بررسي عددي جريان غير دائم مغشوش با استفاده از مدلهاي $k-\varepsilon$ خطي و غيرخطي حول ايرفويل $NACA0012$ براى ايرفويل ساكن و تحت نوسان انتقالي

محسن ثقفيان[۱]
استاديار

محمدجواد وفايي رستمي[۲]
كارشناس ارشد

در اين مقاله، جريان تراكم‌ناپذير غيردائم، حول يک ايرفويل ساكن و نوساني در زواياي حمله مختلف، بصورت عددي شبيه‌سازي مي‌شود. در اين كار از روش برهم‌نهادن‌شبكه‌ها (Overset Grids) استفاده مي‌شود. با استفاده از مدلهاي اغتشاشي $k-\varepsilon$ خطي و غيرخطي، معادلات جريان بصورت دوبعدي و تراكم‌ناپذير بر مبناي روش حجم‌محدود حل مي شوند. مدل خطي در حوالي نقطه سكون و ابتداي لايه مرزي روي ايرفويل، اغتشاش بيش از حدي را پيش‌بيني مي‌كند. نتايج بدست آمده براى ايرفويل ساكن با نتايج تجربي وعددي موجود مقايسه شده و توافق نسبتاً خوبي براي ضرائب برا، پسا، ضريب فشار و همچنين تعيين زاويه واماندگي به خصوص در مدل غير خطي وجود دارد. نتايج بدست آمده براى ايرفويل نوسانى با نتايج عددي موجود مقايسه شده و توافق نسبتاً خوبي براي ضرايب برآ و گشتاور وجود دارد. نتايج نشان مي‌هند كه دامنه نوسانات و فركانس‌كاهش‌يافته تاثير زيادي بر ضرايب آيروديناميكي ايرفويل دارند. نوسان انتقالي، زاويه واماندگي را نيز به تاخير مي اندازد.

واژه‌هاي راهنما : برهم‌نهادن شبكه‌ها- مدلهاي اغتشاش- جدايي جريان- واماندگي- نقطه سكون- نوسان انتقالي

۱- مقدمه

بررسي جريان حول ايرفويل‌ها، در روتور هليكوپترها، مانور هواپيماها، تونلهاي باد و توربوماشين‌ها از اهميت زيادي برخوردار است. شبيه‌سازي جريان روي ايرفويل‌ها تا محدوده واماندگي و بعداز آن، همچنان به صورت يک مساله چالش‌برانگيز باقي مانده‌است. بطوريكه براي مشخص كردن رفتار واقعي جريان به نتايج تجربي نياز است. اما از آن جاييكه كارهاي تجربي بويژه در جريانات رينولدز بالا و با هندسه‌هاي پيچيده، بسيار

۱ نويسنده مسئول، استاديار، دانشكده مهندسي مكانيك، دانشگاه صنعتي اصفهان saghafian@cc.iut.ac.ir
۲ كارشناس ارشد، دانشكده مهندسي مكانيك، دانشگاه صنعتي اصفهان

پرهزينه و داراي محدوديت هستند، محققان تلاش خود را معطوف به روش‌هاي عددي كارآمد مي‌كنند تا باصرف هزينه كمتر به نتايج قابل قبول ونزديكتري به نتايج تجربي دست يابند. در اين راه، ابزارهاي محاسباتي، امكان شبيه‌سازي مستقيم عددي[1] (DNS) براي جريان مغشوش را در موارد معدودي فراهم كرده‌اند اما همچنان مشكل هزينه‌هاي محاسباتي، مانع از كاربرد گسترده اين ابزار در شبيه‌سازي‌ها مي‌شود بطوريكه كاربرد آنها به رينولدزهاي پايين و هندسه‌هاي ساده محدود مي‌شود.

پيش‌بيني دقيق واماندگي به پيش‌بيني نقطه جدايي وابسته است. جدايي جريان، توزيع فشار روي سطح مكش را بشدت تغيير مي‌دهد و نيروي برا يا ليفت را محدود مي‌كند. بيشترين خطا در نتايج محاسباتي، به پيش‌بيني نقطه جدايي جريان در زاويه حمله اي كه اين جدايي روي مي‌دهد باز مي‌گردد، چيزيكه كاملاً به مدل شدن درست و صحيح جريان در محدوده بالادست تا نقطه جدايي وابسته مي‌باشد.

جريان غير دائم حول ايرفويلها نيز كاربرد وسيعي كه در انواع سامانه ها همچون هلي‌كوپتر ، ميكروپرنده ها، توربينها و توربوماشين ها دارد. نيروهاي ديناميكي از پره‌هاي هلي‌كوپتر، ملخ هواپيما، توربين‌هاي باد و هواپيماهاي با قابليت بالا با زمان تغيير مي‌يابند و در شرايط مختلف اين نيروها از نيروهاي استاتيكي بمراتب بيشتر مي‌باشند. تئوري آيروديناميک غيردائم براي ايرفويل‌هاي نوساني، در ابتدا به عنوان راهي براي حل مساله فلاتر در هواپيماها مورد توجه قرار گرفت. اين تئوري بعداً بطور گسترده در ديناميک بيو سيال مورد استفاده قرار گرفت زيرا با كمک اين تئوري، حركت رو به جلوي گونه هاي پرندگان، حشرات، حيوانات آبزي توجيه مي‌شد.

بررسي‌هاي اوليه روي ايرفويل‌هاي نوساني توسط گلائرت [۱] انجام شد. اما تحليل دقيق‌تر مساله توسط تئودرسن [۲] صورت گرفت و مبناي بسياري از تحليل هاي آيروديناميكي را با فرضيات جريان غيرلزج تراكم ناپذير و دامنه نوسانات كم براي ايرفويل است.

هرچند در زمينه تعيين ضرايب آيروديناميكي ساكن در جريان پايا در بخش هاي مهندسي با استفاده از روش هاي عددي و تجربي، فعاليت هاي موفقيت آميزي انجام شده است ولي در زمينه آيروديناميک غير دائم و تعيين ضرايب آيروديناميكي در اين حالت نياز به كار بيشتري دارد. از جمله كارهاي تجربي انجام گرفته ميتوان به كار برتون و همكاران [۳] در سال(۱۹۹۷) اشاره نمود كه به بررسي كيفي و كمي فيزيک جريانات جداشونده حول ايرفويل $NACA0012$ در نوسان پيچشي كه پديده واماندگي را تجربه مي‌كند، پرداختند. در سال (۱۹۹۸) پاندا و زمان [٤] به بررسي تجربي يک ايرفويل تحت نوسان پيچشي پرداختند. عدد رينولدز بر مبناي وتر ۲۲۰۰۰ و ٤٤٠٠۰ بوده است .نوسان پيچشي براي مقطع $NACA0012$ بصورت سينوسي اعمال شده است.

به عنوان نمونه هايي از كارهاي عددي مي‌توان به كارهاي تانسر[۵] درسال (۱۹۸٦) اشاره‌كرد. وي به بررسي ميدانهاي جريان غيردائم حول ايرفويل‌هاي نوساني در نوسان پيچشي پرداخته وپديده واماندگي ديناميكي را بررسي نمود. تانسر از يک مدل اغتشاش جبري دو لايه‌اي استفاده كرد. در سال (۱۹۹۷) تانسر [٦] با استفاده ازتكنيک برهم نهادن شبكه‌ها[2] به بررسي يک ايرفويل تحت نوسان انتقالي پرداخت و نتايجش

[1] Direct Numerical Simulation (DNS)
[2] Overset Grid

را با حالت تک شبکه اي مقايسه نمود. تانسر نشان داد که هزينه‌هاي محاسباتي در روش بر هم نهادن شبکه ها کمتر از مورد تک شبکه اي است. وي از مدل اغتشاشي Baldwin-Brath استفاده کرده است. محاسبات در عدد رينولدز $3 * 10^6$ و عدد ماخ ۰/۳ انجام شده است.

در سال (۱۹۹۸) گويلمينو و همکاران[۷] به بررسي واماندگي ديناميکي تحت نوسان پيچشي بر روي چندين مقطع بال از جمله $NACA0012$ پرداختند. آنها مدلهاي اغتشاشي Baldwin-Brath و SST $k-\omega$ را براي مدل کردن اغتشاش بکار بردند. در سال (۱۹۹۹) باراکوس و دريکاکيس[۸] به بررسي جريان مغشوش حول ايرفويل $NACA0015$ تحت نوسان پيچشي پرداختند. مدل اغتشاشي Baldwin-Lomax مورد استفاده قرار گرفته و حالتهاي مختلف واماندگي را بررسي کردند. در سال (۲۰۰۰) تانسر و پلاتزر [۹] جريان روي يک ايرفويل با نوسان همزمان پيچشي و انتقالي را مورد بررسي قرار دادند. آنها نحوه شکل گيري گردابه ها و جدايي جريان را مورد مطالعه قرار دادند. تانسر و پلاتزر از يک شبکه متحرک و مدل اغتشاشي ساده جبري Baldwin-Lomax استفاده نمودند.

در سال (۲۰۰۳) نيز، اکبري و پرايس[۱۰] با استفاده از روش ورتکس به شبيه‌سازي واماندگي ديناميکي در نوسان پيچشي پرداختند. آنها در اين کار اثرات چندين پارامتر مانند فرکانس‌کاهشي، عدد رينولدز و زاويه برخورد را مورد بررسي قرار دادند. روش ورتکس به منظور حل معادلات ناويراستوکس در فرم تابع جريان-ورتيسيتي بکارگرفته مي‌شود نتايج آنان نشان مي‌دهد که فرکانس‌کاهشي، تاثير زيادي روي ميدان جريان نسبت به بقية پارامترها دارد. در سال (۲۰۰٤) او (Oo) و همکارانش[۱۱] ساختار گردابه ها و دنباله جريان را حول يک ايرفويل نوساني بصورت تجربي مورد مطالعه قرار دادند. عدد Re در آزمايشهاي آنها ۱۰۰۰ بوده و در کار خود اشاره اي به ضرائب نيرو نکرده اند.

در اين مقاله، ابتدا جريان تراکم‌ناپذير دوبعدي غيردائم، حول يک ايرفويل متقارن $NACA0012$ در حالت ساکن در سه عدد رينولدز $7*10^5$، $1*10^6$، $3*10^6$ و با استفاده از روش برهم‌نهادن‌شبکه‌ها، شبيه‌سازي مي‌شود. براي مدل‌کردن اغتشاش، مدلهاي $k-\varepsilon$ رينولدز پايين خطي و غيرخطي بکار گرفته مي‌شوند. اين مدلها عبارتند از مدل خطی لاندر- شارما[1] (LS) [۱۲] و مدل های غيرخطي کرافت- لاندر- سوگا[2] (CLS)[۱۳] و لين- چن- لشنر[3] (LCL) [۱۴]. در کار حاضر براي اولين بار مدلهاي اغتشاشي غير خطي با روش بر هم نهادن شبکه ها براي بررسي جريان تراکم ناپذير بکار گرفته مي شود. اگرچه داده‌هاي تجربي در دسترس براي مشخصه هاي آيروديناميکي، اندازه گيري‌هاي گرگوري[۱۵]مي‌باشد، اما به کارهاي تجربي ديگري مانند ابوت [۱۶] و ميچوز [۱۷] و شلدا [۱۸] نيز می‌توان اشاره کرد که در اين مقاله از همه آنها براي مقايسه استفاده شده است. نتايج عددي ميلاس [۱۹] نيز براي مقايسه ضرائب برا، پسا يا درگ و ضريب فشار مورد استفاده قرار گرفته است. در قسمت بعدی، جريان تراکم‌ناپذير دوبعدي غيردائم، حول يک ايرفويل متقارن $NACA0012$ تحت نوسان انتقالي در عدد رينولدز $3 * 10^6$ شبيه‌سازي مي‌شود. با بررسي کارهاي انجام شده قبلي به نظر ميرسد که مدل اغتشاشی غير خطي تا کنون در تحليل چنين مسئله اي مورد

[1] Launder-Sharma (LS)
[2] Crafr-Launder-Suga (CLS)
[3] Lien-Chen- Leschziner(LCL)

استفاده قرار نگرفته است. کد CFD توسعه يافته در اين پژوهش را که از روش بـرهـمنهـادنشـبکه‌هـا بهـره ميبرد، اکنون ميتوان براي بررسي جريان حول چند ايرفويل يا ايرفويلهاي مرکب و همينطور متحرک نسـبت به يکديگر بکار گرفت.

۲- معادلات حاکم بر جريان و مدلهاي اغتشاشي

معادلات متوسط گيري شده نوير-استوکس حاکم بر جريان تراکم ناپذير ناپايا بصورت زير است:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (۱)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j}\right) \quad (۲)$$

در روابط فوق P فشار، ρ چگالي و U_i سـرعت جريـان متوسـط مـيباشـند. $-\overline{u_i u_j}$ جمـلات تـنش رينولـدز هستندکه بايد مدل شوند. در کار حاضر بـراي جمـلات تـنش رينولـدز، از مـدلهاي $k-\varepsilon$ خطـي و غيرخطـي استفاده شده است.

۲-۱- مدل خطيLS

رابطه تنش با کرنش به صورت زير تعريف ميشود:

$$\overline{u_i u_j} = -2\nu_t S_{ij} + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (۳)$$

δ_{ij} دلتاي کرونکر و S_{ij} تانسور کرنش متوسط (رابطه(۱۱)) است. ν_t لزجت سينماتيکي اغتشاشي است که به صورت زير تعريف مي شود:

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\bar{\varepsilon}} \quad (۴)$$

ضرائب C_μ و f_μ درجدول(۱) معرفي شده‌اند. k انرژي جنبشي اغتشاش و $\bar{\varepsilon}$ جزء همگن نرخ استهلاک ε است. معادلات انتقال براي k و ε بصورت زير هستند:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + P^k - \varepsilon \quad (۵)$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j}\right) + C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\bar{\varepsilon}}{k} P^k - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\bar{\varepsilon}}{k} + E \quad (۶)$$

E در جدول (۱) تعريف مي‌شود. همچنين P^k نرخ توليد انرژي جنبشي اغتشاش است که بصورت زير تعريف مي‌شود:

$$P^k = -\overline{u_i u_j}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (۷)$$

با استفاده از فرضيه بوزينسک (معادله (۳)) رابطه فوق بصورت زير درمي‌آيد:

$$P^k = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \tag{8}$$

همچنین اجزاء همگن و غیر همگن نرخ استهلاک، طبق رابطه زیر به هم مربوط میشوند:

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} + D \tag{9}$$

۲-۲- مدلهاي غيرخطيCLS وLCL

در مدلهاي غيرخطي، رابطه تنش با کرنش و ورتيسيتی با در نظر گرفتن جملات مرتبه دوم و سوم، به شـکل توسط کرافت و همکاران (۱۹۹۶) ارائه شده است.

$$\begin{aligned} \overline{u_i u_j} &= \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2 C_\mu f_\mu \frac{k}{\bar{\varepsilon}} S_{ij} \\ &+ c_1 \frac{k^3}{\bar{\varepsilon}^2} \left(S_{ik} S_{jk} - \frac{1}{3} S_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + c_2 \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\bar{\varepsilon}^2} \left(S_{ik} \Omega_{jk} + S_{jk} \Omega_{ik} \right) + c_3 \frac{k^3}{\bar{\varepsilon}^2} \left(\Omega_{ik} \Omega_{ik} - \frac{1}{3} \Omega_{kl} \Omega kl \delta_{ij} \right) \\ &+ c_4 \frac{k^4}{\bar{\varepsilon}^2} \left(S_{ik} \Omega_{jl} + S_{ik} \Omega_{jl} \right) S_{kl} + c_5 \frac{k^4}{\bar{\varepsilon}^3} \left(\Omega_{ik} \Omega_{kl} S_{lj} + \Omega_{jk} \Omega_{kl} S_{li} - \frac{2}{3} \Omega_{kl} S_{lm} \Omega_{mk} \delta_{ij} \right) \\ &+ c_6 \frac{k^4}{\bar{\varepsilon}^3} S_{kl} S_{kl} S_{ij} + c_7 \frac{k^4}{\bar{\varepsilon}^3} \Omega_{kl} \Omega_{kl} S_{ij} \end{aligned} \tag{10}$$

تانسورهاي کرنش و ورتيسيتي متوسط به صورت زير بيان ميشوند:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \tag{11}$$

جدول(۱) ضرائب وجملات را براي مدل خطي LS و دو مدل غيرخطي CLS و LCL ارائه ميکند.

۳- روش حل عددي

در کار حاضر، روش حل براي گسسته سازي ميدان جريان، بر مبناي روش حجم محدود بـوده و از الگـوريتم تصحيح فشار سيمپل- سي[1] براي حل ميدان جريان استفاده ميشود. روش کوئيک[2] براي محاسـبه جمـلات جابجائي و روش کرانک نيکلسون[3] براي محاسبه تغييرات زماني مورد استفاده قرار ميگيرند. بـراي ممانعـت از نوسان عددي و غيرفيزيکي در ميدان فشار و سرعت، از روش راي- چو[4] استفاده شـدهاسـت. همچنـين در معادلات k و ε روش هيبريد[5] بمنظور اجتناب از ناپايداري عددي به کار گرفته شدهاست.

[1] SIMPLEC
[2] QUICK
[3] Crank-Nicolson
[4] Rhi-Chow
[5] Hybrid

۳-۱- روش برهم‌نهادن شبكه‌ها

در روش برهم‌نهادن شبكه‌ها، از يك شبكه اصلي(معمولاً يك شبكه ساده مستطيلي) و تعدادي شبكه فرعي منطبق بر بدنه، استفاده مي‌شود. اين شبكه‌ها با يك روش مناسب، بايستي امكان انتقال اطلاعات بين يكديگر را داشته‌باشند. معادلات جريان در شبكه‌هاي اصلي و فرعي، جداگانه حل و اطلاعات بدست آمده درنقاط خاصي با ميانيابي بين شبكه‌هاي اصلي و فرعي مبادله مي‌شوند.

در كار حاضر، از يك شبكه اصلي نوع H و يك شبكه فرعي منطبق بر بدنه نوع C استفاده شده‌است(شكل (۱)). نقاطي از شبكه اصلي كه در آن ايرفويل واقع شده‌است، بعنوان جسم صلب در نظر گرفته مي‌شوند و نقاط خالي[1] نام دارند. نتايج بدست آمده در شبكه فرعی، با ميانيابی به نقاط مجاور جسم در شبكه اصلی منتقل می‌شود. اين نقاط از شبكه اصلي كه نتايج حل مساله در شبكه فرعي را دريافت مي‌كنند، نقاط پر[2] ناميده مي‌شوند. از طرفي ديگر، شبكه فرعي نيز در هر گام زماني، اطلاعات مورد نياز خود را از طريق نقاط روي مرز بيروني خود(كه آنها را پر مي ناميم) با ميانيابي از شبكه اصلي دريافت مي‌كنند. واضح است يك الگوريتم سريع و ساده بايد براي جايابي نقاط پر يك شبكه در شبكه ديگر و ميانيابي اطلاعات مورد استفاده قرارگيرد. در هر گام زماني، شبكه اصلي و شبكه فرعي در يك حلقه تكرار كه شامل فرآيند جستجوي نقاط و انتقال اطلاعات قبل و بعد از حل هر شبكه نيز هست، حل مي‌شوند.

روش برهم‌نهادن شبكه‌ها، حل جريان را براي آرايش هاي مختلفي از اجسام در كنار يگديگر، اجسام متحرك و اجسام با هندسه‌هاي بسيار پيچيده، ميسر مي‌كند. بخش قابل توجهي از ايده روش برهم‌نهادن شبكه‌ها و الگوريتم جستجوي بكارگرفته‌شده در اين مقاله، توسط نيرشل و همكاران [۲۰] و تانسر و همكاران [۶] بيان شده‌است.

۳-۲- شرايط مرزي

در شبكه اصلي در مرز ورودي، مقدار سرعت ورودي، انرژي جنبشي اغتشاش و نرخ استهلاک و همچنين نسبت لزجت گردابه به لزجت مولكولي، مشخص مي‌شود. براي مرز خروجي، شرط مرزي جابجايي براي هر پارامتر در حال حل، اعمال مي‌شود. همچنين براي نقاطي از شبكه اصلي كه در نزديكي سطح ايرفويل قرار دارند(نقاط پر شبكه اصلي)، مقادير سرعت، انرژي جنبشي اغتشاش و نرخ استهلاك، با ميان‌يابي از نقاط مجاور در شبكه فرعي بدست مي‌آيند.

در شبكه فرعي، از شرط عدم لغزش بر روي سطح جسم استفاده مي‌شود. انرژي جنبشي اغتشاش در روي سطح صفر و براي و نرخ استهلاک نيز از شرط نيومن استفاده ميشود. همچنين مقادير موجود بر روي مرز خارجي شبكه فرعي (نقاط پر شبكه فرعي)كه توسط ميان‌يابي از گره‌هاي مجاور آن در شبكه اصلي بدست‌آمده‌اند را به عنوان شرط مرزي خارجي اين شبكه استفاده مي‌كنيم.

برای بررسی جريان حول ايرفويل $NACA0012$ تحت نوسان انتقالي، نوسان عمودي ايرفويل بر حسب زمان t بصورت تابع $h=-0.1Cos(\omega t)$ در نظرگرفته شده‌است كه ω فركانس نوسان ايرفويل مي‌باشد. عدد

---
[1] Hole points
[2] Fringe points

رينولدز بر مبناي وتر ايرفويل ۳*۱۰[٦] بوده و نوسان ايرفويـل تحـت زوايـاي حملـه ۰، ۱۰، ۱۷، ۲۰ و۲۲ درجـه (منظور زاويه وتر نسبت به جريان دوردست است) مورد بررسي قرار ميگيرد. قابـل ذكـر اسـت كـه فركـانس نوسان ايرفويل با عدد بدون بعد فركانس‌كاهش‌يافته بيان ميشود كه عبارت اسـت از $k=\omega c/2U_\infty$ كـه c وتر ايرفويل و U_∞ سرعت جريان دوردست است. همچنين با توجه به استفاده از روش برهم‌نهـادن شـبكه‌هـا براي نوسان انتقالي ايرفويل به شبكه فرعي نوسان انتقالي اعمال ميشود. بنا بر اين شبكه فرعي و دينـاميكي در شبكه اصلي يا استاتيكي بصورت تـابع داده شـده فـوق نوسـان ميكنـد. اثـرات شـتاب خطـي در دسـتگاه غيراينرسيال مربوط به شبكه فرعي به صورت جمله چشمه در معادلات ناوير- استوكس وارد ميشود.

$$\vec{a}=\frac{d^2\vec{h}}{dt^2} \qquad (12)$$

كه در رابطه فوق $\vec{h}$ بردار جابجايي است.

۴- نتايج

۴-۱- ايرفويل ساكن

در اين بخش، نتايج حل عددي براي جريان تراكم‌ناپذير دو بعدي و مغشوش حول یک ايرفويـل $NACA0012$ در حالت ساكن و در سه عددرينولدز ۱۰[۵]*۱، ۷۰،۱۰[٦]*۱ و ۱۰[٦]*۳ ارائه ميشود. ضرايب آيروديناميكـي بـرا و پسـا، ضريب فشار روي سطوح ايرفويل، كانتورهاي انـرژي جنبشـي اغتشـاش و نسـبت لزجـت گردابـه بـه لزجـت مولكولي، تغييرات زمانی ضرائب نيرو در زاويه واماندگی و بعـد از آن، اثـر وامانـدگی روی ضـريب فشـار و در نهايت الگوهاي جريان در زوايای قبل و بعد از واماندگي مورد بررسي قرار ميگيرد.

در ابتدا، مطالعه اثر شبكه بمنظور عدم وابستگي حل به تعداد نقاط شـبكه، صـورت گرفتـه اسـت كـه بـا مقايسه نتايج براي مقادير برا و پسا، در نهايت براي شبكه اصلي، از يـك شـبكه بـا انـدازه ۱۲۲*۱۴۲ و بـراي شبكه فرعي، از يك شبكه با اندازه ۸۲*۱۰۲ استفاده شده‌است. .قابل ذكر است كه ايـن مطالعـه صـرفاً بـرای شبکه فرعی صورت گرفته‌است. مقادير ضرائب نيروی برا و پسا در عدد رينولدز ۱۰[٦]*۱ و زاويه حمله ۱۲ درجه مقايسه شده‌اند كه در جدول(۲) مشاهده می‌كنيد.

در شكل (۲)، مقادير ضرايب نيروي برا و پسا به ازاي زواياي حمله مختلف ايرفويل درعدد رينولدز ۱۰[٦]*۳ با نتايج تجربي گرگوري [۱۵] ، ابوت [۱۶] ، ميچوز [۱۷] ، شلدا [۱۸] و همچنين نتايج عددي ميلاس [۱۹] مقايسه شده‌است. همانطوركه مشاهده ميشود براي زواياي كمتر از ۱۰ درجه، نتايج تجربي و عددي بسيار به هم نزديك هستند اما با افزايش زاويه حمله، اختلاف بين مقاديرآشكار مـي‌شـود. در كـار حاضـر، مـدل‌هـاي غيرخطيCLS و LCL نسبت به مدل خطيLS ، واماندگي را حدوداً یک درجه زودتر پـيش‌بينـي مـي‌كننـد. نكته قابل توجه آنست كه مدل خطيLS ، تغييرات سريع ناحيه واماندگي را نسبت به مدل هاي غيرخطـي و نتايج ديگر، هموارتر پيش‌بيني مي‌كند. عدم پيش‌بيني تغييرات ناگهاني ضرائب نيرو ناشی از واماندگی، بـرای مدل‌های خطي $k-\varepsilon$، توسط ريزتا[۲۱] هم گزارش شده‌است. شكل (۳)، ضرايب برا و پسا را بر حسب زاويه حمله در سه عدد رينولدز مختلف و براي مدل غيرخطی CLS نشان مي‌دهد. با افزايش عـدد رينولـدز، زاويـه حمله واماندگي به دليل تقويت مومنتوم جريان درلايه مرزي درمقابـل گراديـان فشـار نـامطلوب، بـه تـأخير

مي‌افتد. بنابراين در عدد رينولدز بالاتر، با افزايش زاويه حمله، به مقادير بالاتري براي ضريب نيروي برا مي توان دست يافت كه در نمودار بخوبي نمايان است. شكل (۴)، نمودار ضريب فشار را روي سطوح بالا و پائين ايرفويل براي مدلCLS درعدد رينولدز $۳*۱۰^{6}$ وزاويه حمله۱۲ درجه و در مقايسه با نتايج گرگوري و ميلاس نشان مي‌دهد. همانطوركه مشاهده مي‌شود مدلCLS ، ضريب فشار را در لبه حمله ايرفويل بيشتر از نتايج تجربي و عددي موجود پيش‌بيني مي‌كند اما به غير از لبه حمله ايرفويل، توافق خوبي با نتايج مذكور وجود دارد. در شكل (۵)، نتايج بدست آمده با مدلهاي خطي و غيرخطي براي ضريب فشار با يكديگر مقايسه شده است. به استثناي لبه حمله ايرفويل، تفاوت قابل توجهي درتوزيع ضريب فشار بين سه مدل ديده نمي‌شود.

در شكل (۶)، كانتورهاي انرژي جنبشي اغتشاش و نسبت لزجت گردابه به لزجت مولكولي، نشان داده شده‌است. همانطور كه مشاهده مي‌شود مدل خطيLS ، انرژي جنبشي اغتشاش(k) و نسبت لزجت گردابه به لزجت مولكولي(μ_t / μ) را درناحيه سكون[1] بسيار زياد و غيرفيزيكي پيش‌بيني مي‌كند. اين مساله، به علت توليد انرژي جنبشي اغتشاش بواسطه كرنش غيرچرخشي بوده و نتايج غيرفيزيكي و نادرستي را به دنبال دارد. سرايت اين اغتشاش غيرفيزيكي به داخل لايه مرزي، پيش‌بيني ناحيه جدايي و در نتيجه ضرائب نيرو را تحت تاثير قرار مي‌دهد. به همين دليل k و در نتيجه μ_t / μ بطور قابل توجهي دريک باند وسيعي در دنباله، پخش مي‌شوند. با استفاده از مدل‌هاي غيرخطي، اغتشاش شديد و غيرفيزيكي در حوالي نقطه سكون مشاهده نمي‌شود.

۴-۱-۱- بررسی واماندگی جریان

شكل (۷)، نحوه تغييرات زماني ضرايب برا و پسا را براي سه مدل درعدد رينولدز $۱*۱۰^{6}$ و زاويه حمله ۱۶ (وقوع واماندگی) نشان مي‌دهد. در مدل خطي، به دليل پيش‌بيني بيش از حد اغتشاش و لزجت گردابه در لايه مرزي، زاويه جدايي به تعويق مي‌افتد. لذا نمودار ضرايب برا و پسا بعد از چند گام زماني بصورت كاملاً هموار درمي‌آيند. در واقع پيش‌بيني مقدار زياد براي μ_t در يک جريان، باعث تقويت لايه مرزي مغشوش شده و در نتيجه جدايي جريان و سپس واماندگي منتج از آن به تأخير مي‌افتد. در مدلهاي غيرخطي با اضافه كردن ترمهاي غيرخطي به رابطه لزجت گردابه بوزينسک و كاهش k و در نتيجه μ_t درجاهاييكه نرخ كرنش متوسط جريان زياد است، مقدار كمتري براي μ_t در مقايسه با مدل خطي، پيش‌بيني مي‌شود. كمتر بودن شدت اغتشاش در لايه مرزی با مدلهای غيرخطی باعث مي‌شود كه جدایی جريان و پديده واماندگي زودتر اتفاق بيافتد. از طرفي هنگامي كه واماندگي اتفاق مي‌افتد، پديده ريزش ورتكس(كه نتيجه مستقيم واماندگي است) سبب تغييرات شديد در ضريب فشار و در نتيجه در ضرايب برا و پسا مي‌شود. اين پديده، ماهيتي نوساني با فركانس و دامنه مشخص دارد، لذا نمودارهاي ضرايب برا و پسا نيز نوساني تكرارپذير، خواهندبود. البته قابل ذكر است كه با افزايش زاويه حمله، نوسانات تكرارپذير نخواهد بود. شكل(۸)، تغييرات زماني برا و پسا را با زمان براي سه مدل درعدد رينولدز$۱*۱۰^{6}$ و زاويه حمله ۲۰ درجه(بعد از واماندگی) نشان مي‌دهد. همانطوريكه مشاهده مي‌شود مدل LS، دامنه نوسانات خیلی‌كمتری را نسبت به دو مدل دیگر پیش‌بینی

[1] Stagnation Region

می‌کند (این امر بدلیل درنظرگرفتن مقدار غیرفیزیکی زیاد برای لزجت اغتشاش است که باعث استهلاک نوسانات در جریان می‌شود). مدل CLS یک نوسان غیرهارمونیک را نشان می‌دهد در حالیکه مدل LCL نوساناتی هارمونیک را پیش‌بینی می‌کند. این مسئله میتواند به علت پیش بيني لزجت اغتشاشی بیشتر مدل LCL نسبت به مدل CLS باشد. البته این تفاوت در کانتورهای μ_t/μ زیاد محسوس نیست ولی در اینجا بخوبی نمایان می‌گردد.

شکل (۹)، اثر واماندگي را روي ضريب فشار بر روي سطوح ايرفويل نشان مي‌دهد. همانطورکه مشاهده مي‌شود با افزایش زاویه حمله از ۱۴ به ۱۶ درجه، چون هنوز واماندگی اتفاق نیفتاده است، افزایش مقدار ضریب فشار را (بخصوص در لبه ورودی) خواهیم داشت. اما زمانیکه زاویه حمله به ۲۰ درجه می‌رسد، بدلیل وقوع واماندگی، مقدار ضریب فشار در لبه حمله به شدت افت مي‌کند. البته درلبه فرار اندکی افزایش نیز مشاهده می‌شود. درنهایت، افت در لبه ورودی و افزایش در لبه فرار، کاهش در مقادیر ضریب برا و افزایش در مقادیر ضریب پسا را نسبت به زوایای قبل از وقوع واماندگی، نتیجه می‌دهد.

۴-۱-۲- بررسی الگوهای جریان قبل و بعد از واماندگی

در شکل (۱۰) خطوط جريان براي مدل CLS در دو عدد رینولدز $1*10^6$ و در زوايای ۱۴ تا ۲۵ درجه در یک زمان مشخص نشان داده شده‌است. همانطور که مشاهده مي‌شود درزاويه حمله ۱۴ درجه، یک ورتکس بسیار کوچک شکل‌گرفته است و با افزایش زاویه حمله، این ورتکس در امتداد سطح ایرفویل به سمت لبه حمله، جابجا شده و علاوه بر آن بزرگ و بزرگتر نیز مي‌شود. قابل ذکر است که این ورتکس، يك ورتکس ساعتگرد است. هنگامي که زاويه حمله به ۱۶ درجه مي‌رسد، یک ورتکس پادساعتگرد نیز در لبه فرار شکل می‌گیرد و این زاویه حمله، زاويه حمله‌اي است که واماندگي در آن رخ مي‌دهد. در ادامه با افزایش زاویه حمله، ورتکس ساعتگرد بزرگتر شده و ورتکس پاد ساعتگرد ديگري در لبه فرار شکل مي‌گيرد که با افزایش زاویه حمله، آن هم بزرگتر مي‌شود و اين فرايند ادامه مي‌يابد.

شکل (۱۱)، کانتورهاي خطوط جريان، انرژي جنبشي اغتشاش و ورتيسيتي را براي مدلCLS وLS درعدد رینولدز $1*10^6$ و زاويه حمله ۲۰ درجه در يك سيكل كامل از ريزش ورتكس‌ها(كه منجر به یک نوسان کامل در ضرائب نیرو می‌شود) را نشان مي‌دهد. با استفاده از نمودار تغییرات زماني ضرايب برا و پسا، دوره تناوب(T) ريزش ورتكس بدست آمده و کانتورهاي فوق در يك سيكل كامل از ريزش ورتكس با افزایش زماني 0.25T ارائه شده‌است. در اينجا چگونگي روند ريزش ورتكس براي مدل CLS شرح داده مي‌شود.

با توجه به شکل(۱۱)، در 0.0T در روي سطح مكش ايرفويل دو ورتكس ساعتگرد(به ترتیب از لبه ورودي ايرفويل، ورتكس ساعتگرد اول و ورتكس ساعتگرد دوم) و يك ورتكس پادساعتگرد(ورتكس پاد ساعتگرد اول)مشاهده مي‌شود. با افزايش زماني 0.25T ، ورتكس ساعتگرد دوم به دنباله ريزش مي‌كند. در همين حين ورتكس اول، بزرگترشده و به لبه فرار نزديكتر مي‌شود.

در0.5T ، با رشد بيشتر ورتكس اول و حركت به سمت لبه فرار، ورتكس پاد ساعتگرد اول به سمت دنباله رانده و تقريباً از سطح ايرفويل جدا مي‌شود. در 0.75T ، ورتكس اول(به دليل رشد ورتكس ديگري در لبه ورودي) كاملاً به لبه فرار مي‌رسد و ورتكس پادساعتگرد اول را كاملاً در دنباله قرار مي‌دهد. در 1.0T، نيز

ورتكس ساعتگرد اول در معرض ريزش به دنباله قرار مي‌گيرد و اين فرآيند ادامه مي‌يابد. همچنين با توجه به كانتور انرژي جنبشي اغتشاش ، همانطوركه مشاهده مي‌شود مدلCLS بيشترين مقدار بـراي k را در دنبالـه ايرفويل نشان مي‌دهد بطوريكه مدل LS عـلاوه بـر دنبالـه، در محـدوده لبـه ورودي نيـز بيشـترين مقـدار را پيش‌بيني مي‌كند كه اين امر در شكل (۶) نيز ديده می‌شود.

در شكل (۱۲)، متوسط‌گيري شده كانتورهاي انرژي جنبشي اغتشاش و خطوط جريان ارائه مـي‌شـود. در اينجا متوسط‌گيري براي ۱۰۰۰۰ گام زماني صورت گرفته است كه اين، بخاطر حذف اثرات نقـاط شـروعي و پاياني از سيكل ريزش ورتكس است. در هر سه مدل در جريان متوسط تنها دو ورتكس مشاهده مي‌شود كـه يكي ساعتگرد و ديگري پادساعتگرد است. البته اين نكته قابل توجه است كـه ورتكـس‌هـاي سـاعتگرد در دو مدل CLS و LCL در قسمت جلوي خـود(نزديـك لبـه ورودي) داراي كشـيدگي بيشـتري بـوده و ورتكـس ساعتگرد ديگري در حال شكل‌گيري است بطوريكه مدل LS آنرا نشان نمي‌دهـد. بـه نظرمـي‌رسـد ايـن امـر بدليل آنست كه در مدل LS بدليل پيش‌بيني زياد برای انرژي جنبشي اغتشاش و در نتيجـه لزجـت گردابـه، در محدوده سكون و انتقال آن در مسـير جريـان، ورتكـس كوچـك نزديـك لبـه ورودي را(كـه در مـدلهاي CLSوLCL ديده مي‌شود) مستهلك كرده و حذف مي‌كند.

۴-۲- ايرفويل با نوسان انتقالي

در اين قسمت جريان حول ايرفويل نوساني (عمودي) بـا زاويـه حملـه ثابـت (زاويـه وتـر نسـبت بـه جريـان دوردست) بررسي ميشود.

در شكل (۱۳)، معادله حركت انتقالي ايرفويل، سرعت، شتاب و زاويه منـتج از حركـت بـه همـراه ضـريب نيروي برا نشان داده مي‌شود. در اين نمودار از ضرايب نيروي برا براي ايرفويـل در زاويـه حملـه صـفر درجـه (زاويه وتر نسبت به جريان دوردست) استفاده شده‌است. همانطوركه مشاهده مي‌شود در لحظـه‌اي كـه زاويـه حمله موثر منتج از حركت ماكزيمم است، ضريب نيروي برا بيشترين مقدار را دارد كه در همين لحظه مقـدار سرعت نيز ماكزيمم است.

شكل (۱۴)، نتايج كار اخير را با دو مدل CLS وLS در مقايسه با نتايج مرجع [۱۷] در زوايه حملـه صـفر درجه و فركانس‌كاهش‌يافته $k = \omega c/2U_{\infty} = 0.5$ نشان مي‌دهد. همانطوركه مشاهده مي‌شود توافق نسـبتاً خوبي بين مقادير براي ضريب نيروي برا و ضريب گشتاور وجود دارد. با توجه بـه نمـودار ضـريب نيـروي بـرا مي‌توان گفت كه نوسان ايرفويل تحت یک تابع انتقالي، سبب شده كه مقدار ضريب برا حول مقدار آن كـه در حالت سكون حدوداً صفر است، نوسان كند. بطوريكه تحت اين نوسان به مقادير۰/۳۴ ± مي‌رسد. اين امـر بـه اين علت است كه در حركت انتقالي ايرفويل به سمت بالا، بدليل اثرات ظاهري جرم و اينرسي سيال، جريـان لايه مرزي در سطح بالايي ايرفويل چسبندگي بيشتري دارد. در نتيجـه جـدايش ديرتـر (زاويـه حملـه مـوثر بزرگتر) اتفاق افتاده و واماندگي به تاخير مي‌افتد. به همين دليل با حركت رو به بالا (كه باعث افـزايش زاويـه حمله موثر مي‌شود) به مقادير بالاتري نسبت به حالت ساكن مي‌توان دست يافت. در مقابل، در حركت رو بـه پايين ايرفويل، با جدايش زودهنگام به مقاديركمتري نسبت به حالت ساكن مي‌توان دست يافت.

شكل (۱۵)، تغییرات ضریب نیروي برا را با زاویه حمله (α)، براي ایرفویل تحت نوسان انتقالي در مقایسه با ایرفویل ساکن در عدد رینولدز ۳*۱۰^{۶} ارائه ميدهد. نتایج ارئه شده براي ایرفویل نوساني در فرکانس‌کاهشي ۰/۵ و دامنه نوساني ۰/۱ است. این شکل مقادیر ماکزیمم، متوسط و مینیموم را براي ضریب نیروي برآ در زوایاي حمله گوناگون (زاویه وتر نسبت به جریان دوردست) نشان ميدهد. با مقایسه ضریب نیروي برآي متوسط براي ایرفویل نوساني و ایرفویل ساکن، مشاهده ميشود که نوسان ایرفویل سبب تاخیر در واماندگي جریان شده‌است. حرکت نوساني ایرفویل حدودا یک درجه زاویه واماندگي را به تاخیر انداخته و نوع واماندگي را از نوع ناگهاني به نوع تدریجي تبدیل کرده است. قابل ذکر است واماندگي ایرفویل را در حالت نوساني واماندگي دینامیکي ميگویند.

شكل (۱۶)، اثر فرکانس‌کاهش‌یافته را بر ضرایب نیرو وگشتاور نشان ميدهد. در این بررسي از پنج فرکانس‌کاهش‌یافتة ۰/۰۲۵ ، ۰/۰۵ ، ۰/۱۲۵ ، ۰/۲۵ و۰/۵۰ استفاده شده‌است. با توجه به شکل ملاحظه میشود که در فرکانس‌کاهش یافته ۰/۰۲۵ ضرایب نیرو و گشتاور تغییرات زماني اندکي دارند و اثرات غیردائم ناچیز است و گویاي یک شرایط شبه دائم ميباشد. با افزایش فرکانس‌کاهش‌یافته، اثرات غیردائم دیگر ناچیز نیست. تحت این شرایط هم فرکانس و هم دامنه ضرائب نیرو افزایش ميیابد.

شكل (۱۷)، اثر دامنه حرکت انتقالي ایرفویل بر روي ضریب نیرو و گشتاور بررسي شده‌است. نتایج درزاویه حمله صفر درجه، فرکانس‌کاهشي۰/۵۰ و در سه دامنه ۰/۰۵ ، ۰/۱ و ۰/۱۵ با یکدیگر مقایسه شده‌است. همانطورکه مشاهده ميشود با افزایش دامنه، مقادیر ماکزیمم و مینیموم براي ضرایب نیرو وگشتاور افزایش ميیابد. بنابراین از شکل (۱۶) و (۱۷)، ميتوان نتیجه‌گرفت که اولا، اثر افزایش دامنه نوسان، نسبت به فرکانس نوسان، بیشتر است و دوما، مقادیر ضرایب نیرو و گشتاور تابع فرکانس‌کاهش یافته و دامنه حرکت انتقالي ایرفویل نیز هستند. در مورد ایرفویل نوساني، زاویه حمله تنها عامل تعیین کننده ضرائب نیرو نیست.

شکل‌هاي (۱۸) و (۱۹) و (۲۰)، تغییرات زماني ضرایب نیرو وگشتاور را براي سه زاویه حمله ۱۰، ۱۷و۲۲ درجه، فرکانس‌کاهشي ۰/۵ و دامنه نوساني۰/۱۰ ارائه ميکنند. همانطورکه در بخش مربوط به ایرفویل ساکن ملاحظه شد، براي زاویه حمله ۲۲ درجه، اختلاف زیادي در پیش‌بیني مقادیر بین دو مدل LS وCLS وجود دارد اما در اینجا تفاوت چشمگیري ملاحظه نميشود.

شکل (۲۱) خطوط جریان، کانتور انرژي جنبشي اغتشاش و ورتیسیتي را در زاویه حمله ۲۰ درجه براي دو مدل LS نشان ميدهد. همانطورکه ملاحظه ميشود براي زاویه حمله ۲۰ درجه، ورتکس‌هاي بزرگي که درحالت ایرفویل ساکن (شکل (۱۱)) در همین زاویه حمله شکل ميگرفت، دیده نميشود.

۵- جمع بندي

در این مقاله، از سه مدل $k-\varepsilon$ رینولدز پایین(يك مدل خطي و دو مدل غیرخطي) براي مطالعه جریان مغشوش غیردائم حول یک ایرفویل متقارن $NACA0012$ استفاده شده‌است. روند جدایي جریان و اثر آن بر روي مشخصه‌هاي آیرودینامیکي در زوایاي حمله مختلف در اعداد رینولدز۷*۱۰^{۵}، ۱*۱۰^{۶}، ۳*۱۰^{۶} مورد مطالعه قرارگرفته و الگوهاي جریان قبل و بعد از واماندگي بررسي شده‌است. مدلهاي اغتشاشي بکار رفته

عبارتند از مدل $k-\varepsilon$ خطي لاندر- شارما و مدل هاي $k-\varepsilon$ غيرخطي كرافت-لاندر- سوگا و لين- چن- لشنر. نتايج نشان مي‌دهند كه توانايي مدلها براي پيش‌بيني جدايي جريان و در نتيجه واماندگي تا حدي متفاوت بوده‌است. در اين ميان، مدلهاي غير خطي، زاويه واماندگي را يک درجه كمتر نسبت به مدل خطي پيش‌بيني مي‌كنند، بطوريكه در $\mathrm{Re}=3\times10^{6}$ زاويه واماندگي پيش‌بيني شده براي مدلهاي غيرخطي، ۱۷درجه و براي مدل خطي، ۱۸درجه و در $\mathrm{Re}=1\times10^{6}$ زاويه واماندگي پيش‌بيني شده براي مدلهاي غيرخطي، ۱۶درجه و براي مدل خطي، ۱۷درجه است. دليل اين تفاوت‌ها ، پيش‌بيني بيش ازحد اغتشاش در ناحيه سكون و سرايت آن به لايه مرزي و در نتيجه، اغتشاش بيشتر در لايه مرزي پيش‌بيني شده توسط مدل خطي لاندر- شارما است.

در قسمت بعدی، جريان تراكم‌ناپذير دوبعدي غيردائم، حول يک ايرفويل متقارن $NACA0012$ تحت نوسان انتقالي شبيه‌سازي شده است. روند جدايي جريان و اثر آن بر روي مشخصه‌هاي آيروديناميكي در زواياي حمله مختلف درعدد رينولدز ۱۰^۶*۳ و فركانس‌كاهش‌يافته ۰/۵ مورد مطالعه قرارگرفته‌است. نتايج نشان مي‌دهند كه نوسان انتقالي ايرفويل سبب نوسان مقادير نيرو و گشتاور حول مقدار آن در حالت غير نوساني و ساكن مي‌شود بطوريكه با حركت رو به بالاي ايرفويل افزايش و با حركت رو به پايين كاهش مقادير را خواهيم داشت. در ادامه اثرات پارامترهايي چون دامنه نوسان و فركانس نوسان نيز بررسي شده‌است. همچنين نوسان انتقالي ايرفويل سبب به تاخير افتادن زاويه واماندگي و تغيير نوع واماندگي شده‌است. زاويه واماندگي نسبت به حالت ايرفويل غير نوساني ساكن يک درجه ديرتر و نوع واماندگي تدريجي پيش‌بيني مي‌شود.

مراجع

[1] Glauert, H., “Airplane Propellers”, Division L in Aerodynamic Theory, Vol. IV, Durand WF Springer, Berlin, pp. 169-360, (1935).

[2] Theodorsen, T., and Garrick, I. E., “Mechanism of Flutter, a Theoretical and Experimental Investigation of the Flutter Problem”, Technical Report, N.A.C.A. Report 685, (1940).

[3] Berton, E., Favier, D., and Maresca, C., “Embedded L.V. Methodology for Boundary-layer Measurements on Oscillating Models”, AIAA Paper, Vol. 7, No. 2, pp. 2106-2116, (1997).

[4] Panda, J., and Zaman, K.B., “Experimental Investigation of the Flow Field of an Oscillating and Estimation of Lift from Wake Survey”, Journal of Fluid Mechanic, Vol. 265, pp. 65-95, (1994).

[5] Tuncer, I.H., “Unsteady Aerodynamics of Rapidly Pitched Airfoil”, AIAA Paper, 86-1105, (1986).

[6] Tuncer, I.H., “Two-dimensional Unsteady Navier-Stocks Solution Method with Moving Overset Grids”, AIAA Journal, Vol. 35, No. 3, pp. 2213-2216, (1997).

[7] Guilmineau, E., Queutey, P., “Numerical Study of Dynamic Stall on Several Airfoil Sections”, AIAA Journal, Vol. 37, No. 1, pp. 128-130, (1998).

[8] Baracos, G., and Drikakis, D., “An Implicit Unfactored Method for Unsteady Turbulent Compressible Flows with Moving Boundaries”, Computers and Fluids., Vol. 28, pp. 899-922, (1999).

[9] Tuncer, I.H., and Platzer, M.F., “Computational Study of Flapping Airfoil Aerodynamics”, Journal of Aircraft. Vol. 37, No. 3, pp. 514-520, May-June, (2000).

[10] Akbari, M.H., and Price, S.J, “Simulation of Dynamic Stall for A NACA 0012 Airfoil using Vortex Method”, Journal of Fluid and Structures, Vol. 3, No. 2, pp.75-85, (2003).

[11] Oo., G.Y., Lue, K.B., and Lim, T.T., “Wake Structures of a Heaving Airfoil”, 15th Australian Fluid Mech. Conf., The University of Sydney, Sydney, Australia, 13-17 December, (2004).

[12] Launder, B. E., and Sharma, B.I., “Application of Energy-dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spining Disc”, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131-138, (1974).

[13] Craft, T.J., Launder, B.E., and Suga, K., “Development and Application of a Cubic Eddy-viscosity Model of Turbulence”, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 17, pp. 108-115, (1996).

[14] Lien, F.S., Chen, W.L., and Leschziner, M.A., “Non-linear Eddy-viscosity Modeling of Transitional Boundary Layers Pertinent to Turbomachine Aerodynamics”, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 19, pp. 297-306, (1996).

[15] Gregory, N., and O'Riley, C.L., "Low Speed Aerodynamic Characteristics of Naca Aerfoil Section Including the Effect of Upper Surface Roughness", NPL AERO Report 1308, (1970).

[16] Abott, I.H., and Doenhoff, A.E., “*Theory of Wing Sections*”, Dover Publications, New York, (1958).

[17] Michos, A., Bergeles, G., and Athanassiades, A., “Aerodynamic Characteristics of a Naca 0012 Airfoil in Relation to Wind Generators”, Wind Engineering, Vol. 7, No. 4, pp. 247-262, (1983).

[18] Sheldahl, R., and Klimas, P., "Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections Through 180 Degrees for Use in Aerodynamic Analyses of Vertical Axis Wind Turbines", Technical Report SAND80-2114, Sanida National Laboratories, Australia, (1981).

[19] Milas, Z., “Analysis of Turbulent Flow Around Airfoil”, PhD Thesis,University of Zagreb, Zagreb, pp. 209, (2001).

[20] Nirschl, H., Dwyer, H.A., and Denk, V., “Three-dimensional Calculations of the Simple Shear Flow Around a Single Particle Between Two Moving Walls”, J. Fluid Mech. Vol. 283, pp. 273-285, (1995).

[21] Rizzetta, D.P., and Visbal, M.R., “Comparative Numerical Study of Two Turbulence Models for Airfoil Static and Dynamic Stall”, AIAA Journal,Vol. 31, No. 4, pp. 784-786, (1992).

فهرست نمادهاي انگليسي

c : وتر ايرفويل

h : موقعيت ايرفويت در هر لحظه

k : انرژي جنبشي اغتشاش

k : فركانس كاهش يافته

P: فشار

P^k : نرخ توليد انرژي جنبشي اغتشاش

S_{ij} : تانسور كرنش

t : زمان

U_i: سرعت جريان متوسط

U_∞: سرعت دوردست

$-\overline{u_i u_j}$: جملات تنش رينولدز

فهرست نمادهاي يوناني

α : زاويه حمله

ε : نرخ استهلاک

μ : لزجت مولكولي

μ_t : لزجت گردابه ای يا اغتشاشي

ν : لزجت سينماتيكي

ν_t : لزجت سينماتيكي اغتشاشي

ρ : چگالي

ω : فركانس نوسان ايرفويل

Ω_{ij} : تانسور ورتيسيتي

جدولها

جدول ۱- ضرائب براي مدلهاي اغتشاش

	Launder-Sharma(LS)	Craft-Launder-Suga(CLS)	Lien-Chen-Leschziner(LCL)
$C_{\varepsilon 1}$	1.44	1.44	1.44
$C_{\varepsilon 2}$	1.92	1.92	1.92
σ_k	1.0	1.0	1.0
σ_ε	1.3	1.3	1.3
C_μ	0.09	$\frac{0.1}{1+0.35\eta^{3/2}}(1-\exp(-0.36e^{-0.75\eta}))$	$\frac{2/3}{1.25+\bar{S}+0.9\bar{\Omega}}$
c_1	0	$-0.4c_\mu f_\mu$	$3f_\mu/(1000+\bar{S}^3)$
c_2	0	$0.4c_\mu f_\mu$	$15f_\mu/(1000+\bar{S}^3)$
c_3	0	$1.04c_\mu f_\mu$	$19f_\mu/(1000+\bar{S}^3)$
c_4	0	$80c_\mu^3 f_\mu$	$80c_\mu^3 f_\mu$
c_5	0	0	0
c_6	0	$-40c_\mu^3 f_\mu$	$-16c_\mu^3 f_\mu$
c_7	0	$40c_\mu^3 f_\mu$	$16c_\mu^3 f_\mu$
Low-Re Terms			
f_μ	$\exp(\frac{-3.4}{(1+R_t/50)^2})$	$1-\exp[-(R_t/90)^2-(R_t/400)^2]$	$\frac{1-\exp(-0.0198y^*)}{(1+2\kappa/c_\mu^{3/4}y^*)^{-1}}$
f_1	1.0	1.0	1.0
f_2	$1-0.3\exp(-R_t^2)$	$1-0.3\exp(-R_t^2)$	$1-0.3\exp(-R_t^2)$
D	$2\nu(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial x_i})^2$	$2\nu(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial x_i})^2$	0
E	$2\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k}\right)^2$	$YAP, (R_t \le 250)$ $0.0022\frac{\bar{S}\nu_t k^2}{\bar{\varepsilon}}\left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k}\right)^2 + YAP, (R_t \ge 250)$	$C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^l \varepsilon}{k}\exp(-0.00375y^{*2})$

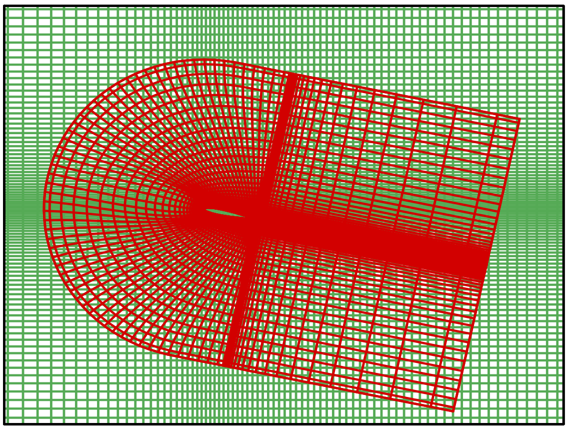
$$R_t = \frac{k^2}{\nu\bar{\varepsilon}}\nu\bar{\varepsilon}, y^* = y_n\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\nu}, \bar{S} = \left(\frac{k}{\varepsilon}\right)\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \bar{\Omega} = \left(\frac{k}{\varepsilon}\right)\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \eta = Max(\bar{S},\bar{\Omega})$$

$$YAP = Max\left(0.83(\gamma-1)\gamma^2\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{k}\right), 0\right), \gamma = k^{\frac{3}{2}}/c_l\bar{\varepsilon}y_n, c_l = 2.5, \varepsilon^l = \left(k^{\frac{3}{2}}/\kappa y_n\right)\left(C_\mu^{\frac{3}{4}} + 2\kappa/y^*\right)$$

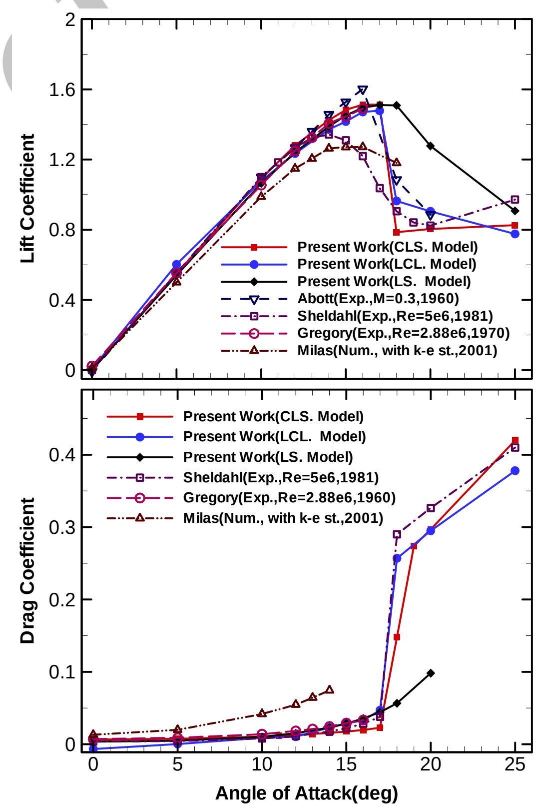
جدول ۲- مطالعه اثر شبکه فرعی در عدد رینولدز ۱*۱۰

C-type Grid $n_i \times n_j$	C_L $\Delta t = 0.01$	C_L $\Delta t = 0.005$
102×52	1.240	1.245
102×82	1.235	1.239
142×52	1.232	1.232
142×82	1.228	1.230

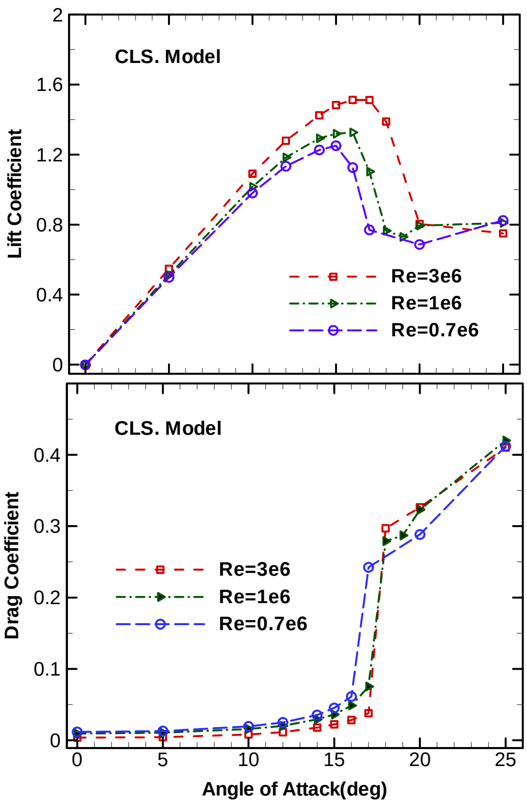
شكلها



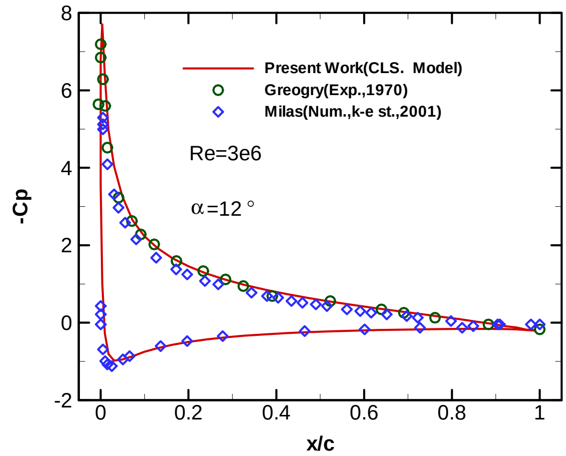
شكل ۱- شبکه هاي اصلي و فرعي بصورت برهم‌نهاده



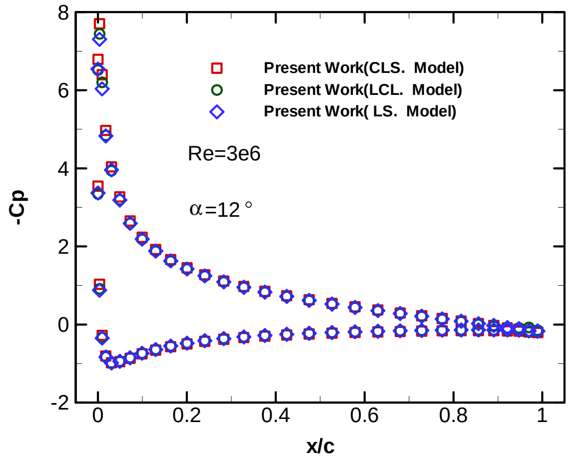
شكل ۲- مقايسه تغييرات ضرايب برا و پسا به ازاي زواياي حمله مختلف در $Re = 3\times10^6$



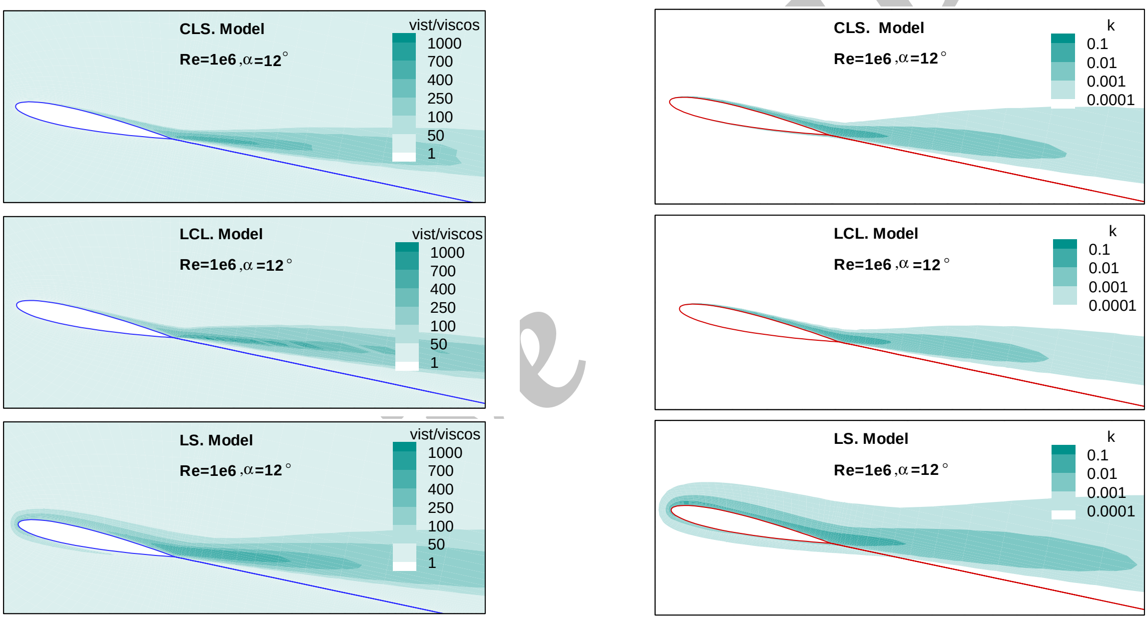
شكل ۳- ضرايب برا و پسا برحسب عدد رينولدز براي مدل CLS



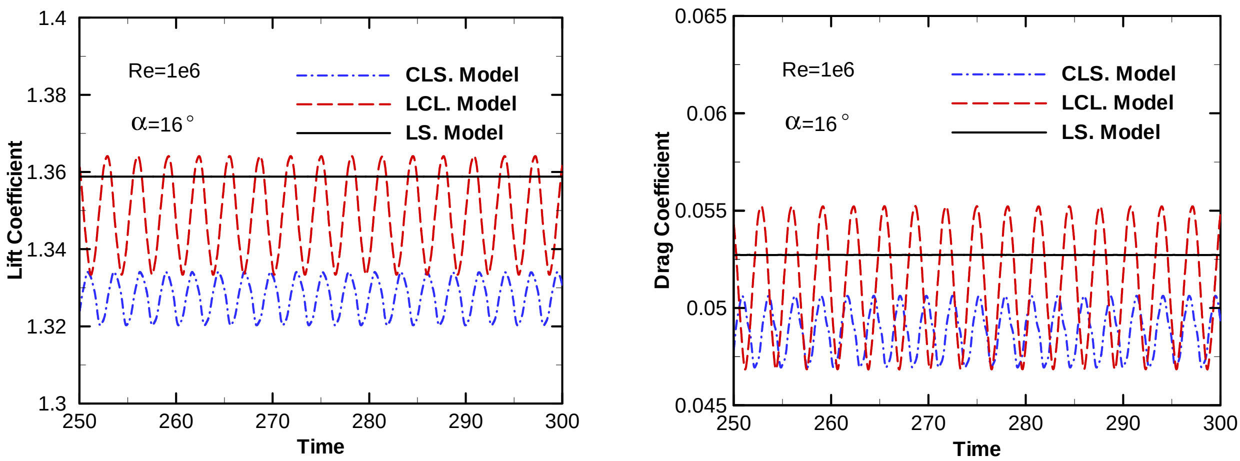
شکل ۴- مقایسه ضریب فشار برای مدل CLS درعدد رینولدز $\mathrm{Re}=3\times10^{6}$ و $\alpha=12^{\circ}$



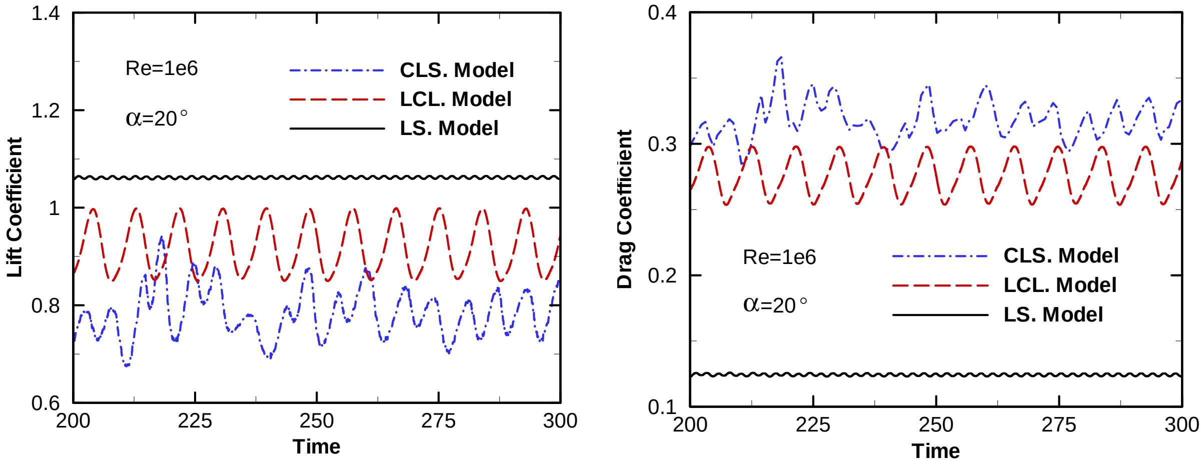
شکل ۵- مقایسه ضریب فشار برای سه مدل اغتشاش در عدد رینولدز $\mathrm{Re}=3\times10^{6}$ و $\alpha=12^{\circ}$



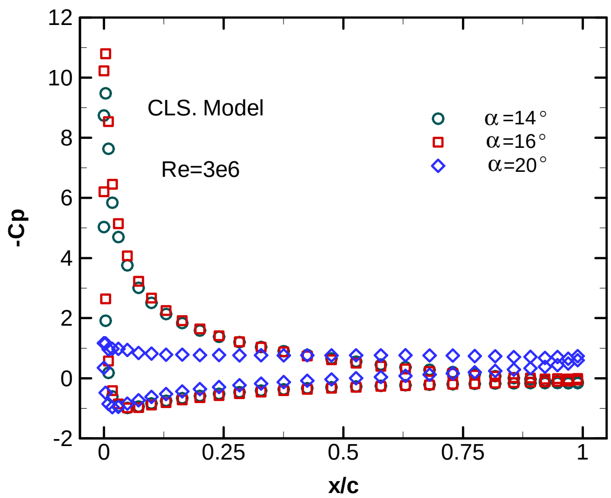
شکل ۶- کانتورهاي انرژي جنبشي اغتشاش و نسبت لزجت گردابه به لزجت مولکولي در $\mathrm{Re}=1\times10^{6}$



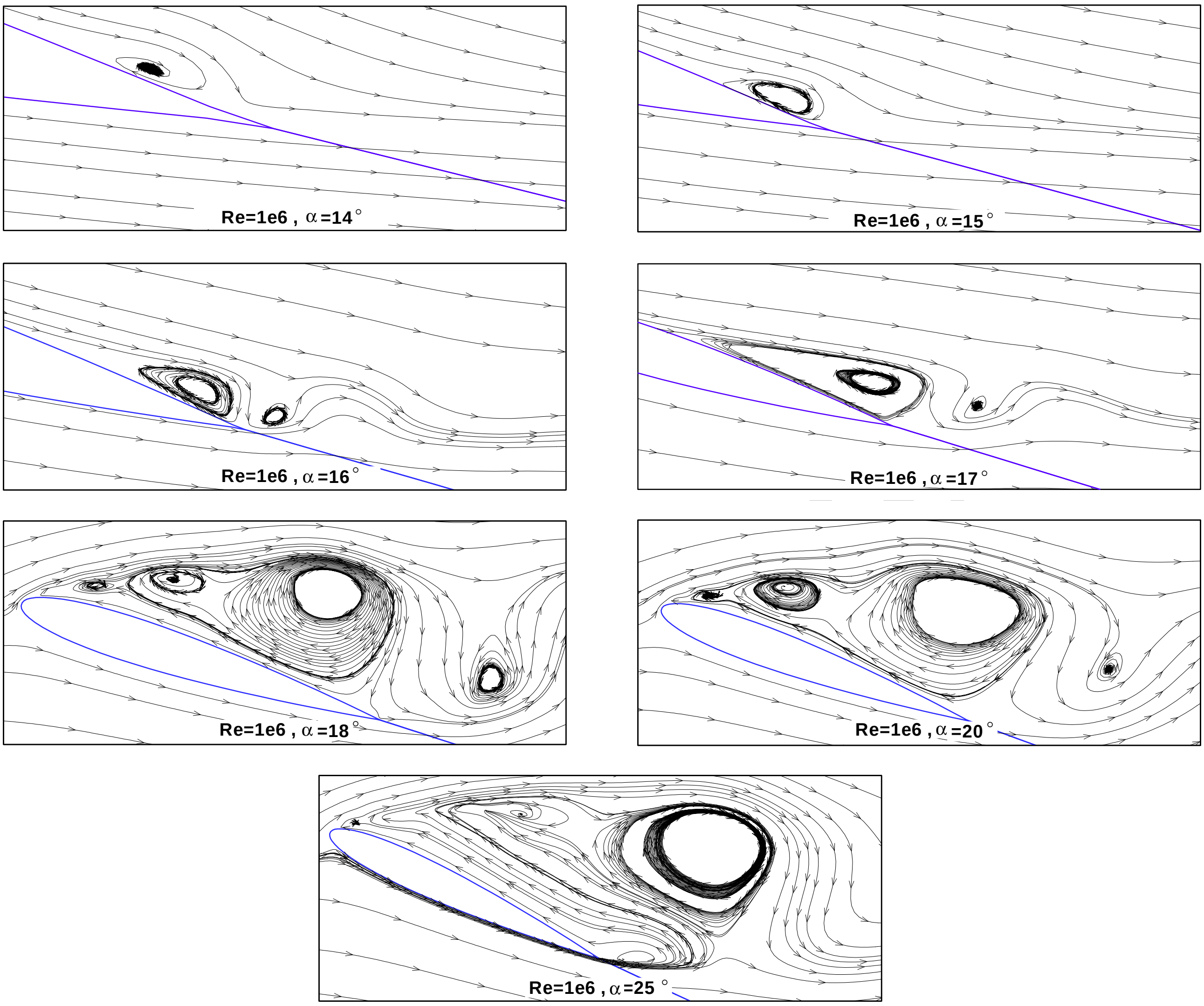
شکل ۷- مقایسه تغییرات ضرایب برآ وپسا با زمان در $\mathrm{Re}=1\times10^{6}$ و $\alpha=16^{\circ}$



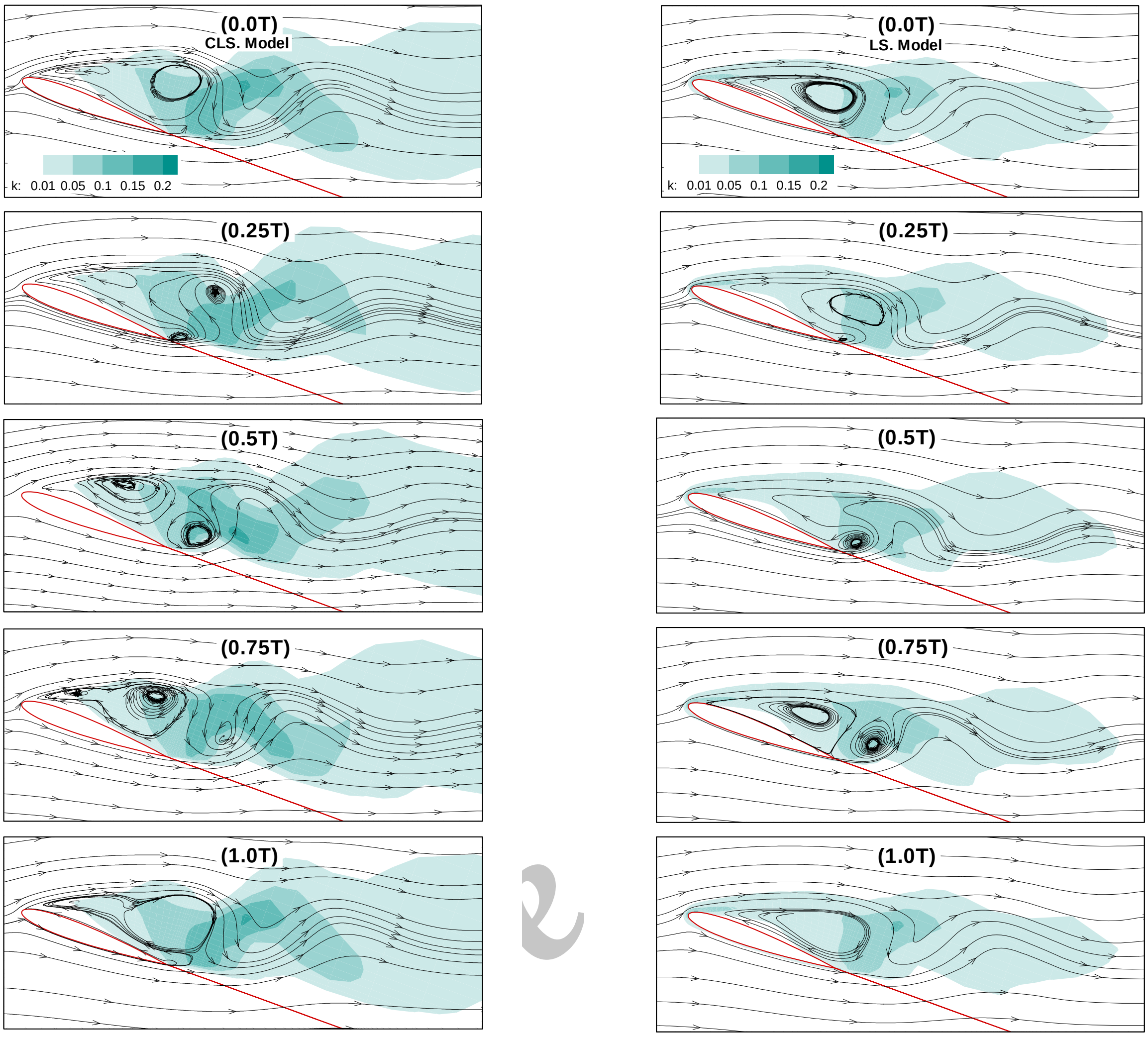
شکل ۸- مقایسه تغییرات ضرایب برا ویسا با زمان برای سه مدل اغتشاشي در $\mathrm{Re}=1\times10^{6}$ و $\alpha=20^{\circ}$



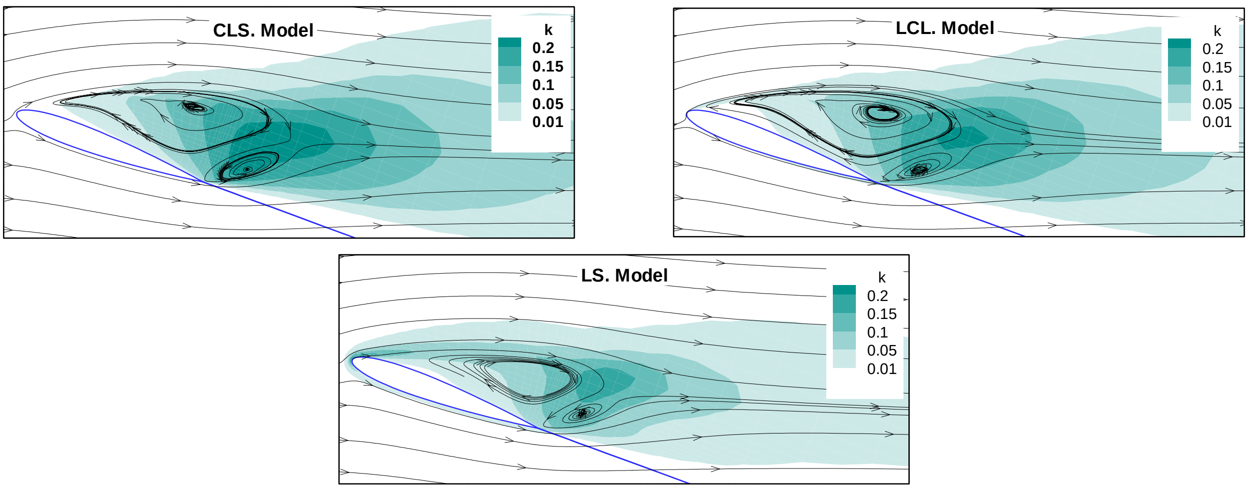
شکل ۹- اثر واماندگي بر روي ضريب فشار براي مدل CLS
در $\mathrm{Re}=3\times10^{6}$ در سه زاويه حمله



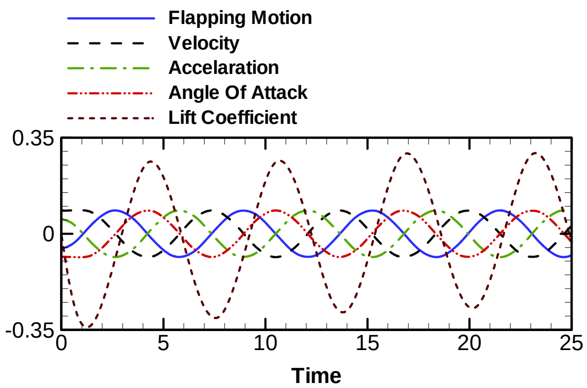
شکل ۱۰- خطوط جریان براي مدل CLS درعدد رینولدز $Re = 1\times10^6$ درزواياي حمله مختلف



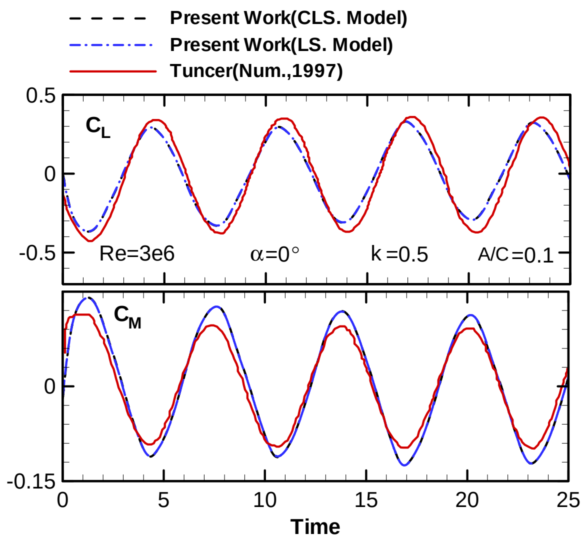
شکل ۱۱- کانتور هاي خطوط جريان، انرژي جنبشي اغتشاش براي مدلCLS و LS در $Re = 1\times10^6$ و $\alpha = 20^\circ$



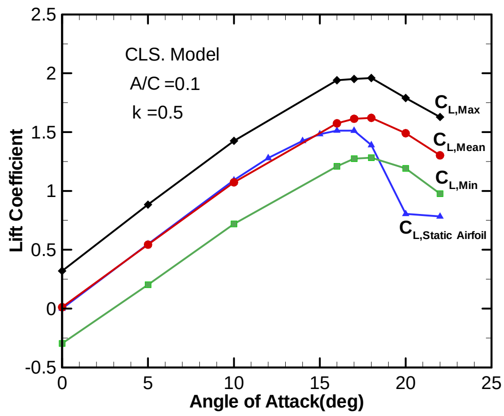
شکل ۱۲- مقايسه متوسط زماني خطوط جريان و انرژي جنبشي اغتشاش براي سه مدل در $Re = 1\times10^6$ و $\alpha = 20^\circ$



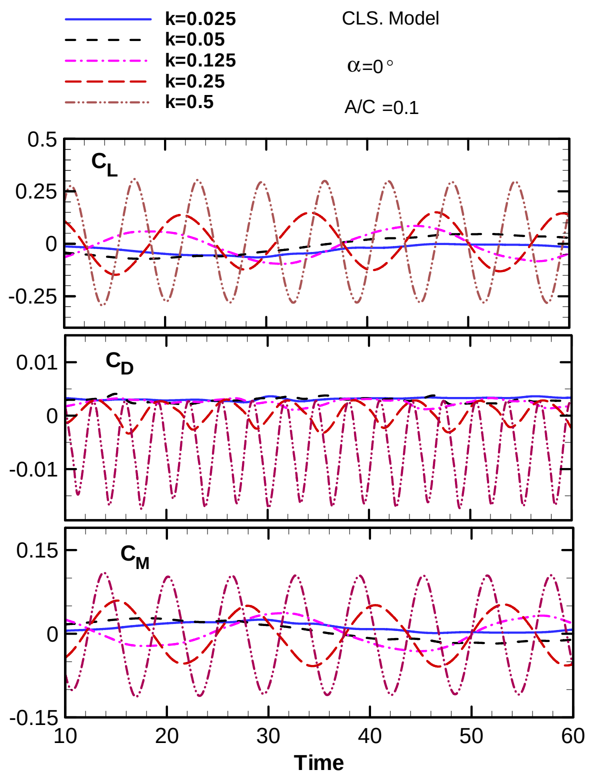
شكل ۱۳- مکان، سرعت، شتاب و ضریب نیرو بر حسب زمان



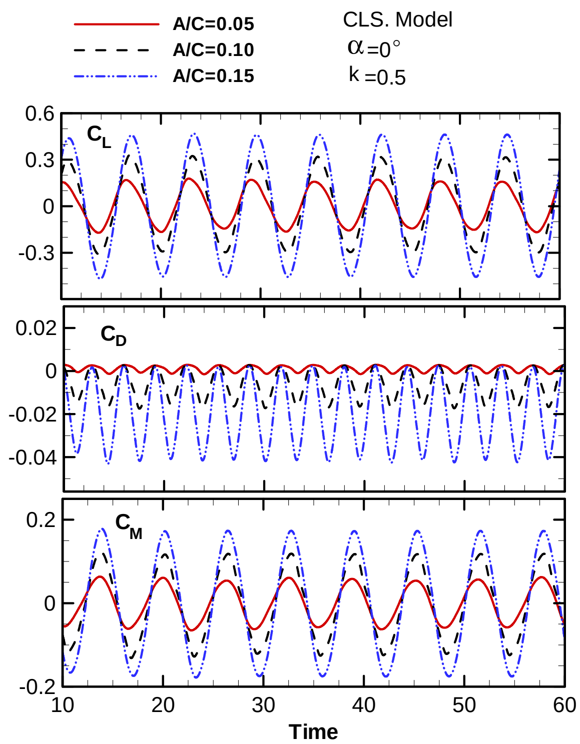
شكل ۱۴- مقایسه ضرایب نیرو و گشتاور



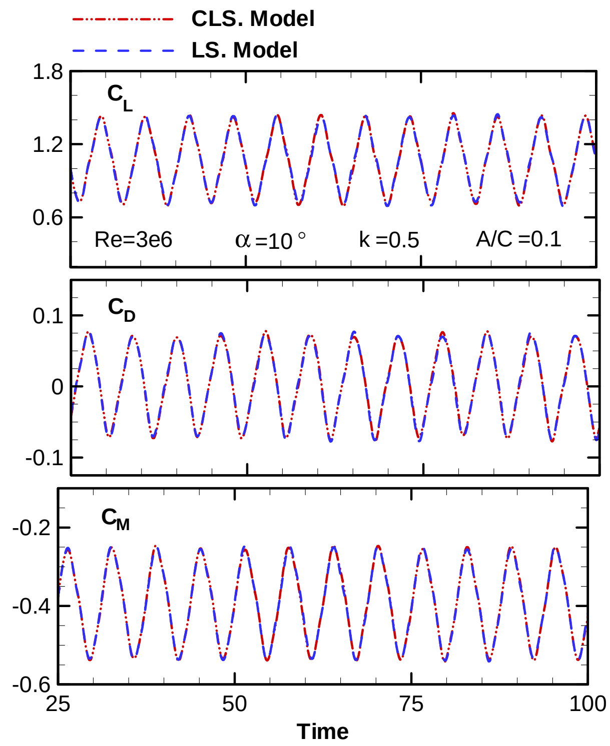
شكل ۱۵- بررسي واماندگي ديناميكي



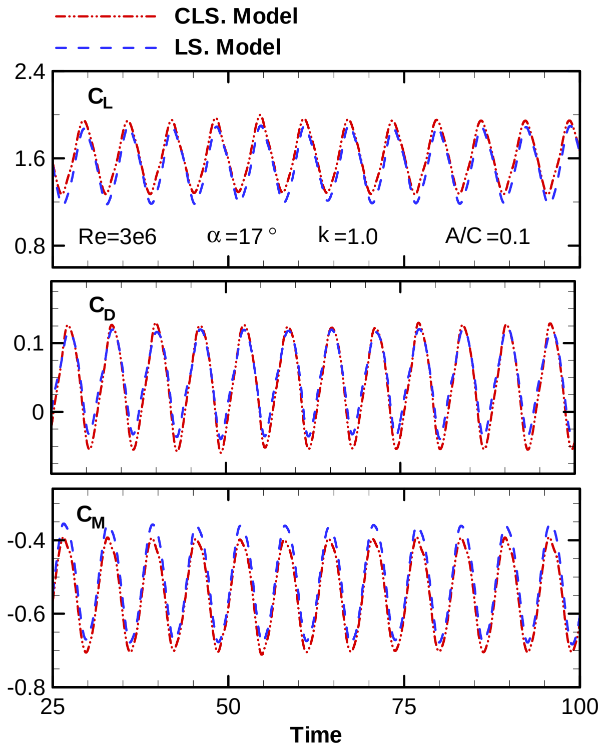
شكل۱۶- بررسي اثر فركانس‌كاهش يافته روي ضرائب



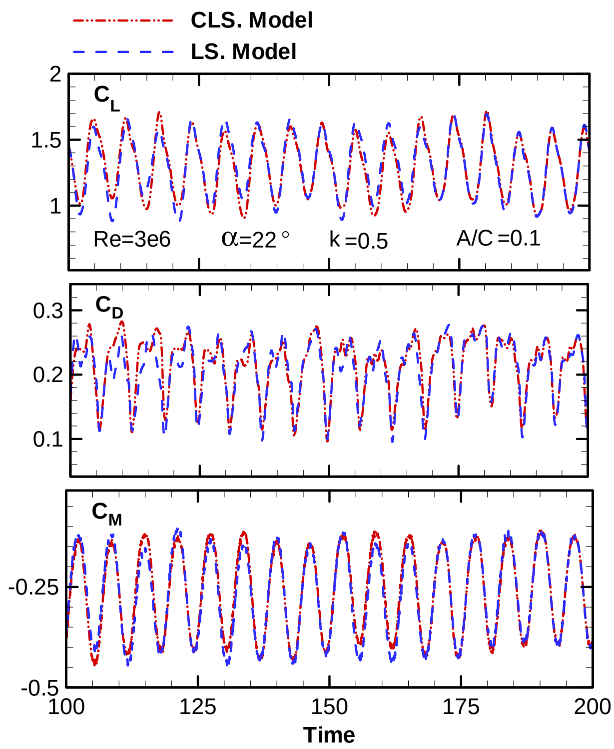
شكل ۱۷- بررسي اثر دامنه نوسان روي ضرائب



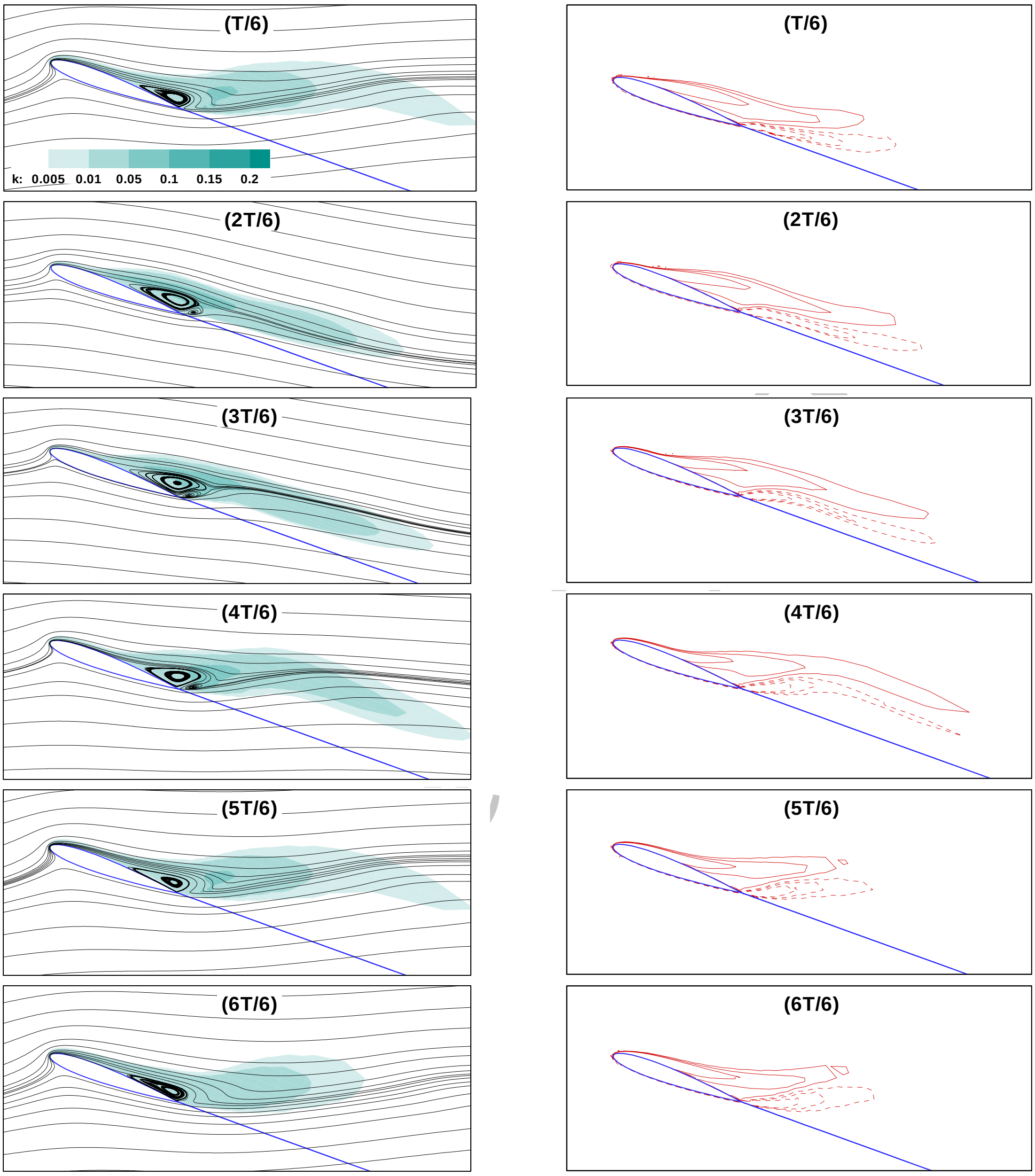
شكل ۱۸- تغييرات زماني ضرايب نيرو و گشتاور در $\alpha = 10^{\circ}$



شكل ۱۹- تغييرات زماني ضرايب نيرو و گشتاور در $\alpha = 17^{\circ}$



شكل ۲۰- تغييرا زماني ضرايب نيرو و گشتاور در $\alpha = 22^{\circ}$



شکل ۲۱- کانتورهاي خطوط جريان، انرژي جنبشي اغتشاش و ورتيسيتي براي CLS در $\alpha = 20^{\circ}$

Abstract

In this numerical study, unsteady and incompressible turbulent flows have been considered around stationary airfoils. Overset grid technique is used in this work. Three turbulence models have been examined including the linear and non-linear $k-\varepsilon$ models. The two-dimensional, incompressible governing equations are solved using a finite-volume discretization technique. Results indicate different capabilities of capturing separation angle of attack using linear and non-linear models. Non-linear models predict smaller stall angle compared linear turbulence model. Linear turbulence model overestimates turbulence level in the stagnation region and the boundary layer. The results are compared relatively well for lift, drag and pressure coefficients with other experimental and numerical results.

In the second part of this paper the flow field around an airfoil undergoing a flapping motion or oscillation is considered and the effect of the amplitude of oscillation, the frequency and the angle of attack are investigated. Comparing with experiments, it is obvious that the aerodynamic forces and moment are not only a function of the incidence angle but also is dependent to oscillatory quantities.