هشتمین همایش صنایع دریایی
۹ لغایت ۱۱ آبانماه ۱۳۸۵
استان بوشهر

بررسی اثر توربولانس آزاد جریان در کاهش درگ با مدل سازی به روش گردابه‌های تصادفی در جریان سیال تراکم ناپذیر اطراف استوانه

نوروز محمد نوری[۱] ، سیامک اسلامی[۲]

تهران- نارمک - دانشگاه علم و صنعت ایران -دانشکده مهندسی مکانیک – آزمایشگاه هیدرودینامیک کاربردی

mnouri@iust.ac.ir

چکیده:

کاهش نیروی مقاوم در حرکت اجسام سبب سرعت های بالاتر و کاهش منابع انرژی می شود. توربولانس آزاد جریان به عنوان یکی از عوامل موثر بر نیروی مقاوم و حرکت شناورها مورد توجه است و در حل های عددی اثر آن باید در نظر گرفته شود. در این تحقیق مدلی از حل معادله انتقال ورتیسیتی به روش گردابه‌های تصادفی بدست آمده است. بنابراین جریان به شبکه‌ای از حبابهای ورتکس گسسته می‌شود و حرکت تصادفی آنها با دیدگاه لاگرانژی تعقیب می‌شود. نتیجه، رابطه‌ای بین خصوصیات فیزیکی جریان است و اثر این پدیده حول استوانه در یک جریان تراکم ناپذیر بررسی شده است و نتایج حاصل با نتایج تجربی مقایسه شدند.

کلمات کلیدی : نیروی درگ، توربولانس آزاد جریان، شدت توربولانس، روش گردابه های تصادفی

---

[1] استادیار دانشکده مکانیک دانشگاه علم و صنعت ایران

[2] دانشجوی دکترای مکانیک دانشگاه علم و صنعت ایران

۱- مقدمه

کاهش نیروی مقاوم در برابر حرکت اجسام سبب دستیابی به سرعت های بالاتر ونیز کاهش منابع انرژی برای حرکت جسم می شود. در بررسی جریان حول اجسام غوطه ور، جریان بالادست در دو حالت با توربولانس و بدون توربولانس بررسی می شود. توربولانس آزاد جریان به دلیل اثری که بر جریان اطراف جسم می گذارد از اهمیت ویژه ای برخوردار است و سبب تاثیر بر لایه مرزی و نیروی مقاوم جسم می شود بنابراین بررسی اثر آن بر ضریب درگ اجسام مورد علاقه مهندسین قرار دارد و نتایج کاربردی آن هر وسیله یا مکانیزم در معرض جریان های توربولانس را در بر می گیرد. هر مقدار شدت توربولانس بالاتر از ۰٫۱ درصد باید مورد ملاحظه طراحان قرار گیرد هر چند که شدت های توربولانس به مراتب بالاتر نیز وجود دارد مثلا در بادهای وابسته به طول های جغرافیایی، این مقدار به ۳۰ درصد یا بیشتر نیز می رسد و نیز شدت های توربولانس تا ۲۰ درصد نیز در کانال های جزر و مدی گزارش شده است. مجموعه این مسایل سبب شده است که توجه محققین به بررسی اثر توربولانس آزاد جریان بر روی جسم معطوف شود. از جمله مهمترین آنها آزمایش های دایبان و همکارانش (Dyban) [۴و۵] است که در سالهای اخیر پنیو و همکارانش (Peneau) [۱۴و۱۵و۱۶] همان نتایج را تایید کردند. آزمایش هایی توسط ساتاپاتی (Satapathy) [۶]اینستین و السامنی (Einstein&Elsamni) [۷]، کو و گرف (Ko&Graf) [۸و۹] و چنگ وکلاید (Cheng&Clyde) [۱۰] در مورد نوسانات نیروی درگ بدست آمده است که از اساسی ترین آنها آزمایش کو و گرف (Ko&Graf) [۸و۹] است. تغییرات درگ با رینولدز در منطقه شرایط بحرانی توسط محققین مختلفی نظیر دیویس (Davis) [۱۱]، براون (Brunn) [۱۱] مورد مطالعه قرار گرفته است. روش گردابه‌های تصادفی برای اولین بار در سال ۱۹۷۳ توسط چورین (Chorin) [۱] در رابطه با کار بر روی یک سیلندر دوار ارائه شد. روش او را چیر (Cheer) در سال ۱۹۸۳ [۲] ادامه داد و در سال ۱۹۸۹ با کار بر روی سیلندر دوار در اعداد رینولدز ۳۰۰۰ و ۹۵۰۰ کامل کرد [۳].

۲-روش حل میدان جریان استوانه با روش گردابه‌های تصادفی

در این روش بر مبنای اجزای گردابه‌ای، تعداد محدودی گردابه عددی تولید و با دیدگاه لاگرانژی تعقیب می‌شوند. این گردابه‌ها در یک میدان حل با جریان پتانسیل مشخص حرکت می‌کنند و اصل مهم قانون بیو-ساوار می‌باشد که مبنای القای سرعت گردابه‌ها بر روی یکدیگر است. در این روش هر گام زمانی به دو گام جزئی تقسیم می‌شود که در اولی، مکانیزم جابجایی برای مراکز گردابه‌ها صورت می‌گیرد و در دومی تأثیر نفوذ ورتیسیتی با اضافه کردن حرکت ناشی از آن بدست می‌آید. شرط مرزی سرعت عمودی صفر روی سطح جسم ناشی از جریان زمینه، به کمک چشمه و چاه (دوبلت) و سرعت عمودی ناشی از سرعت القایی گردابه‌های تولید شده، با روش تصویر ارضاء می‌شود. شرط عدم لغزش روی سطح نیز با تولید ورتیسیتی روی مرز قابل ارضاء خواهد بود. و معادلات حاکم به صورت زیراست:

$$\nabla . \vec{U} = 0 \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} . \nabla \vec{U} = -\nabla P + \frac{1}{\mathrm{Re}} \nabla^2 \vec{U} \qquad (۲)$$

$$B.C. \; : \quad \vec{U} = 0 \qquad On\, boundary \qquad (۳)$$

$$I.C. \; : \quad \vec{U} = 0 \qquad At\; t = 0 \qquad (۴)$$

برای رهائی از ترم غیرخطی از معادله انتقال ورتیسیتی استفاده می‌شود که در حالت دو بعدی به صورت زیر است:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \vec{U} . \nabla \omega = \frac{1}{\mathrm{Re}} \nabla^2 \omega \qquad (۵)$$

در یک بازه زمانی با فرض کوچک بودن گام زمانی، فرآیند انتقال به دو مکانیزم جداگانه تقسیم می شود :

ترم جابجایی $$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \vec{U} . \nabla \omega = 0 \qquad (۶)$$

ترم نفوذ $$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{\mathrm{Re}} \nabla^2 \omega \qquad (۷)$$

با حل ترم جابجایی، جابجائی لاگرانژی المانهای ورتکس قابل بیان می‌باشد و در ترم نفوذ جابجائی تصادفی همان المانها بر اساس یک متغیر تصادفی گوسی بدست می‌آید(واریانس $\sqrt{2t/\mathrm{Re}}$). شرایط مرزی با اضافه کردن میدان سرعت پتانسیل در گام جابجائی و ایجاد المانهای ورتکس برای ارضای عدم لغزش در گام نفوذ ارضا می‌شوند. پس :

(الف۸)
$$x(t+\Delta t)=x(t)+\sum_{j=1}^{n}u_i dt+\eta_x$$

(ب۸)
$$y(t+\Delta t)=y(t)+\sum_{j=1}^{n}v_i dt+\eta_y$$

در معادله فوق η_x,η_y ناشی از حل قسمت نفوذ می‌باشند و مقادیر سرعت طبق روابط زیر تعریف می‌شوند.

(الف۹)
$$u_i=-\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{N}\Gamma_j\frac{y_i-y_j}{r_{ij}^{\ 2}}-\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{N}\Gamma_j\frac{y_i-y_j}{r_{ij}\cdot\delta}$$

(ب۹)
$$v_i=+\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{N}\Gamma_j\frac{x_i-x_j}{r_{ij}^{\ 2}}+\frac{1}{2\pi}\sum_{j=1}^{N}\Gamma_j\frac{x_i-x_j}{r_{ij}\cdot\delta}$$

که x,y مکان گردابه‌ها، r_{ij} فواصل مراکز گردابه ها از هم و δ شعاع گردابه می‌باشند. هر گردابه صفحه ای با طول s بعد از فاصله Δs از سطح به گردابه حبابی تبدیل می شود. v_i,u_i با ارضای شرط مرزی نرمال به صورت زیر است:

(۱۰)
$$u_i=u_{p_i}+u_{wi}+u_{wi1}+u_{wi2}$$

(۱۱)
$$v_i=v_{pi}+v_{wi}+v_{wi1}+v_{wi2}$$

که در آن u_{pi},v_{pi} سرعتهای پتانسیلی در نقطه i در جهت‌های x,y، u_{wi},v_{wi} سرعتهای القائی تمامی گردابه‌های حبابی واقع در نقطه j، روی نقطه i در جهت‌های x,y، u_{wi1},v_{wi1} سرعتهای القائی تصاویر گردابه‌های حبابی واقع در نقطه a^2/r روی نقطه i در جهت‌های x,y، u_{wi2},v_{wi2} سرعتهای القائی تصاویر گردابه‌های حبابی واقع در مرکز سیلندر روی نقطه i در جهت‌های x,y [۱۲].

۳- توربولانس آزاد جریان و معادلات آن

در بررسی جریان همراه با توربولانس، جریان بالا دست جسم در ارتباط با عامل آشفتگی آن در نظر گرفته نمی‌شود و توربولانس تنها خصوصیتی از آن است که کیفیت آن با شدت توربولانس مشخص می‌شود. اثر اغتشاش در میدان جریان با نشان دادن مقادیر لحظه‌ای به صورت مجموع دو مقدار متوسط و نوسانی، اعمال می شود و به صورت $\phi(t)=\Phi+\phi'(t)$ نوشته می شود که متوسط Φ در طول زمان در یک جریان دائمی ثابت است در حالی که در جریان غیر دائم تابعی از زمان می‌باشد و میانگین زمانی نوسانات صفر می باشند. اگر سرعت در هر نقطه از جریان را

$\vec{u} = \vec{U} + \vec{u}'$ مشخص کنیم خواهیم داشت $\overline{u'} = \overline{v'} = \overline{w'} = 0$ و انرژی جنبشی در واحد جرم آشفتگی از رابطه $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ تعیین می‌شود که با شدت توربولانس به صورت $I_u = \left(\frac{2}{3}k\right)^{1/2} / U_{ref}$ مرتبط می‌شود.

نمایش اثر نوسانات آشفته بر روی جریان متوسط با قرار دادن مجموع مولفه متوسط و نوسانی متغیرهای $\vec{u}$ و p در معادلات جریان و به کار بردن روابط میانگین زمانی به صورت معادلات رینولدز نتیجه می‌شود:

$$div\,\vec{U} = 0 \qquad (۱۲)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + div(U\vec{U}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \upsilon\, div\ grad\ \ U + \left[-\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}\right] \qquad \text{(۱۳ الف)}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + div(V\vec{U}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} + \upsilon\, div\ grad\ \ V + \left[-\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}\right] \qquad \text{(۱۳ ب)}$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + div(W\vec{U}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} + \upsilon\, div\ grad\ \ W + \left[-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z}\right] \qquad \text{(۱۳ ج)}$$

که تنش های رینولدز در آنها ظاهر می شوند و عبارت از سه تنش قائم وسه تنش برشی، به صورت زیر هستند:

$$\tau_{xx} = -\rho\overline{u'^2}; \tau_{yy} = -\rho\overline{v'^2}; \tau_{zz} = -\rho\overline{w'^2};$$
$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho\overline{u'v'}; \tau_{xz} = \tau_{zx} = -\rho\overline{u'w'}; \tau_{yz} = \tau_{zy} = -\rho\overline{v'w'}$$

در بررسی توربولانس توجه بر کمیتهای متوسط مشخصی متمرکز می‌شود که همان تنش‌های رینولدز هستند. توربولانس آزاد جریان دارای ساختار ایزوتروپیک است.[۱۱]بنابراین در هر نقطه از جریان نوسانات سرعت از یک مرتبه می‌باشند. و تمامی مقادیر تنش های رینولدز در یک عبارت خلاصه می‌شوند و انرژی جنبشی در واحد جرم به صورت $k = \frac{3}{2}\overline{u'^2} = \frac{3}{2}\overline{v'^2} = \frac{3}{2}\overline{w'^2}$ در می‌آید و اگر سرعت جریان متوسط مرجع به صورت $U_{ref} = U_\infty$ تعریف شود شدت آشفتگی در هر نقطه به صورت $I_u = \frac{\left(\frac{2}{3}k\right)^{1/2}}{U_{ref}} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_\infty} = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{U_\infty} = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{U_\infty}$ خلاصه می‌شود.

توربولانس آزاد جریان به دلیل عدم وجود شرط مرزی ناشی از وجود جسم خارجی، دارای ساختار همگن است.

بر مبنای آنچه گفته شد ارضای شرایط آماری توربولانس آزاد جریان به صورت زیر خلاصه می‌شود:

$$u' = v' = w' = 0 \quad , \quad I_u = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty} = \frac{\sqrt{v'^2}}{U_\infty} = \frac{\sqrt{w'^2}}{U_\infty} = const \qquad (۱۴)$$

۴- مدل کردن توربولانس آزاد جریان به روش گردابه‌های تصادفی

یک مدل آشفتگی عبارت از یک رویه محاسباتی برای بستن سیستم معادلات جریان آشفته است. از معادلات میانگین زمانی تنشهای رینولدز به عنوان کمیاتی متوسط برای بیان جریان توربولانس استخراج می شوند. در کاربرد این روابط برای توربولانس آزاد جریان، تنشهای رینولدز به یک عبارت تحت عنوان شدت توربولانس آزاد جریان خلاصه شدند که برای ارضای شرایط آماری آن باید روابط (۱۴) بر جریان حاکم باشند. به این منظور معادله انتقال ورتیسیتی در حالت بدون بعد به روش گردابه‌های تصادفی حل شده است.

۴-۱ تحلیل مساله و بدون بعد کردن آن

پارامترهای فیزیکی مساله عبارت از سرعت متوسط جریان آزاد، قدرت گردابه، شعاع هسته ورتکس و لزجت سینماتیکی می باشند با در نظر داشتن فرم بی بعد معادله انتقال ورتیسیتی :

$$\frac{\omega_0 L_0}{V_0}\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \bar{t}} + (\bar{\underset{\sim}{u}}.\nabla)\bar{\omega} = \frac{\upsilon_0}{L_0 V_0}\nabla^2 \bar{\omega} \qquad (۱۵)$$

و با تعریف پارامترهای $\bar{t} = \frac{tU_\infty}{\delta}$, $L_0 = \delta\, ,\; V_0 = U_\infty\, ,\; \omega_0 = \frac{U_\infty}{\delta}$ به عنوان ابعاد مشخصه، فرم بی بعد معادله انتقال ورتیسیتی به صورت زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \bar{t}} + (\bar{\underset{\sim}{u}}.\nabla)\bar{\omega} = \frac{1}{\mathrm{Re}_\delta}\nabla^2 \bar{\omega} \;\;\&\;\; \mathrm{Re}_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\upsilon} \qquad (۱۶)$$

همانطور که در بخش (۲) آمده است این معادله بیانگر انتقال ورتیسیتی طی دو مکانیزم نفوذ وجابجایی است که با توجه به ابعاد مشخصه تعریف شده، صورت بدون بعد حل جابجایی آن خواهد شد:

$$\bar{u}_i = -\frac{1}{2\pi}\sum \frac{\Gamma_j}{\delta U_\infty}\frac{\bar{y}_i - \bar{y}_j}{\bar{r}_{ij}^2} - \frac{1}{2\pi}\sum \frac{\Gamma_j}{\delta U_\infty}\frac{\bar{y}_i - \bar{y}_j}{\bar{r}_{ij}} \qquad (\text{الف } ۱۷)$$

$$\bar{v}_i = \frac{1}{2\pi}\sum \frac{\Gamma_j}{\delta U_\infty}\frac{\bar{x}_i - \bar{x}_j}{\bar{r}_{ij}^{\,2}} + \frac{1}{2\pi}\sum \frac{\Gamma_j}{\delta U_\infty}\frac{\bar{x}_i - \bar{x}_j}{\bar{r}_{ij}} \qquad \text{(ب ۱۷)}$$

که از روابط فوق $\Gamma^* = \dfrac{\Gamma}{U_\infty \delta}$ را به عنوان قدرت بدون بعد گردابه ها تعریف می‌کنیم. حل نفوذ ناشی از جابجائی ورتکس ها بر اساس یک متغیر تصادفی گوسی با انحراف معیار $\sigma = \sqrt{\dfrac{2\bar{t}}{\mathrm{Re}}}$ می‌باشد و با قرار دادن عدد رینولدز بر حسب طول مشخصه تعریف شده بر مبنای شعاع هسته ورتکس خواهیم داشت: $\sigma_f = \dfrac{1}{\delta}\sqrt{2\upsilon\Delta t}$ که مبنای تولید اعداد تصادفی است و تغییر مکان کلی المانهای ورتکس در دو گام جزیی بصورت زیر است:

$$\bar{x}(\bar{t} + \overline{\Delta t}) = \bar{x}(\bar{t}) + \sum_{j=1}^{n} \bar{u}_i \overline{\Delta t} + \eta_x \qquad \text{(الف۱۸)}$$

$$\bar{y}(\bar{t} + \overline{\Delta t}) = \bar{y}(\bar{t}) + \sum_{j=1}^{n} \bar{v}_i \overline{\Delta t} + \eta_y \qquad \text{(ب۱۸)}$$

۲-۴ مدل کردن مساله

در این مدل شبکه‌ای از ورتکسها با قدرتهای یکسان مثبت و منفی بصورت همگن ومتقارن چیده شده‌اند. شکل(۱) این آرایش را نشان می‌دهد که فاصله هر دو ورتکس به صورت $d = 10\sigma_f$ تعریف می‌شود. این مجموعه ورتکس به عنوان بخشی از جریان در نظر گرفته می‌شود بنابراین محدوده اولیه آنها به عنوان یک حجم کنترل در نظر گرفته می شود که پس از خارج شدن ورتکسها از آن توسط حرکت انتقالی ورتکسهای بعدی جانشین می‌شوند. بنابراین برای انجام عملیات محاسباتی ساده تر از خارج شدن ورتکسها از محدوده اولیه شان جلوگیری می‌کنیم و به دلیل غلبه ترم نفوذ از نظر مقیاس زمانی بر ترم جابجایی تنها حل نفوذ را اعمال می شود. بنابراین:

$$\bar{x}(\bar{t} + \overline{\Delta t}) = \bar{x}(\bar{t}) + \eta \qquad \text{(۱۹)}$$

$$\bar{y}(\bar{t} + \overline{\Delta t}) = \bar{y}(\bar{t}) + \eta_y \qquad \text{(ب۱۹)}$$

که بر این اساس آرایش ورتکسها به هم می‌ریزد و در مرکز مربع به عنوان یک نقطه دلخواه از جریان سرعت القا می کنند که شدت توربولانس را نتیجه می‌دهد. در این مدل شرایط مختلف توربولانس آزاد جریان با قدرت گردابه‌ها (Γ^*) برای القای سرعت و انحراف معیار (σ_f) برای ایجاد حرکت تصادفی گردابه‌ها توصیف می‌شود. شکل (۲) یک

حالت از این شرایط مختلف توربولانس آزاد را نشان داده است. ارضای شرایط آماری توربولانس در نمودارها کاملا مشهود است. در محاسبه شدت توربولانس تعداد ورتکس ها ۵۰۰۰ تا فرض شده است.

۳-۴ ارتباط خصوصیات فیزیکی جریان و شدت توربولانس

از آنجا که در مدل مورد نظر، آرایش ورتکسها تنها تابعی از انحراف معیار است $(d = 10\sigma_f)$ بنابراین در هر انحراف معیار، ورتکسها با آرایش مکانی یکسان و با داشتن Γ^* های مختلف، در هر نقطه سرعتی القاء می کنند که تنها تابع قدرت ورتکس ها می باشد و در این شرایط بین دو شدت توربولانس حاصله در دو Γ^* مختلف رابطه $\frac{I_{u2}}{I_{u1}} = \frac{\Gamma_2^*}{\Gamma_1^*}$ برقرار است و درنتیجه $\frac{I_u}{\Gamma^*} = f(\sigma_f)$ بنابراین نتایج حاصل از حالات گوناگون جریان با توربولانس آزاد، براساس رابطه بالا در شکل (۳) خلاصه می شود.

۵- مدل توربولانسی در حل جریان همراه با توربولانس آزاد حول سیلندر استوانه‌ای

پارامترهای عددی جریان حول استوانه در روش گردابه‌های تصادفی عبارت از بازه زمانی (Δt)، شعاع هسته ورتکس (δ)، حداکثر قدرت گردابه‌ها (Γ_m) و نیز ضخامت لایه مرزی آرام (ds) و h طول تقسیمات استوانه هستند.

برای حل مساله استوانه در یک رینولدز مشخص ودر یک شدت توربولانس خاص ، طیف وسیعی از این داده‌ها را می‌توان به عنوان ورودی به کار برد، ولی همگی آنها به جواب مطلوب منجر نمی‌شوند. یعنی اگر Δt و δ ثابت فرض شوند با تغییر Γ_m مقادیر ضریب درگ متفاوتی حاصل می شود. به همین ترتیب جواب مورد نظر نسبت به تغییر هر یک از داده‌های ورودی حساسیت دارد.با داشتن جواب برای هر حالت می‌توان با سعی و خطا، مقادیر منجر به جواب را به دست آورد. ولی اگر جواب در دسترس نباشد چگونه باید این مقادیر را حاصل کرد ؟ شکل(۳) ارتباط بین پارامترهای فیزیکی حاکم بر جریان را نشان می دهد و می توان مجموعه‌ای از داده‌ها را از آن بدست آورد و جریان حول اشکال دو بعدی را با تعیین کمیتهای فیزیکی جریان حل کرد. در این تحقیق $\Delta t = 0.05\sec$ قرار داده شده است و تقسیمات استوانه از ۳۰ تا ۵۸ تغییر می‌کند و Γ_m دارای مقادیر ۰,۰۵ و۰,۰۶۴و۰,۰۷۵ به

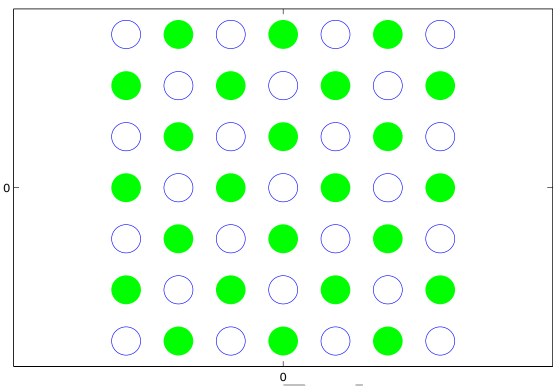
ترتیب برای شدت های توربولانس ۴٪ و ۵٪ و ۶٪ می‌باشد.

۶- نتایج و جمع بندی

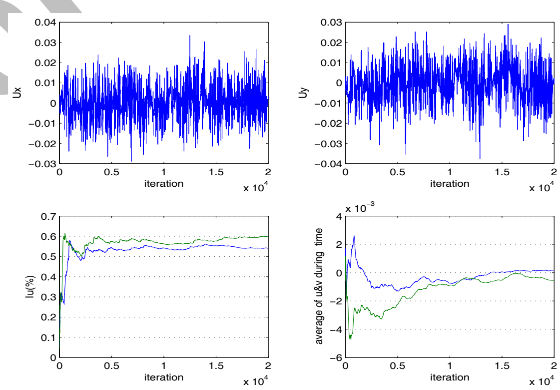
شکل (۴) و (۵) یک نمونه از نتایج بدست آمده برای ضرایب درگ ولیفت است و همگرایی مقادیر درگ با گذشت زمان در این شکل کاملا مشهود است.

شکل (۶) ضرایب درگ ولیفت محاسبه شده از مدل توربولانس آزاد را، با نتایج تجربی بدست آمده توسط کو و گراف [۱۰] در شدت های توربولانس پایین تر از ۱۰٪ .مقایسه می‌کند و همانگونه که ملاحظه می‌شود تطابق خوبی بین این جواب ها به لحاظ محدوده قرارگیری وجود دارد و از لحاظ مقدار متوسط تفاوت چندانی با یکدیگر ندارند.

۸- شکل‌ها

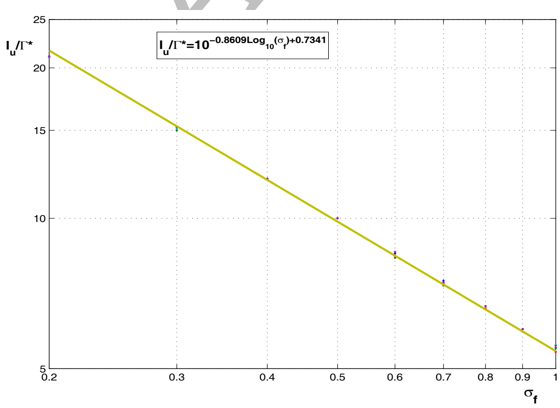


شکل (۱) آرایش اولیه ورتکس ها

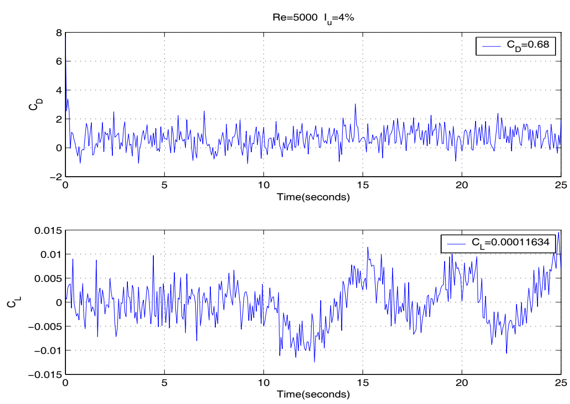


شکل (۲) سرعت، سرعت متوسط و شدت توربولانس برای

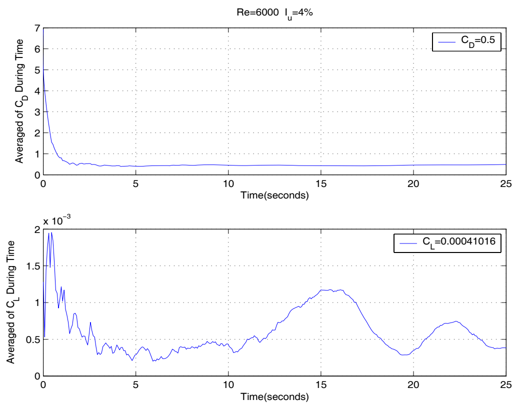
$$\Gamma^* = 0.1, \sigma_f = 1$$



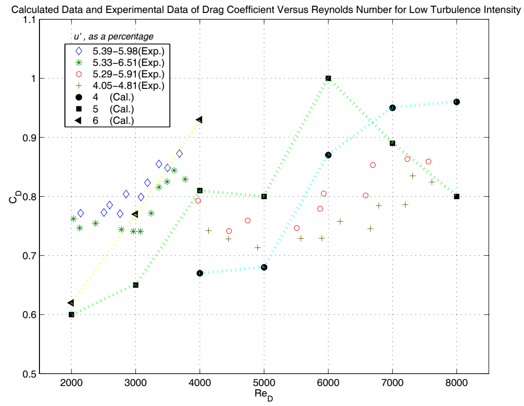
شکل(۳) ارتباط بین خوصیات فیزیکی جریان سیال تراکم ناپذیر وشدت‌توربولانس



شکل (۴) تغییرات ضرایب برآ و پسآ در طول زمان



شکل (۵) ضرایب برآ و پسآ در طول زمان



شکل(۶) مقایسه ضرایب درگ در مقابل عدد رینولدز برای شدتهای توربولانس پائین، برای نتایج محاسباتی و اطلاعات آزمایشگاهی

۷- مراجع

1- Chorin,A.J.”Numerical study of slightly viscous flow”, J.Fluid Mech, Vol.57,785-796 ,1973

2- Cheer, A.Y., “A Study of Incompressible 2-D Vortex Flow Past a Circular Cylinder”, SIAM, J.Sci. Comp., Vol.4. pp.685-705, 1983

3- Cheer, A.Y., “Unsteady Separated Wake Behind an Impulsively Started Cylinder in Slightly Viscous Fluid”, J.Fluid Mech., Vol.201, pp.485-505, 1989

4- E.P.Dyban and E.Ya.Epick, “Transferts de Chaleur et Hydrodynamique Dans Les Ecoulements Randus Turbulence“,Monagraphie Traduite du Russe a 1’I.N.R.A(traduction N.Zuzine,revision A.Kondjoyan) disponoble au laboratorie,1985

5- E.P.Dyban,E.Ya.Epick and T.T.Surpun, “Characteristics of the laminar layer with increased turbulence of the outer stream“, International Chemical engineering,17(3):501-504 Julay 1977

6- Satapathy.B,”Turbulence effects on the drag of three-Dimensional Bodies in Mid stream”,Ph.D.Thesis,Univ.of Roorke,Roorkee,1980

7- Einstein,H.A.and EL-samni. “Hydrodynamic forces on a rough waal”.Rev of modern physics.Vol 21,No.3,July 1949

8- Ko,S.C. and W.H.Graf, “Darg coefficient and turbulence characteristics”, Proc. of 14th Congress of IAHR, Paris (France), Vol 2,1971

9- Ko,S.C. and W.H.Graf, “Darg coefficient of cylinders in turbulent flow”, JHD,Proc.ASCE,Vol 98 ,No HY-5,1972

10- Cheng.E.D.H and C.G.Clyde, ”Instantaneous hydrodynamic lift and drag forces on large roughness elements in turbulent open channel flow “ ,Sedimentation Symposium to Honour Einstein.(Ed.)H.W.Shen, Fort Collins(USA),1972

11- Garde, R.J., “Turbulent Flow “, New Age International (P) Ltd. Publishers, 2000

12- Jafari, M.M.,”Analysis of Flow over Two Dimensional Bodies Near the Free Surface Using Random Vortex Method”,M.Sc. Thesis,Department of Mechanical Eng. , Iran University of Science and Technology,2002 (in Farsi)

13- Versteeg, H.K. and Malalasekera, W, “An Introduction to Computetional Fluid Dynamics: The Finite Volume Method” McGraw-Hill Inc., 1995
14- F.P'eneau,H.C.Boisson, and N.Djilali. ”Large eddy simulation of the influence of high free-stream turbulence on spatially evolving boundary layer”, Int .J.of Heat and Fluid Flow,21:640-647,2000
15- F.P'eneau,H.C.Boisson, A.Kondjoyan and N.Djilali. ”Structure of flat plate boundary layer subjected to free-stream turbulence”, Int .J.of Computational Fluid Dynamics,18(2):1-14,February 2004
16- F.P'eneau,D.Legendre, J.Magnaudet, and H.C.Boisson ” Large eddy simulation of a spatially growing boundary layer using a dynamic mixed subgrid-scale model”,Symposium ERCOFTAC on Direct and Large-Eddy Simulation, Cambridge May 1999,12-14 may 1999