابجائی دیگری نیز پیدا می‌کنند و این جابجائی عبارت است از تاثیر سرعت مجازی V_X و V_Y بطوریکه:

$$V_x = \frac{\partial v_\tau}{\partial x} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (16)$$

$$V_Y = \frac{\partial v_\tau}{\partial y} = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad (17)$$

بنابراین گردابه‌ها جابجا می‌شوند تا معادله اویلر شبیه‌سازی شود و سرعت جدید در میدان محاسبه می‌شود. سپس در انتهای یگ گام زمانی موقعیت نهائی گردابه‌ها ناشی از اثرات پخش و جابجائی و همچنین سرعت القائی ناشی از پنلهای چشمه‌ای روی سطح سیلندر که بترتیب با \bar{v}_s و \bar{v}_s نشان داده می‌شوند، بصورت زیر بدست می‌آید.

$$x^{n+1} = x_i^n + \bar{u}_i(x_i^n, t) \Delta t + \eta_i^n - \Delta x + \bar{v}_s \quad (18)$$

$$y^{n+1} = y_i^n + \bar{v}_i(y_i^n, t) \Delta t + \eta_i^n - \Delta y + \bar{v}_s$$

- که در رابطه فوق \bar{v}_i ، \bar{v}_i بترتیب مولفه سرعت‌های افقی و عمودی القا شده بر هر گردابه از طرف شبکه می‌باشد.
- ۴- معادله دیفرانسیل نوسان سیلندر حل شده و جابجائی مرکز سیلندر محاسبه می‌شود و قدرت پنلهای چشمه‌ای روی سطح به جهت ارضاء شرط سرعت تعیین می‌شوند.
- ۵- مقدار v_τ در تمام نقاط شبکه محاسبه می‌شود.
- ۶- بخاطر حرکت گردابه‌ها نسبت به فاصله زمانی قبلی گردابه‌های جدید در سطح ایجاد می‌شود. گردابه‌ها پخش شده و روند برای گام زمانی بعدی ادامه پیدا می‌کند [۱۵].

۶- نتایج

نتایج عددی بدست آمده بر اساس تغییرات سرعت Vr با نتایج تجربی موجود قابل مقایسه می‌باشد. مقادیر محاسبه شده ضرایب برا وپسا برای سیلندر ثابت در رینولدز $Re=3.6e6$ در شکل ۲ نشان داده شده و بر پایه همین محاسبات مقدار عدد استروهل $St=0.203$ بدست آمده است.

مطابق جدول ۱ مقایسه‌ای بین نتایج بدست آمده با نتایج تجربی روشکو [۱۶] و مرجع [۴] انجام شده که توافق قابل قبولی را نشان می‌دهند. روش عددی مرجع [۴] نیز بر اساس روش گردابه تصادفی اما با مدل اغتشاش Baldwin - Lomax می‌باشد. در شکل ۳ دامنه نوسان سیلندر نوسانی در اثر پدیده VIV به ازای تغییرات سرعت Vr محاسبه و با نتایج تجربی و عددی مرجع [۴] مقایسه شده است. مطابق این نتایج در محدوده سرعت $Vr \geq 5$ ، نوسان عمود بر جریان سیلندر آغاز شده و با افزایش سرعت دامنه نوسان افزایش می‌یابد. سرعت کاهش یافته ترکیبی است که شامل پارامتر فرکانس طبیعی سازه می‌باشد و افزایش آن به تعبیری کاهش این فرکانس می‌باشد و زمانی که فرکانس طبیعی نوسان به فرکانس پخش گردابه‌ها نزدیک باشد پدیده همزمانی (Lock-in) رخ می‌دهد. براساس نتایج تجربی موجود در سرعت $Vr=6.5$ دامنه نوسان سیلندر به حداکثر مقدار خود تقریباً برابر قطر سیلندر می‌رسد که در این حالت فرکانس طبیعی نوسان $f_n = 0.076$ می‌باشد. مطابق شکل ۴ نتایج محاسبات

انجام شده نیز پیشگویی چنین حالتی را برای دامنه نوسان امکان پذیر می‌سازد و همچنین فرکانس پخش گردابه با خطائی قابل قبول $f_s = 0.072$ بدست می‌آید که وقوع پدیده همزمانی را تأیید می‌کند.

با ادامه روند افزایش سرعت V_I از شرایط سرعت بحرانی بتدریج دامنه نوسان کاهش یافته و عبارتی فرکانس پخش گردابه‌ها بحد کافی از فرکانس طبیعی سازه فاصله می‌گیرد.

در شکل ۵ و ۶ بترتیب تغییرات زمانی ضرایب برا وپسا و همچنین در دو فاصله زمانی 150 و 200 توصیف حرکت گردابه‌ها در میدان حل برای سیلندر نوسانی در سرعت $V_I=6.5$ نمایش داده شده است. که بر این مبنا تأثیر عامل نوسان در افزایش ضرایب برا وپسا نسبت به سیلندر ثابت (شکل ۲) با نتایج حاصله قابل پیشگویی می‌باشد بطوریکه ضریب پسابه میزان 8% و مقدار میانگین جذر مربعی ضریب برا که در حالت سیلندر نوسانی 0.6 محاسبه می‌شود 17.5% افزایش می‌یابد.

جدول (۱) مقایسه نتایج تحقیق با نتایج تجربی موجود، $Re=3.6e6$.

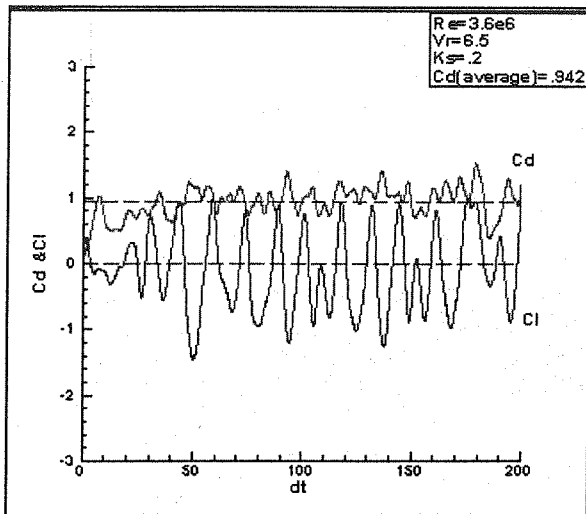
نتایج تحقیق	نتایج تجربی [۱۶]	نتایج مرجع [۴]	ضرایب آبرود بنامیکی
.86	.76	.6	Cd (مقدار متوسط)
.425	-	-	Cl (مقدار میانگین جذر مربعی)
.203	.18-.22	.27	St (عدد استروهاال)

۷- نتیجه گیری

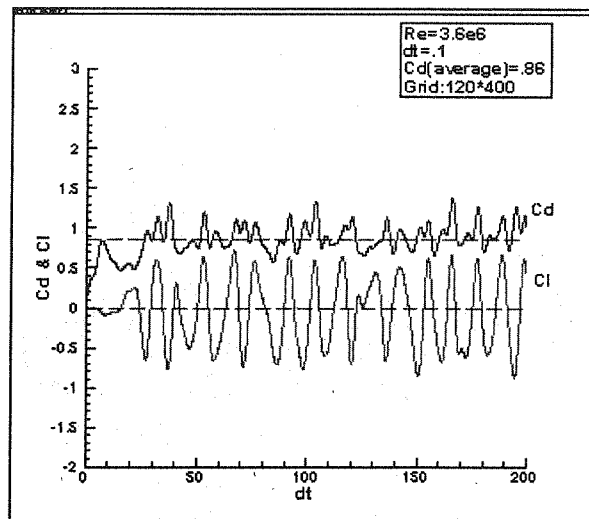
با توجه به نتایج بدست آمده و مقایسه آنها با نتایج تجربی، روش LES در تحلیل جریانهای با رینولدز بالا اهمیت کاربردی خود را نشان می‌دهد. البته از مزایای روش گردابه تصادفی که قابلیت خوبی در توصیف فیزیک جریان دارد نباید چشم پوشی کرد ولی در جریانهای آشفته لزوم مدل اغتشاش بدلیل شبکه‌بندی میدان حل لازم می‌باشد.

در این مقاله همچنین نشان داده شد که روش LES توانایی عمده‌ای را به روش گردابه تصادفی اعمال می‌نماید بطوریکه توصیف میدان سیال بدون اعمال تقریب لایه مرزی در معادلات حاکم انجام می‌شود و این در حالیست که در مدل‌هایی همانند Baldwin - Lomax نه تنها اعمال این تقریب ضروری می‌باشد بلکه اعمال موقعیت نقطه گذر روی سطح (Transition Point) نیز غالباً بر اساس نتایج تجربی موجود، در انجام محاسبات لازم می‌باشد. اما در روش LES محدودیتهای فوق وجود ندارد چرا که معادله حاکم بر جریان سیال بر اساس فیلتر شدن معادله ناویر استوکس به شکل ورتیسیتی بوجود می‌آید و تنها دقت مدل اغتشاش بکار رفته می‌تواند نتایج حاصله را تحت تأثیر قرار دهد. مدل اغتشاش اسماگورینسکی تا حدود بسیار زیادی در ایجاد دقت در محاسبات کافی بنظر می‌رسد چرا که اجزای این مدل بر پایه جریان سیال (نرخ تغییرات تانسور تنش) و ابعاد شبکه بنا نهاده شده است و از اینرو انجام محاسبات با شبکه‌بندی مناسب نتایج قابل قبولی را میدهد.

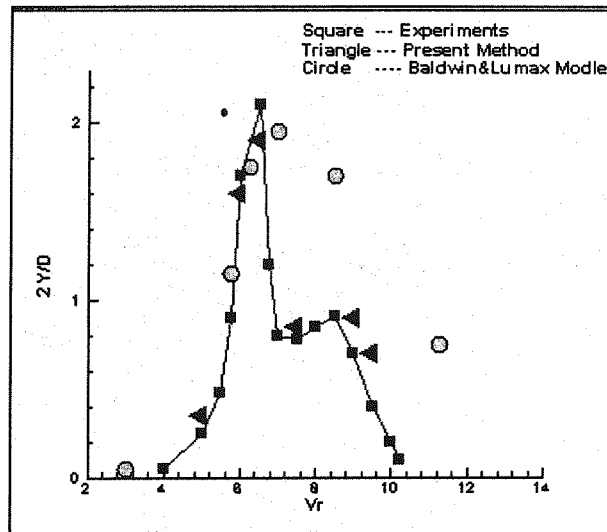
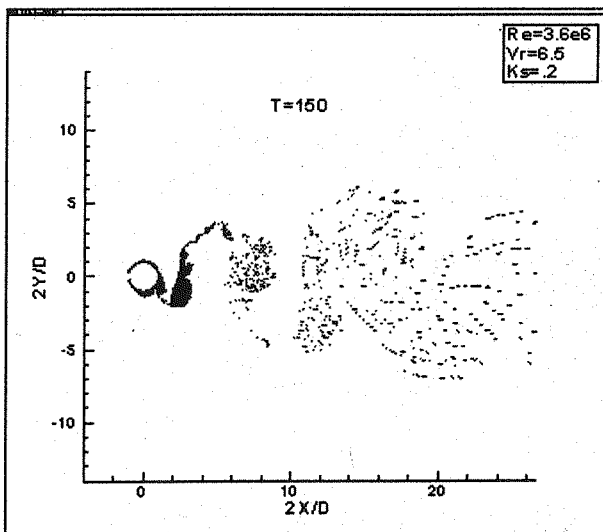
علیرغم استفاده از روش نسبتاً مناسبی که ارائه گردید تطابق کاملاً نزدیکی بین نتایج حاصله و نتایج تجربی بوجود نمی‌آید که ناشی از دو عامل، سه بعدی بودن جریان و خطی فرض کردن اثرات دمپینگ و سختی سازه می‌باشد. صرفنظر کردن از عامل اول در اکثر مسائل کاربردی بدلیل گستردگی میدان حل و محدودیت محاسبات کامپیوتری ضروری است و اعمال عامل دوم نیز بجهت شبیه‌سازی یک سیستم نوسانی هارمونیک می‌باشد و در فیزیک واقعی مسائل نه تنها دمپینگ و سختی سازه غیر خطی می‌باشند بلکه با ایجاد نوسان این دو پارامتر تغییر عمده‌ای را پیدا می‌کنند.



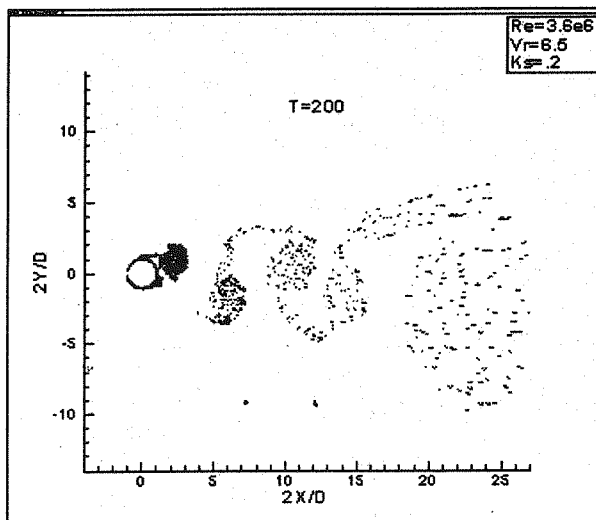
شکل (۵) ضرایب پسا و برا برای سیلندر نوسانی.



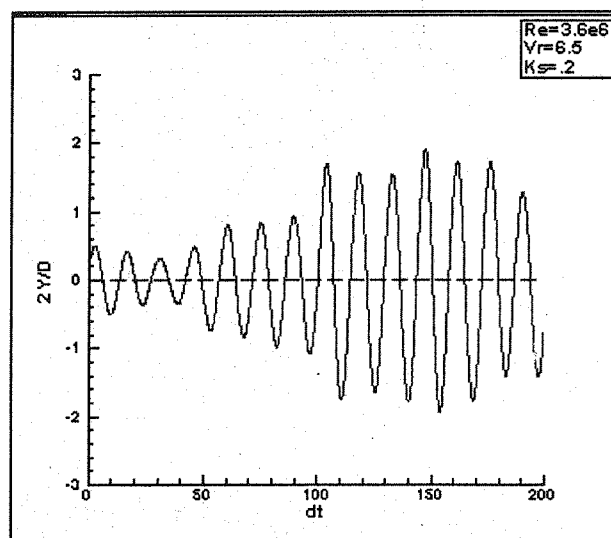
شکل (۲) ضرایب برا و پسا برای سیلندر ثابت، $Re=3.6e6$.



شکل (۳) مقایسه دامنه نوسان سیلندر با نتایج تجربی.



شکل (۶) توصیف حرکت گردابه‌ها در منطقه دنباله سیلندر نوسانی $T=150$ & 200 .



شکل (۴) نمایش تغییرات دامنه نوسان سیلندر، $Vr=6.5$.

- [1] Sarpkaya, T., "Vortex Induced Oscillations" A Selective Review, Journal of Applied Mechanics, Vol. 46, 1979.
- [2] King, R., "A Review of Vortex Shedding Research And Its Application" Ocean Engineering, Vol. 4, No. 3, 1977.
- [3] Ramberg, S.E. & Griffin, O.M., "Hydroelastic Response of Marine Cable And Risers" Int. Sym. on Hydrodynamics in Ocean Engineering Norwegian Inst. of Technology, Trondeim, 1981.
- [4] Skomodal, N.G. & Vada, T., "Numerical Simulation of Vortex Shedding Induced Oscillations of a Circular Cylinder", 1982, A.S Veritas Research, Norway.
- [5] Skomoda, N.G. & Teigen, P. & Vada, T., "Computation of Vortex Induced Vibration And The Effect of Correlation on Circular Cylinders in Oscillatory Flow" Int. Conf. on Offshore Mech. And Arctic Eng., 1989.
- [6] Ian, T. & Marco, V., "Calculation of Flow Field Around a Squar Section Cylinders Undergoing Forced Transverce Oscillation Using a Discrete Vortex Method" Journal of Wind Engineerring And Industrial Aerodynamic, Vol. 82, 1999, PP. 271- 291.
- [7] Zhang, J. & Dalton, C., "Interaction of Vortex Induced Vibration of a Circular Cylinder And Steady Approach Flow at Reynolds Number of 13000" Computer & Fluid, Vol. 25, No. 3, 1996, PP. 283-294.
- [8] Benahmad, M. & Laatar, A.H., "2D large Eddy Simulation of Pollutant Dispersion Around a Covered Roadway" Journal of Wind Engineerring And Idustrial Aerodynamic, Vol. 90, 2002, PP. 617-637.
- [9] Chorin, A.J. & Bernard, P.S., "Discritization of a Vortex Sheet With an Example of RollUp" Journal of Computational Physics" Vol. 13, 1973, PP. 423-429.
- [10] Stansby, P.K. & Dixon, A.G., "Simulation of Flow Around Cylinders by Vortex Scheme" Applied Ocean Research, Vol. 5, 1983, PP. 167-68.
- [11] Smith, P.A. & Stansby, P.K., "Postcritical Flow Around a Circular Cylinder by The Vortex Method" Journal of Fluid And Structure, Vol. 3, 1989, PP. 275-291.
- [12] Huberson, S.G. & Vountsinas, S.G., "Particles And Grid" Computers And Fluids, Vol. 31, 2002, PP. 607-625.
- [13] Love, M.D. & Leslie, D.C., "Studies of Subgrid Modelling with Classical Closurre And Burgers equation" The First International Symposium on Turbulent Shear Layer Flows, 1977.
- [14] Nourazar, S. & Milane, R., "On The Prediction of The LargeScale Structure of a TwoDimensional Spatially Growing Mixing Layer Using The SugridScale Vorticity Model", 1994 ASME Fluids .
- [15] Chunge, J. & Kim, K.S., "Avorticity Velocity Formulation for Solving The TwoDimensional Navier-Stokes Equations" Vol. 25, 1999. PP. 195-216
- [16] Roshko, A., "Experiments on The Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number "Vol. 10, 1960, PP. 345-356.