مطالعه عددی اثرات شکل لبه‌های حمله و فرار بر پدیده هواصوتی جریان حول صفحه تخت با استفاده از رویکرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ

حسین محمدی[1]، مهدی رمضانی‌زاده[2*]

۱. مرکز تحصیلات تکمیلی، دانشگاه علوم و فنون هوایی شهید ستاری

۲. دانشکده مهندسی هوافضا، دانشگاه علوم و فنون هوایی شهید ستاری

چکیده

در این تحقیق، صدای تولید شده در اثر اندرکنش‌های گردابه‌های ناشی از جریان حول سه صفحه تخت دارای هندسه‌های متفاوت در لبه‌های حمله و فرار در حالت ناپایا با استفاده از رویکرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ مورد مطالعه قرار گرفته‌است. اثبات درستی شبیه‌سازی سرعت بی- بعد با استفاده از مقادیر نتایج تجربی مربوطه در عدد ماخ ۰٫۰۸۸ و عدد رینولدز ۴×۱۰^{۵} بررسی شده که مطابقت خوبی را نشان می‌دهد. هم‌چنین از لحاظ صوتی، چگالی طیف توان شبیه‌سازی‌شده با استفاده از صدای دریافتی از میکروفون‌های اِی اَند بی که در فاصله ۵۸۳ میلی‌متری بالا و پایین لبهٔ فرار صفحه قرار گرفته‌اند، تطابق خوبی را با نتایج تجربی نشان می‌دهد. براساس نتایج به‌دست آمده، مقادیر چگالی طیف توان صدا در صفحه‌های اول، دوم و سوم در بازه بسامدی ۲۰۰ تا ۴۰۰۰ هرتز، به ترتیب بین ۲۶ تا ۲۸، ۲۷ تا ۳۲ و ۲۸ تا ۵۷ دسی‌بل می‌باشند.

کلیدواژه‌ها: هواصوتی، صفحه تخت، ریزش گردابه‌های لبهٔ فرار، روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، چگالی طیف صدا.

۱. مقدمه

نوفهٔ ناشی از لبهٔ فرار که از جدایش لایه مرزی در لبه‌های تیز حاصل می‌شود، به‌دلیل کاربرد فراوان، از گذشته تا حال، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. بیش‌تر مطالعات انجام گرفته در گذشته روی کاربری‌های با عدد رینولدز بالا مانند هواپیماهای تجاری، توربوماشین‌ها و توربین‌های بادی تمرکز داشته‌اند. صدای به‌وجود آمده توسط آیرودینامیک جریان روی اجسام مختلف ناشی از دو پدیده اساسی مختلف می‌باشد. اولین مورد، صدای ضربه‌ای است که با حرکت صفحه به‌وجود می‌آید. جابه‌جایی جسم درون سیال و بارگذاری‌های آیرودینامیکی ناپایدار روی سطح جسم سبب تولید نوسانات فشاری شده که مانند صدا منتشر می‌شوند. سازوکار صدای دوم در نتیجه تلاطم می‌باشد و در نزدیکی هر جسم که در جریان آشفته قرار دارد به‌وجود می‌آید. تلاطم، به‌دلیل طبیعت اتفاقی بودنش طیف بسآمد وسیعی (پهن) دارد. انرژی تلاطم، به‌طور قابل توجهی در نزدیکی لبه‌های تیز نسبت به جاهای دیگر، با شدت بیش‌تری به انرژی صدا تبدیل می‌شود (برای مثال در نزدیکی لبه فرار بال‌های مثلثی) [۱].

پراکندگی نوسانات فشار صدای تولیدشده توسط ساختار آشفته لایه مرزی روی هندسه لبهٔ فرار، سبب تولید صدا در این ناحیه می‌شود. یکی از مطالعات اولیه روی نوفهٔ ایجادشده در لبهٔ فرار توسط ویلیام و هال[1] بر پایهٔ تناسب کلاسیک لایتهیل[2]، گزارش شده است. آن‌ها گردابه‌های آشفته عبوری از لبه‌های تیز لبه فرار یک بالواره را مورد تجزیه و تحلیل قرار دادند [۲].

دولان و همکارانش در سال ۲۰۱۱، صدای ناشی از لبه فرار تیز صفحه تخت را که ناشی از ریزش گردابه‌ها به ناحیه دنباله می‌باشد، در محدوده عدد رینولدز پایین تا متوسط مورد بررسی قرار دادند [۳].

ونگ و همکارانش در سال ۲۰۰۹، با استفاده از روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ[3]، نواسانات فشار دیواره و صدای تولیدشده توسط جریان هوا حول یک بالواره

* نویسنده پاسخگو: ramezanizadeh@ssau.ac.ir

[1] William and Hall
[2] Lighthill
[3] LES; Large Eddy Simulation

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]

[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

خمیده را که توسط راجر و همکارانش [۴] در سال ۲۰۰۴ مورد مطالعه قرار گرفته بود، در عدد رینولدز بر پایه وتر ۱/۵×۱۰۵ بررسی کردند [۵].

التاویل و همکارش در سال ۲۰۱۱، با استفاده از روی‌کرد ناپایای میان‌گیری رینولدز[1] معادلات ناویر- استوکس و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، گردابه‌های منتشر شده از لبهٔ فرار بالواره‌ای را مورد بررسی قرار دادند. ایشان در ابتدا طرز تشکیل و میزان توان گردابه‌ها را شبیه‌سازی کردند، سپس، نتایج حاصل از آن را به‌منظور بررسی انتشار امواج در معادله لایتهیل (که حل عددی با استفاده از روش عنصر محدود[2] می‌باشد)، قرار دادند. آن‌ها به این نتیجه رسیدند که صدای تولیدشده از لبهٔ حمله بالواره در بسآمدهای پایین را می‌توان با نوفهٔ تولیدشده از لبهٔ فرار در بسآمدهای بالا قیاس کرد. نتایج به‌دست آمده توسط ایشان با نتایج تجربی منطبق می‌باشد. ضمناً، بر این نکته تاکید داشتند که با استفاده از روش دوگانه (هیبریدی[3]) به نتایج دقیق‌تری در رابطه با نوع انتشار و محل تشکیل هسته گردابه[4] که محل تولید صدا می‌باشد، می‌توان رسید [۶].

مورو و دولان در سال ۲۰۱۵، صدای ناشی از لبهٔ فرار گردشده بالواره را به‌طور تجربی مورد آزمایش قرار دادند. نسبت منظری بالواره مورد آزمایش را از ۱ تا ۳ در محدوده عدد رینولدز بر پایه وتر (1.6×10^5 تا 7.9×10^5) و زاویه حمله صفر تا ۶ درجه تغییر دادند. ایشان به این نتیجه رسیدند که در این محدوده عدد رینولدز، بالواره مذکور صدای پهن‌باند را همراه با تعدادی صدای ریتمیک[5] به‌صورت گسسته در زوایای حمله غیر صفر تولید می‌کند. هم‌چنین، داده‌های طیف صدای مربوط به جریان گردابی سه‌بعدی در نزدیکی نوک بالواره[6] را به‌منظور بررسی سهم این دو قسمت از بالواره در تولید صدا به‌دست آوردند. تولید صدای ریتمیک به‌دلیل حضور حالت جریان گذرا در لبهٔ فرار، و همراهی ناحیه نیمهٔ جداشدهٔ جریان روی سطح فشار بالواره می‌باشد. میدان جریان در قسمت نوک با افزایش زاویه حمله سبب می‌شود که منطقه جداشدهٔ جریان و مکان منبع صدای ریتمیک در طول لبهٔ فرار بالواره به منطقه پایان- آزاد[7] منتقل شود. علاوه بر این، ایشان اذعان داشتند که با کاهش نسبت منظری بالواره، تولید صدای ریتمیک در عدد رینولدز پایین‌تر و زاویه حملهٔ بالاتر اتفاق می‌افتد [۷].

دقیقاً بعد از لبه حمله گردشده، در جریان پایین‌دست ناحیه‌ای به‌وجود می‌آید که دارای انرژی جنبشی آشفته بسیار بالایی می‌باشد. لبه حمله گرد، سبب جدایش جریان شده و در ادامه، جریان به صورت حبابی و آرام از سطح جدا می‌شود. اتصال دوباره جریان به جسم، بعد از این حباب جدایش کاملاً ناپایدار بوده و سبب تولید تلاطم فراوانی در جریان می‌شود. اتصال دوباره جریان به جسم در پایین‌دست، توسعهٔ لایه مرزی آشفته را به‌دنبال دارد [۸].

در این تحقیق، ابتدا فیزیک جریان حول صفحات تخت با استفاده از روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ شبیه‌سازی شده و سپس با درنظرگرفتن میکروفون‌هایی در پشت لبهٔ فرار صفحه‌ها، میزان توان و طیف انتشار امواج با استفاده از نظریهٔ کِرل و الگوی ویلیام- هاوکینگز[8] مورد مطالعه قرار می‌گیرد. تمامی شبیه‌سازی‌ها توسط بسته نرم‌افزاری فلوئنت[9] نسخه ۱۵ انجام گرفته‌اند.

۲. معادلات حاکم

به‌منظور شبیه‌سازی صدای ناشی از انفجار گردابه‌ها که در آن سرعت جریان در هسته گردابه، به صفر نزدیک می‌شود و فشار جریان بسیار بالا می‌رود، روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ تاثیر ارتعاشات به وجود آمده توسط گردابه‌های روی بال را بر ضریب فشار دیوار به‌خوبی نشان می‌دهد. روی‌کرد مذکور این نکته را بیان می‌کند که گردابه‌ها، مرکز نیروهای آیرودینامیکی را به سمت لبه حمله متمایل می‌کنند. شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ معادلات ناویر- استوکس، روی‌کردی است که خواص متوسط جریان‌های آشفته با پیچیدگی متوسط را بسیار خوب تخمین می‌زند [۹].

[1] RANS; Reynolds-Averaged Navier-Stokes
[2] Finite element
[3] Hybrid
[4] Vortex core
[5] Rythmical
[6] Airfoil tip
[7] Free-End
[8] William and Hawkings
[9] Fluent

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

در این روی‌کرد، تنها باید به حل مستقیم گردابه‌هایی پرداخت که به اندازه کافی بزرگ بوده و حامل اطلاعاتی درباره هندسه و دینامیک مسئله مورد نظر باشند. با توجه به نظریهٔ کولموگروف[1]، تمام ساختارهای دارای مقیاس کوچک عمومی فرض می‌شوند. این ساختارها با مقیاس زیرشبکه‌ای[2] عمومی، بیانگر اثرات مقیاس‌های کوچک مستقیماً حل‌نشده روی مقیاس‌های مستقیماً حل‌شده هستند و باید الگو شوند [۱۰]. در واقع در هر جریان آشفته، اندازه بزرگترین مقیاس‌های طولی در حدود ابعاد دامنه حل بوده و کوچک‌ترین آن‌ها به گردابه‌های در حال نابود شدن مربوط هستند که در آن‌ها اثرات لزجت غالب می‌باشد [۱۱].

در روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ معادلات ناویر- استوکس برای گردابه‌هایی حل می‌شوند که بزرگ‌تر از ابعاد شبکه هستند و اثر مقیاس‌های زیرشبکه‌ای الگو می‌شود. مقیاس‌های کوچک رفتار کم و بیش عمومی از خود نشان داده و بر مقیاس‌های بزرگ تاثیر می‌گذارند که این دو مقیاس توسط صافی از هم جدا می‌شوند [۱۲].

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{u_i}\,\overline{u_j})}{\partial x_i} = -\left(\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}\right) + \frac{1}{Re}\frac{\partial}{\partial xj}\left(\overline{\sigma_{ij}} - \tau_{ij}\right) \qquad (2)$$

معادلات مذکور، معروف به ناویر- استوکس هستند که در آن خط روی پارامترها بیان‌گر کمیت‌های حل شدنی یا به عبارتی مقیاس‌های بزرگ می‌باشد:

$$\sigma_{ij} = (2\mu S_{ij}) \qquad (3)$$

$$\tau_{ij} = \left(\overline{u_i u_j} - \overline{u_i}\,\overline{u_j}\right) \qquad (4)$$

که در آن، $\overline{u_i u_j}$ و $\overline{u_i}\,\overline{u_j}$ بیان‌گر متوسط زمانی مولفه‌های سرعت و τ_{ij} تانسور تنش زیرشبکه‌ای می‌باشد که باید الگو شود. اولین الگویی که در این زمینه ارائه شده، الگوی اسماگورینسکی[3] است که هنوز به‌طورگسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد. همانند بیش‌تر الگوهای مقیاس زیرشبکه‌ای موجود، این الگو نیز از مفهوم لزجت گردابه‌ای استفاده می‌کند که بخش بی‌اثر (کروی) تانسورهای مقیاس زیرشبکه‌ای τ_{ij}^{a} را به نرخ کرنش میدان سرعت حل نشدنی $\overline{S_{ij}}$ مرتبط می‌سازد [۱۰، ۱۲]. با فرض تعادل، رابطه‌ای برای v_t به‌صورت زیر حاصل می‌شود:

$$v_t = (C_S\Delta)^2 \left|\overline{S}\right| \qquad (5)$$

که در آن، C_s ضریب اسماگورینسکی، $\left|\overline{S}\right| = 2\left(\overline{S_{ij}}\,\overline{S_{ij}}\right)^{1/2}$ و Δ پهنای صافی می‌باشد. پهنای صافی برابر با اندازه شبکه در نظر گرفته شده و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Delta = \left(\Delta_x\Delta_y\Delta_z\right)^{1/3} = \left(\Delta V_{ijk}\right)^{1/3} \qquad (6)$$

در معادلات اصلی ناویر- استوکس، $\overline{u}_i$ به جای u_i، $\overline{P} + 1/3\delta_{ij}\tau_{kk}$ به جای P و $v + v_t$ به جای v قرار می‌گیرند [۱۰]. از آن‌جا که نوسانات تلاطم مقیاس‌های زیرشبکه‌ای در نزدیکی دیواره به سمت صفر میل می‌کند، لذا لزجت گردابه‌ای v_t نیز باید به سمت صفر میل نماید. برای این منظور، تابع استهلاک f_μ به شکل معادله ذیل در نظر گرفته شده است:

$$f_\mu = 1 - e^{\left(\frac{-y^+}{26}\right)} \qquad (7)$$

برای اعمال تابع استهلاک مذکور در لزجت گردابه‌ای، به‌جای ضریب C_s در رابطه ۵، از ضریب $C_s f_\mu$ استفاده می‌شود. برای شبیه‌سازی صدا، قیاس صوتی فوکس ویلیامز و هاوکینگز[4] [۱۳] به‌کارگیری شده‌اند. با توجه به بسط لوکارد[5] رابطه صوتی مذکور در بالا به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\left[p'H(f)\right] = -\int_{f=0}\left[i\omega Q'(\vec{y})G_c(\vec{x},\vec{y}) + F_i(\vec{y})\frac{\partial G_c(\vec{x},\vec{y})}{\partial y_i}\right]dS - \int_{f>0} T_{ij}H(f)\frac{\partial^2 G_c(\vec{x},\vec{y})}{\partial y_i \partial y_j}\,dV \qquad (8)$$

که در آن، ω بسآمد زاویه‌ای، $f = 0$ سطح FWH و $H(f)$ تابع هویساید[6] می‌باشد. برای $f > 0$، $H(f) = 1$ و برای $f < 0$، $H(f) = 0$ است که به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F_i = \left[p\delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho(u_i + U_i)(u_j + U_j) - \rho_\infty U_i U_j\right]\partial f / \partial x_j \qquad (9)$$

$$Q = \left[\rho(u_i + U_i) - \rho_\infty U_i\right]\partial f / \partial x_i \qquad (10)$$

[1] Kolmogorov
[2] SGS; SubGrid Scale
[3] Smagorinsky
[4] FWH; Ffowcs Williams and Hawkings
[5] Lockard
[6] Heaviside function

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]

[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (P' - C_\infty^2 \rho')\delta_{ij} - \tau_{ij} \qquad (۱۱)$$

جمله‌های F_i، $\hat{Q}$، p' و T_{ij} به ترتیب بیانگر دوقطبی، تک قطبی، فشار صوتی دامنه بسآمد و چهارقطبی می‌باشد. در اینجا u_i نشان‌دهنده بردار سرعت سیال، p فشار، ρ_x چگالی جریان آزاد، ρ' فشار صدا، δ_{ij} دلتای کرونیکر و τ_{ij} تانسور تنش لزجت می‌باشد که به دلیل اثرات ناچیزش در روابط فوکس ویلیام هاوکینگز صرف‌نظر شده و مستند به نتایج مرجع [۱۴] می‌باشد. لازم به ذکر است که معادلات کلی جریان (معادلات ال‌ایی‌اس) به صورت کامل حل شده و عبارت لزجت در آن‌جا لحاظ شده است. اگر سرعت جریان متوسطی در جهت مختصاتی درنظرگرفته شود، تابع سه‌بعدی گرین که ترکیبی از تاثیرات انتقالی جریان می‌باشد به‌صورت رابطه ۱۲ بیان می‌شود:

$$G_c(\vec{x},\vec{y}) = -\frac{e^{-ik\left\{\sqrt{(x_1-y_1)^2+(1-M^2)\left[(x_2-y_2)^2+(x_3-y_3)^2\right]}-M(x_1-y_1)\right\}/(1-M^2)}}{4\pi\sqrt{(x_1-y_1)^2+(1-M^2)\left[(x_2-y_2)^2+(x_3-y_3)^2\right]}}. \qquad (۱۲)$$

در رابطهٔ ۱۲، k شماره موج، M عدد ماخ جریان آزاد به‌صورت $M \equiv U_1/C_\infty$، $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)^t$ محل قرارگیری بیننده و $\vec{y} = (y_1, y_2, y_3)^t$ مکان منبع می‌باشد [۱۴].

فرض بر این است که، منابع صدا سبب ایجاد نوسانات خطی از مرجع حالت سیال سکون می‌شوند. لایتهیل روی‌کرد مذکور را به‌صورت ناحیه‌ای از منبعی اختیاری که توسط سیال ساکن احاطه شده، تعمیم داد. در نتیجه، نمی‌توان فرض نمود ناحیه‌ای که منبع صدا در آن‌جا قرار دارد، نوسانات خطی از حالت مرجع باشد. هم‌چنین، فرض می‌شود که شنونده توسط سیال ساکن مرجع احاطه شده و در آن نوسانات صوتی کوچک به‌طور دقیق توسط معادله موج خطی همگن بیان شده‌اند. با درنظرگرفتن مشتق زمان در قانون بقای جرم و کاستن واگرایی[1] از معادله‌ی میل[2] خواهیم داشت [۱۳-۱۴]:

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(\rho v_i v_j - \sigma_{ij}) - \frac{\partial f_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{p'}{c_0^2} - \rho'\right) \qquad (۱۳)$$

[1] Divergence
[2] Momentum

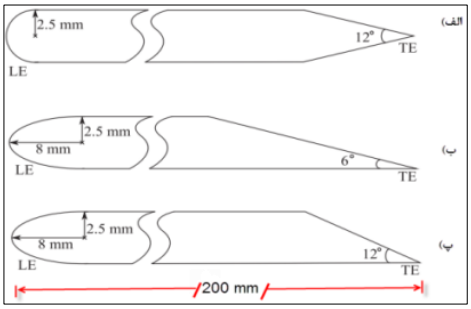
با اضافه کردن جمله $c_0^{-2}\,\partial^2/\partial t^2 p'$ به هر دو طرف معادله ۱۳ و با استفاده از ($\sigma_{ij}=p\delta_{ij}-P_i$)، می‌توان این معادله را به‌صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(P_{ij} + \rho v_i v_j) - \frac{\partial f_i}{\partial x_i}. \qquad (۱۴)$$

که در آن $p' = p - p_0$ و $\rho = \rho - \rho_0$ است. معادله اخیر به قیاس صوتی لایتهیل[3] معروف می‌باشد.

۳. روش حل عددی

همان‌طور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود، سه صفحهٔ تخت با طول وتر ۲۰۰، دهانه ۴۵۰ و قطر ۵ میلی‌متر با هندسه‌های مختلف در نظر گرفته شده‌اند. صفحه اول با لبهٔ حمله گرد و لبهٔ فرار تیز متقارن با شیب ۱۲ درجه؛ صفحه دوم با لبهٔ حمله بیضی‌شکل و لبهٔ فرار تیز نامتقارن با شیب ۶ درجه؛ و صفحه سوم با لبهٔ حمله بیضی شکل و لبهٔ فرار تیز نامتقارن با شیب ۱۲ درجه در سرعت جریان آزاد ۳۰ متر بر ثانیه (عدد رینولدز 4×10^5 و عدد ماخ ۰/۰۸۸) مورد مطالعه قرار می‌گیرد. سپس نتایج به‌دست آمده با نتایج تجربی مورو و دولان [۱۵]، مقایسه می‌شود.



شکل ۱ هندسه سه صفحه تخت مورد مطالعه در این تحقیق [۱۵].

در حل تجربی مذکور، از تونل بادی استفاده شده که در قسمت انتهایی آن جریان به‌صورت جت آزاد حول لبهٔ فرار جریان دارد که در شکل ۲ قابل مشاهده می‌باشد. برای سرعت جریان آزاد ۱۵ متر بر ثانیه در دهانه ورودی تونل باد، سرعت جریان آزاد به ۳۰ متر بر ثانیه در ناحیه لبهٔ فرار می‌رسد. بر این اساس، در حل عددی، سرعت ورودی جریان آزاد ۳۰ متر بر ثانیه در نظر گرفته شده است [۱۵].

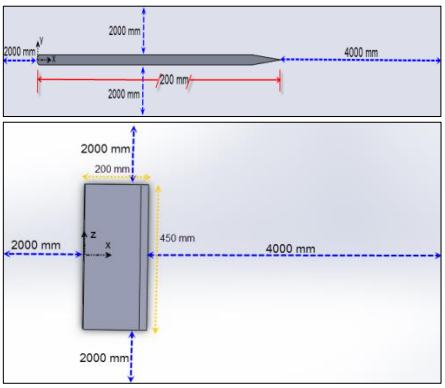
[3] Lighthill Analogy

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

شکل ۲ نحوه قرارگیری صفحه تخت در تونل باد [۱۵].

فیزیک جریان شامل سرعت متوسط و مجذور مربعات میانگین سرعت در جهت x در x/c = ۱٫۰۰۳۵ (۰٫۷ میلی‌متر پشت لبهٔ فرار) حول هر سه صفحه‌ی مذکور مورد مطالعه قرار گرفته است. در این راستا، ضمن استفاده از روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ با الگوی زیرشبکه‌ای اسماگورینسکی- لیلی با ضریب اسماگورینسکی ۰٫۱۵، گسسته‌سازی مکانی مرتبه ۲ و گسسته‌سازی زمانی مرتبه ۴ رانگ‌کوتا انجام شده است. فشار محیط معادل فشار جوی درنظرگرفته می‌شود و برای حل معادلات جریان و فشار، از الگوریتم سیمپل[1] غیردائم استفاده شده است. ضمناً گام زمانی ۰٫۰۱ ثانیه می‌باشد. با توجه به ابعاد محدوده محاسباتی و سرعت جریان آزاد، زمان ۰٫۰۱ ثانیه برای بررسی گردابه‌های تشکیل‌یافته بر روی سطح صفحات و ناحیه دنباله، مناسب است. تعداد تکرار در هر گام زمانی ۲۰ مرتبه می‌باشد. لازم به ذکر است که تمامی پردازش‌های انجام‌شده ابتدا به‌صورت پایا به همگرایی رسیده؛ سپس، ادامه حل به‌صورت ناپایا انجام می‌شود. پس از هم‌گرایی حل نیز، شبیه‌سازی عددی جریان به مدت ۱۵ ثانیه انجام می‌گیرد.

به‌منظور دستیابی به اطلاعات هواصوتی جریان در فواصل دور از پشت صفحات تخت، و هم‌چنین تاکید بر درستی شرط مرزی انتخاب‌شده در مرز خروجی، دامنه حل به صورت ۲۰ برابر وتر صفحه تخت در پشت الگو، ۱۰ برابر وتر در جلو و به‌همین اندازه برای بعد سوم، درنظرگرفته شده است، که در شکل ۳ برای صفحه اول قابل مشاهده می‌باشد. طول وتر صفحات تخت مورد مطالعه برابر با ۲۰۰ میلی‌متر می‌باشد لذا محدوده محاسباتی در جلو، بالا و پایین بال‌ها، برابر با ۲۰۰۰ میلی‌متر و در پشت بال‌ها به‌دلیل ایجاد گردابه‌ها در ناحیه دنباله، برابر با ۴۰۰۰ میلی‌متر اتخاذ شده‌اند.

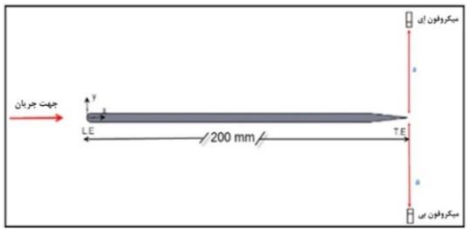


شکل ۳ مشخصات و دامنه‌ی محاسباتی صفحه تخت اول در این تحقیق.

قابل ذکر می‌باشد که محدوده محاسباتی مورد استفاده برای صفحات دوم و سوم نیز به همان کیفیت و کمیت محدودهٔ استفاده شده برای صفحه اول است. در جدول ۱ و شکل ۴، موقعیت قرارگیری میکروفون‌ها با توجه به مرکز مختصات صفحه تخت اول ارائه شده‌اند. مکان قرارگیری میکروفون باید در جایی باشد که تنها امواج صوتی وجود داشته باشند، به عبارت دیگر، در نزدیکی میدان هیدرودینامیکی نباشد (میدان دور) [۱۶].

جدول ۱ اطلاعات مربوط به محل قرارگیری میکروفون‌ها.

نام	x/c	y/c	z/c
میکروفون اِی	۱	۲٫۹۱۵	۰
میکروفون بی	۱	-۲٫۹۱۵	۰

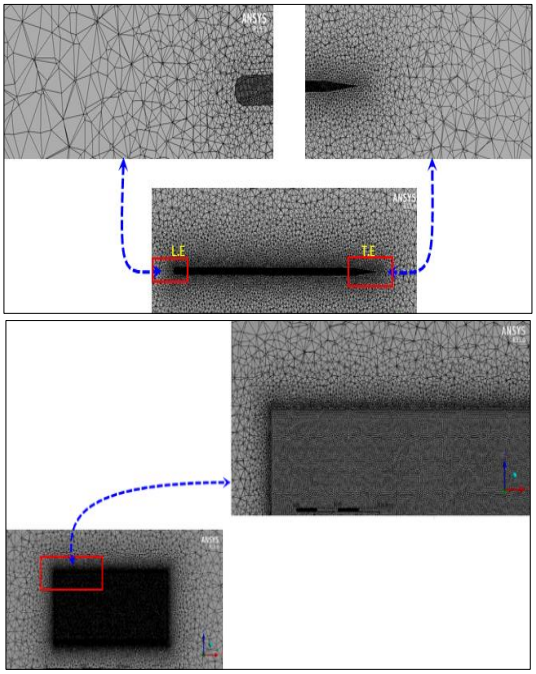


شکل ۴ محل قرارگیری میکروفون‌ها.

[1] SIMPLE; Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

به‌منظور انتخاب شبکه محاسباتی مناسب که در آن خطاهای عددی به حداقل برسد، و از طرف دیگر هزینه محاسبات بهینه شود، شبکه‌های مختلفی با تعداد گره‌های متفاوت برای این مسئله مورد بررسی قرار گرفته‌اند. به‌عنوان نمونه در صفحه اول، چهار شبکه مختلف با تعداد عنصرهای مختلفی از جمله: ۳۸۳۴۴۲، ۷۸۹۱۲۱، ۱۹۰۲۸۸۰ و ۳۳۵۰۶۶۲ عنصر، مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. در این راستا، مشاهده شد که حل سومین شبکه به حل تجربی نزدیک می‌باشد، لذا نیازی به حل با تعداد عنصرهای بیش‌تر نیست. در نهایت، شبکه‌هایی با ۱۹۰۲۸۸۰، ۱۸۹۹۶۵۶ و۱۹۸۹۳۳۲ عنصر به ترتیب برای صفحهٔ تخت اول، دوم و سوم به‌صورت تتراهدرون[1] (که با نزدیک شدن به سطوح صفحه‌ها، ریزتر می‌شود)، به‌عنوان شبکه‌های بهینه مد نظر قرار گرفته است. به‌عنوان نمونه شبکه مورد استفاده در اطراف صفحه اول، در شکل ۵، قابل مشاهده می‌باشد. علاوه بر این، در کلیهٔ شبکه‌های مورد مطالعه، از شبکه‌های لایه مرزی روی سطح استفاده شده است.



شکل ۵ شبکه‌بندی استفاده‌شده حول صفحه تخت اول.

[1] Tetrahedron

به دلیل اثرات ناشی از گردابه‌های کوچک درون لایه مرزی بر روی مسائل صوتی، در تمامی شبکه‌های مورد مطالعه از شبکه‌های لایه مرزی روی سطح استفاده شده است. ضمناً، مقدار y^+ برای شبکه بهینه انتخاب‌شده در صفحه تخت اول، برابر با ۴۷ می‌باشد. به‌عنوان نمونه، جزئیات شبکهٔ مورد محاسبه برای صفحه تخت اول به‌گونه‌ای است که تعداد عنصرها برابر با ۱۹۰۲۸۸۰، گره‌ها برابر با ۳۸۰۵۷۶، تعداد وجوه[2] برابر با ۳۶۱۵۴۷۲، عدد اِسکیونِس[3] برابر با ۰/۵ و نسبت منظری[4] برابر با ۱/۳ می‌باشد. هم‌چنین، حداکثر و حداقل ابعاد شبکه[5] برابر با ۰/۸۷ و ۰/۰۰۲ (بی‌بعد شده براساس وتر) است.

مطالعه عدم وابستگی حل به شبکهٔ محاسباتی[6] حول صفحه اول در جدول ۲ در مقطع y/c = -۰/۰۲ آورده شده است. همان‌طور که مشخص می‌باشد، نتایج حاصل از شبکه‌بندی با تعداد عنصر، ۱۹۰۲۸۸۰ با نتایج حاصل از شبکه‌بندی با تعداد عنصر ۳۳۵۰۶۶۲ تقریباً دارای مقادیر یکسان در نیم‌رخ سرعت بی‌بعد شده می‌باشد. لذا شبکه‌بندی با تعداد عنصر ۱۹۰۲۸۸۰ برای حل جریان حول صفحات تخت مذکور، مورد استفاده قرار گرفته‌اند.

جدول ۲ مطالعه عدم وابستگی حل به شبکه عددی در صفحه اول.

روی‌کرد	تعداد عنصر	y/c	U/U_∞
تجربی [۱۲]	-	-۰/۰۲	۰/۸۳۸
تحلیلی [۱۲]	-	-۰/۰۲	۰/۹۴۲
تحقیق حاضر شبکه ۱	۳۸۳۴۴۲	-۰/۰۲	۰/۶۰۲
تحقیق حاضر شبکه ۲	۷۸۹۱۲۱	-۰/۰۲	۰/۷۳۷
تحقیق حاضر شبکه ۳	۱۹۰۲۸۸۰	-۰/۰۲	۰/۸۴۰
تحقیق حاضر شبکه ۴	۳۳۵۰۶۶۲	-۰/۰۲	۰/۸۴۱

۴. میانگین سرعت در لبهٔ فرار

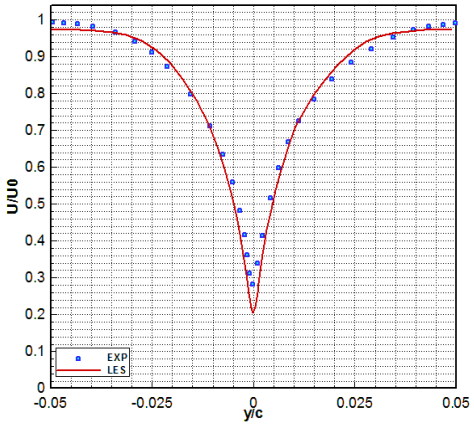
نیم‌رخ سرعت متوسط (U/U_∞)، در نزدیکی دنباله (۰/۷ میلی متر پایین‌تر از لبهٔ فرار) برای هر سه صفحه تخت در سرعت جریان آزاد ۳۰ متر بر ثانیه (عدد رینولدز ۴×۱۰^۵)،

[2] Face
[3] Skewness
[4] Aspect Ratio
[5] Max and Min Size of the Mesh
[6] Grid Resoluion

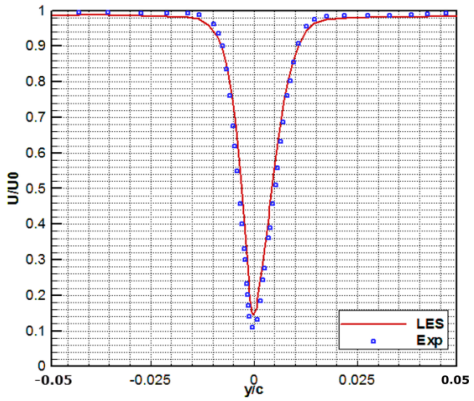
[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

با نتایج تجربی توسط دولان و همکارانش در شکل‌های ۶، ۷ و ۸ آورده شده است؛ که تطابق خوبی بین نتایج به‌دست آمده و نتایج تجربی مشاهده می‌شود. نیم‌رخ سرعت متوسط برای صفحه اول، همان‌طور که از شکل ۶ مشخص است، حول لبه فرار بسیار متقارن می‌باشد.

نیم‌رخ سرعت برای دو صفحه دوم و سوم کاملاً نامتقارن است. هم‌چنین، شدت تلاطم جریان آزاد ۰٫۳ درصد می‌باشد. نیم‌رخ سرعت متوسط بیان‌گر تلاطم جریان در لبه فرار صفحه اول، است. وضعیت جریان آشفته در لبه فرار صفحه اول، به‌شدت تحت تاثیر شکل لبه حمله می‌باشد؛ چون هندسه لبه حمله جسم، تاثیر زیادی بر رشد اولیه لایه مرزی دارد که در نتیجه جریان حول کل سطح صفحه تخت را تحت تاثیر قرار می‌دهد.

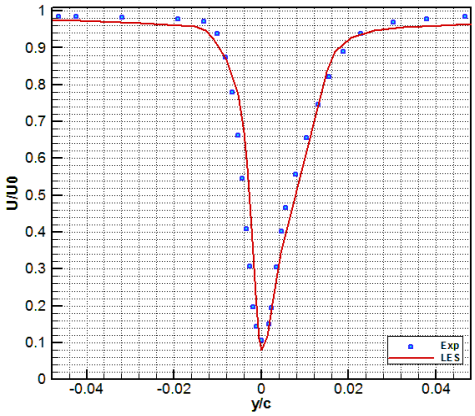


شکل ۶ نیم‌رخ سرعت متوسط بی‌بعدشده در نزدیکی لبه فرار صفحه اول در جهت عمود، در مقطع x/c = ۱٫۰۰۳۵ برای U_∞ = ۳۰m/s (Re =۴×۱۰^۵).



شکل ۷ نیم‌رخ سرعت متوسط بی‌بعدشده در نزدیکی لبه فرار صفحه دوم در جهت عمود، در مقطع x/c = ۱٫۰۰۳۵ برای U_∞ = ۳۰m/s (Re=۴×۱۰^۵).

همان‌طور که در شکل ۱ مشخص است، صفحه اول دارای لبه حمله دایروی است، در حالی که شکل لبه حمله صفحات دوم و سوم بیضوی می‌باشد. احتمالاً جدایش جریان درست بعد از لبه حمله در صفحه تخت اول اتفاق می‌افتد. لایه برشی آرام جدا شده، و کاملاً ناپایدار می‌باشد به‌گونه‌ای که ناحیه انتقال به رژیم جریان آشفته را بسیار سریع‌تر از لایه مرزی آرامِ متصل به سطح صفحه، انجام می‌دهد و به طور معمول در وضعیت آشفته دوباره به صفحه متصل می‌شود. بنابراین لبه حملهٔ دایروی نقش بسزایی را در تشکیل نوع لایه مرزی روی سطح صفحه ایفا می‌کند.



شکل ۸ نیم‌رخ سرعت متوسط بی‌بعد شده در نزدیکی لبه فرار صفحه سوم در جهت عمود، در مقطع x/c = ۱٫۰۰۳۵ برای U_∞ = ۳۰m/s (Re =۴×۱۰^۵).

نیم‌رخ سرعت متوسط در لبه فرار صفحه سوم، کاملاً نامتقارن است. در سطح پایینی لبه فرار، جریان درون لایه مرزی آرام می‌باشد. برای این صفحه، نیم‌رخ‌های سرعت بیان‌گر این مطلب هستند که سرعت متوسط جریان در سطح مورب بالایی لبه فرار صفحه تخت، آشفته‌تر از جریان در سطح صاف زیرین صفحه است. شیب تند ۱۲ درجه‌ای در لبه فرار این صفحه تخت، سبب به‌وجود آمدن ناگهانی گردایان فشار معکوس شده و به تغییرات سریع در سرعت جریان آشفته لبه فرار کمک می‌کند. در نتیجه، صفحه تخت سوم دارای دو نوع لایه مرزی مختلف در هر دو سرعت جریان در سطح بالایی و پایینی می‌باشد، به‌طوری که لایه مرزی در سطح زیرین صفحه آرام و در سطح مورب بالایی به‌صورت گذرا است. هم‌چنین، می‌توان

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

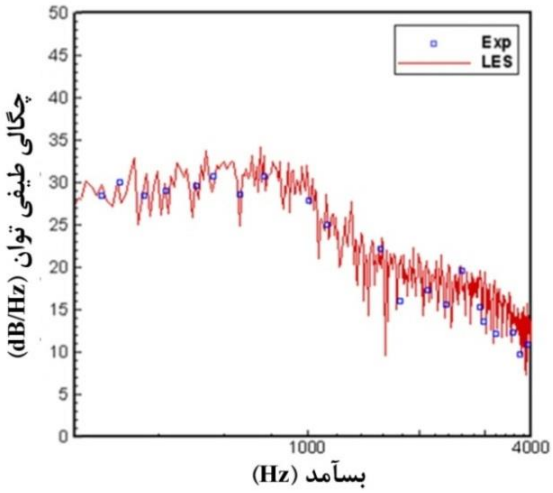
از داده‌های به‌دست آمده برای سرعت متوسط استفاده کرد.

توصیفی کلی برای جریان متوسط در صفحات دوم و سوم را می‌توان چنین بیان نمود که در سرعت ۳۰ متر بر ثانیه، داده‌های به‌دست آمده در ناحیه‌ی دنباله صفحه دوم، بیان‌گر عدم وقوع جدایش جریان روی سطح بالایی می‌باشد. گردایان فشار معکوس نیز باعث ضخیم‌تر شدن لایه مرزی (در قیاس با لایه مرزی در سطح پائینی صفحه تخت) می‌شود. گسترش ناحیهٔ جداشده در صفحه تخت سوم نسبت به دو صفحه تخت دیگر، به‌دلیل گرادیان فشار معکوس قوی‌تر و به‌تعویق افتادن مکان اتصال دوباره جریان، بزرگ‌تر است. سطح نوسانی انرژی روی سطوح مورب بالایی صفحات تخت دوم و سوم نیز بیش‌تر از مقدارش در لایه‌های مرزی آشفته صفحه تخت اول می‌باشد. نیم‌رخ سرعت متوسط بیان‌گر این مطلب است که ناحیه دنباله کاملاً نامتقارن بوده و ضخامت این نیم‌رخ‌ها روی سطح بالایی لبه فرار نسبت به سطح پایینی لبه فرار ضخیم‌تر می‌باشد که با نتایج تجربی مطابقت دارد.

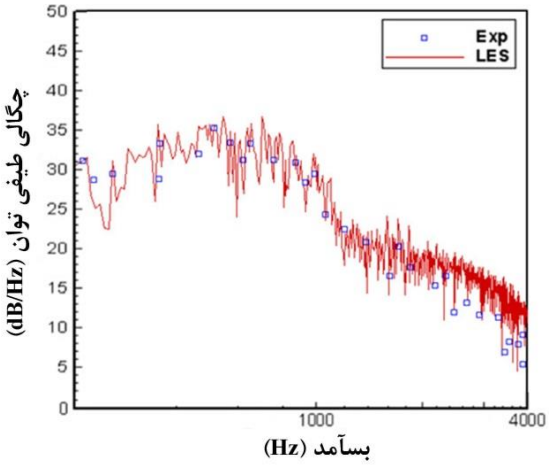
۵. رفتار هواصوتی جریان

به‌منظور بررسی رفتار هواصوتی جریان، پارامترهای مختلفی از جمله: طیف‌های مختلف چگالی توان صدا، فشار صدا و بسآمد مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. با توجه به شکل‌های ۹، ۱۰ و ۱۱، در سرعت جریان آزاد ۳۰ متر بر ثانیه، در بسآمد کم‌تر از ۱۵۰۰ هرتز، نوفهٔ ساطع‌شده در لبهٔ فرار صفحه‌های تخت با نتایج تجربی تطابق خوبی دارد. ضمناً در این بازهٔ بسآمدی، صدای ساطع‌شده توسط صفحه سوم، دارای توان خیلی بیش‌تری نسبت به دو صفحه دیگر می‌باشد هم‌چنین در کم‌تر از بسآمد مذکور صفحه دوم که دارای ترکیبی از لایه مرزی آرام و گذرا می‌باشد، چگالی طیف توان بیش‌تری نسبت به صفحه اول که دارای لایه مرزی آشفته در لبه فرارش می‌باشد، دارد.

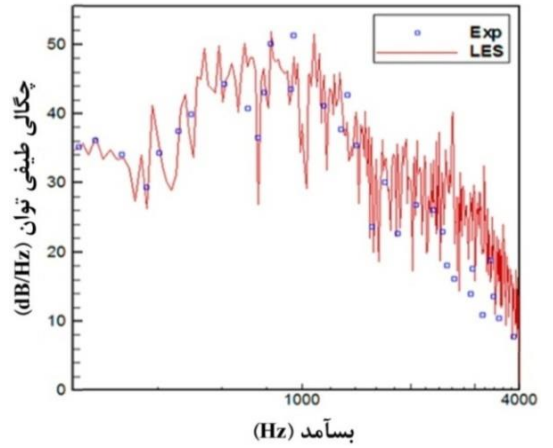
صدای ساطع‌شده توسط هر سه صفحه در بسآمدهای بالاتر از ۱۵۰۰ هرتز تقریباً دارای مقادیر یکسانی می‌باشد. از دیگر نتایج به‌دست آمده توسط مورو و همکارانش از تحقیق مذکور، این است که صدای تولیدشده در لبه فرار



شکل ۹ چگالی طیف توان گرفته شده میکروفون اِی برای صفحه اول.



شکل ۱۰ چگالی طیف توان گرفته شده میکروفون اِی برای صفحه‌ی دوم.



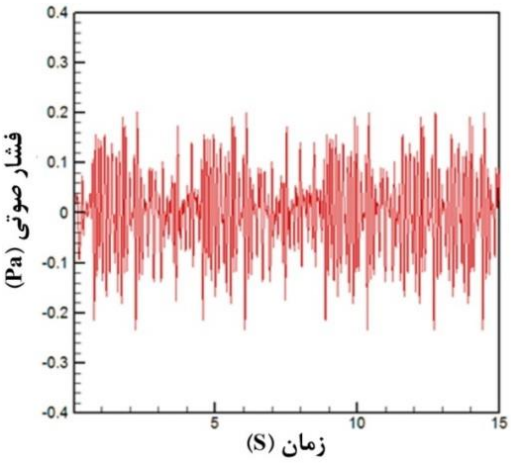
شکل ۱۱ چگالی طیف توان گرفته شده میکروفون اِی برای صفحه‌ی سوم.

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

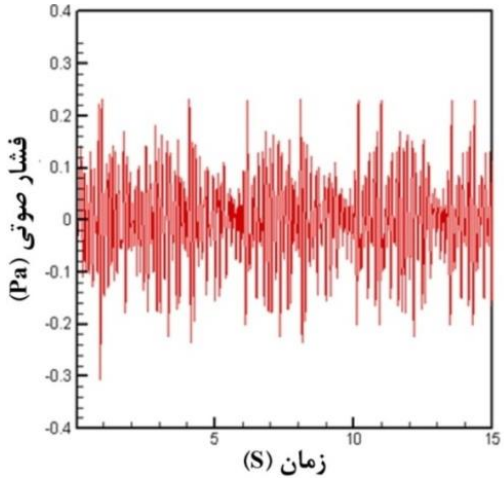
نسبت به لبهٔ حمله کاملاً غالب می‌باشد [۱۵]. میزان چگالی طیف توان صدا در صفحه اول، دوم و سوم در بازه بسآمد ۲۰۰ تا ۴۰۰۰ هرتز در سرعت جریان آزاد ۳۰ متر بر ثانیه (عدد رینولدز برابر با ۴×۱۰^{۵} و عدد ماخ برابر با ۰٫۰۸۸)، به ترتیب بین ۲۶ تا ۲۸، ۲۷ تا ۳۲ و ۲۸ تا ۵۷ دسی‌بل متغیر است. همان‌طور که انتظار می‌رفت چگالی طیف توان در لبه فرار صفحه سوم به دلایلی از قبیل: شیب بیش‌تر، تولید گردابه‌های قوی‌تر در این ناحیه، وجود جریان آشفته در سطح بالایی و جریان آرام در سطح زیرین نسبت به دو صفحه دیگر، بیش‌تر است.

در هر سه صفحه با افزایش بسآمد از ۱۰۰۰ تا ۴۰۰۰ هرتز، روند نزولی چگالی طیف توان قابل مشاهده می‌باشد. به‌منظور اداره کردن بهتر داده‌های عددی توسط نرم‌افزار، بیش‌تر نتایج عددی نمونه‌برداری شده، در بسامد ۳۲٫۷۶۸ کیلوهرتز تنظیم شده‌اند. تحلیل طیفی داده‌ها با استفاده از تابع همینگ[1] در پنجره تابع انتقال فوریه[2] پردازش شده است.

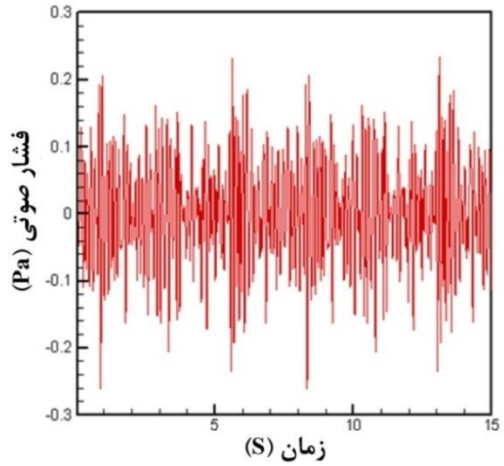
فشار صدای میدان جریان گرفته شده توسط میکروفون اِی در حوزه زمان، برای هر سه صفحه تخت به صورت جداگانه در شکل‌های ۱۲، ۱۳ و ۱۴ نشان داده شده‌اند. فشار صدای میدان جریان، اثرات استفاده از دو توزیع فاز زمانی و مکانی را نشان می‌دهد [۱۷].



شکل ۱۲ فشار صدای گرفته شده در صفحه‌ی اول توسط میکروفون اِی.



شکل ۱۳ فشار صدای گرفته‌شده در صفحه‌ی دوم توسط میکروفون اِی.



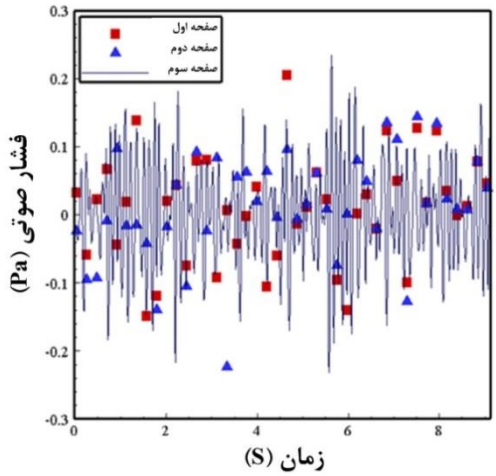
شکل ۱۴ فشار صدای گرفته‌شده در صفحه‌ی سوم توسط میکروفون اِی.

جهت همبستگی زمانی فشار صدا، از ۱۰۰ علامت لحظه‌ای داده‌های روی‌کرد شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ در محدوده $۰\leq\tau\leq۱$ استفاده شده است. برای شبیه‌سازی اثرات توزیع فاز مکانی، هرکدام از صفحه‌های تخت به ۱۰۰ برش در محدوده $۰\leq\eta\leq۱$ تقسیم می‌شوند. همان‌طور که ملاحظه می‌شود فشار صدای هر سه صفحه تخت، تغییرات تقریباً همسان و قابل توجهی در بعد زمان دارد.

فشار صدای میدان جریان گرفته شده توسط میکروفون اِی در حوزه زمان، برای هر سه صفحه تخت در شکل ۱۵، نشان داده شده‌اند.

[1] Hamming Function
[2] FFT; Fast Fourier Transform

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]
[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]



شکل ۱۵ فشار صدای گرفته‌شده در صفحات تخت توسط میکروفون اِی.

۶. نتیجه‌گیری

در این مقاله، شبیه‌سازی عددی هواصوتیات با استفاده از نرم‌افزار فلوئنت نسخه ۱۵ با نتایج تجربی موجود مقایسه شده‌اند. صدای تولیدشده توسط لبهٔ فرار سه صفحه تخت با لبهٔ حمله و فرار متفاوت با نتایج تجربی مقایسه شد، و هم‌چنین سرعت متوسط و اغتشاشی در فاصله ۰/۷ میلی‌متری پشت لبه فرار هر سه صفحه مورد بررسی قرار گرفت که تطابق خوبی را با نتایج تجربی نشان داد. ضمناً، صدای ریتمیک در عدد رینولدز پایین در لبه فرار هر سه صفحه تخت که دارای ترکیبی از جریان آرام و آشفته در لبه فرار می‌باشند، تولید شد. طیف سرعت محاسبه‌شده در ناحیه دنباله صفحه دوم و سوم نشان داد که نوفهٔ پهن‌باند توسط نوسانات اتفاقی کوچک در نزدیکی لبهٔ فرار ایجاد می‌شود. هم‌چنین، نوفهٔ پهن‌باند با توان بالا در لبهٔ فرار که در رژیم جریان گذرا تولید می‌شود، احتمالاً به خاطر حضور گردابه‌ها و یا نوسانات جریان در لایه مرزی گذرا می‌باشد.

۷. فهرست منابع

[1] F.V. Hutcheson, T.F. Brooks, “Noise Radiation from single and multiple rod configurations,” 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference), Aeroacoustics Conferences, 2006.

[2] C.A. Wagner, T. Huttl, P. Saguat, “Large Eddy Simulation for Acoustic,” Cambridge Aerospace Series, 2007.

[3] D. Moreau, L. Brooks, C.J. Doolan, “On the aeroacoustic tonal noise generation mechanism of a sharp-edged plate,” Journal of Aeroacoustic Society of America, vol. 129, no. 4, pp.154-160, 2011.

[4] M. Roger, S. Moreau, “Broadband self-noise from loaded fan blades,” American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA Journal. vol. 42, no. 3, pp.536-544, 2004.

[5] M. Wang, S. Moreau, G. Iaccarino, M. Roger, “LES prediction of wall-pressure fluctuations and noise of a low-speed airfoil,” Internatoinal Journal of Aeroacoustic, vol. 8, no. 3, pp.177-198, 2009.

[6] A. Eltaweel, M. Wang, “Numerical simulation of broadband noise from airfoil wake interaction,” 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32th AIAA Aeroacoustics Conference), Aeroacoustics Conferences, Portland, Oregon, 2011.

[7] D.J. Moreau, C.J. Doolan, “Tonal noise production from a wall-mounted finite airfoil,” Journal of Sound and Vibration, vol. 363, pp. 199-244, 2016

[8] P. Croaker, N. Kessissoglou, M. Karimi, C.J. Doolan, L. Chen, “Self noise prediction of flat plate using a hybrid RANS-BEM technique,” Inter-noise 2014, 2014.

[9] M. Ramezanizadeh, “Comprative Study of Large Eddy Simulation of Film Cooling Using Different Kind of Subgrid Scales” PhD Thesis, Dissertation submitted to the Department of Sharif University of Technology Mechanical Engineering Faculty, 2006, (In Persian).

[10] M. Taiebi-Rahni, M. Ramezanizadeh, M.R. Keimasi, “Three-dimensional turbulent Incompressible film cooling simulation using les and rans approaches” Aerospace Mechanics Journal, vol. 1, no. 3, pp. 11-20, 2006, (In Persian).

[11] R. Farhadiazar, M. Ramezanizadeh, M. Taeibi-Rahni, M. Salimi, “Compound triple jets film cooling improvements via velocity and density ratios: Large eddy simulation,” Journal of Fluids Engineering, vol. 133, no. 3, 2011.

[12] M. Taeibi-Rahani, M. Ramezanizadeh, D. Ganji, A. Darvan, S. Soleimani, E. Ghasemi, H. Bararnia, “Comprative study of large eddy simulation of film cooling using a dynamic global-coefficient subgrid scale eddy-viscosity model with rans and smagorinsky modeling,” International

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]

[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]

Communications In Heat and Mass Transfer, vol. 38, pp.559-667, 2011.

[13] J.E. Ffowcs Williams, D.L. Hawkings, "Sound generation by turbulence and surface in arbitrary motion," Philosophical Transaction of The Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 264, no. 1151, pp. 321-342, 1969.

[14] R. William, Wolf , K.L. Sanjiva, "Trailing edge noise prediction using compressible les and acoustic analogy," American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA Journal, 2011-2784, 2011.

[15] D.J. Moreau, L.A. Brooks, C.J. Doolan, "The effect of boundary layer noise on trailing edge noise from sharp-edged flat plate at low-to-moderate reynolds number," Journal of Sound and Vibration, vol. 331, pp. 3976-3988, 2012.

[16] M. Ramezanizadeh, A. Mohammadi, "Numerical investigation of delta wing leading edge effect on the flow using large eddy simulation approach," Aerospace Mechanics Journal, vol. 3, no. 3, pp. 49-60, 2016, (In Persian).

[17] A. Mohammadi, M. Ramezanizadeh, "Numerical investigation of aeroacoustic behavior of flow over tandem cylinders applying large eddy simulation approach," Journal of Acoustical Engineering Society of Iran, vol. 2, no. 2, 2015, (In Persian).

[Downloaded from joasi.ir on 2024-10-12]

[DOR: 20.1001.1.23455748.1395.4.1.5.2]