

International Youth School-Conference

**Computational Experiment
in Aeroacoustics**

September 17-20, 2018

Svetlogorsk, Kaliningrad region
Russia

Book of abstracts

MOSCOW – 2018

УДК 533, 534.2
ББК 26.233

Computational Experiment in Aeroacoustics: International Youth School-Conference, Svetlogorsk, Kaliningrad region, Russia, September 17-20, 2018: Program and Book of abstracts. – Moscow: Keldysh Institute, 2018. – 159 p.

Makeup: *L.V. Dorodnitsyn et al*
Cover: *M. Dolinina*

Международная молодёжная школа-конференция

Вычислительный эксперимент в Аэроакустике

17-20 сентября 2018 года

г. Светлогорск
Калининградская область

Сборник тезисов

МОСКВА – 2018

УДК 533, 534.2
ББК 26.233

Вычислительный эксперимент в аэроакустике:
Международная молодёжная школа-конференция, г. Светлогорск
Калининградской обл., 17-20 сентября 2018 г.: Программа и
Сборник тезисов. – М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2018. – 159 с.

Компьютерная верстка: *Дородницын Л.В. и др.*
Оформление обложки: *Долинина М.*

ORGANIZER

Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia

FINANCIAL SUPPORT



Russian Foundation for Basic Research
(Project N 18-31-10040)

ОРГАНИЗАТОР

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва

ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Российский фонд фундаментальных исследований
(Проект № 18-31-10040)

ORGANIZING COMMITTEE

Boris CHETVERUSHKIN, Prof., Full member of RAS, Keldysh Institute of Applied Mathematics of RAS, Russia

Tatiana KOZUBSKAYA, D.Sci., Keldysh Institute of Applied Mathematics of RAS, Russia

Sergey BOSNYAKOV, Prof., Central Aerohydrodynamics Institute (TsAGI), Moscow, Russia

Alexey DUBEN, Dr., Keldysh Institute of Applied Mathematics of RAS, Russia

Sergey KARABASOV, Dr.Sc., Queen Mary University, London, UK

Vladimir TITAREV, Dr.Sc, Dorodnicyn Computing Center of FRC CSC RAS, Moscow, Russia

ОРГКОМИТЕТ

Б.Н. Четверушкин, акад. РАН, ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва

Т.К. Козубская, д.ф.-м.н., ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва

С.М. Босняков, д.ф.-м.н., ЦАГИ имени профессора Н.Е. Жуковского, г. Жуковский Московской области

А.П. Дубень, к.ф.-м.н., ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва

С.А. Карабасов, Университет Королевы Марии, Лондон, Великобритания;

В.А. Титарев, д.ф.-м.-н., Вычислительный центр ФИЦ ИУ РАН, Москва

LECTURERS and REFERENCE TALKS

**ЛЕКЦИИ
и РЕКОМЕНДОВАННЫЕ ДОКЛАДЫ**

September 17-20, 2018

17-20 сентября 2018 года

Conference Hall, Hotel "Universal"; World Ocean Museum

Большой конференционный зал, отель "Универсал"; Музей
мирового океана

AEROACOUSTIC CHARACTERIZATION OF TURBO-MACHINERY

Mats Åbom

*KTH-The Royal Inst. of Technology, Marcus Wallenberg Laboratory for Sound
and Vibration Research, SE-100 44 Stockholm, matsabom@kth.se*

Acoustic analogies such as Lighthill can be regarded as linear aero-acoustic models which imply that they can be formulated using so called “multi-ports”. A multi-port model has a “passive” part describing the scattering and an “active” part describing the sound generation. Multi-port techniques are particularly useful for ducted systems where the acoustic field can be projected on a known basis of acoustic modes [1]. Assuming a time-invariant system a multi-port can in the frequency domain be described by:

$$\mathbf{p}_+ = \mathbf{S}\mathbf{p}_- + \mathbf{p}_{+s} \quad , \quad (1)$$

where \mathbf{p} is a state-vector containing acoustic modal pressure amplitudes, \mathbf{S} is the scattering matrix (“passive” part), \mathbf{p}_{+s} is the source vector or “active” part and +/- denotes propagation out from or into the system.



Fig. 1. A ducted multi-port with two openings a and b

The projection of the field on acoustic modes reduces the effect of turbulence in the data and further improvement is possible by combining data at different cross-sections. Note that the form of Eq. (1) implies that the source data (\mathbf{p}_{+s}) is reflection-free, i.e., it corresponds to an infinite system. This is very convenient both in experiments and for numerical modelling and facilitates comparison of numerical and experimental data. In principle a multi-port gives a complete acoustic characterization of a ducted component and any duct system with turbo-machines can be reduced to a network of multi-ports. At KTH experimental techniques for multi-port eduction have been developed since the 1990's [2–5]. More recently multi-port methods have with success also been applied to numerical data and here examples of these efforts will be presented.

The general procedure to determine a multi-port is based on a two-step method. First the system is tested by sending in waves (“modes”) and determining the reflected and transmitted waves. If the multi-port is active filtering or correlation methods are applied to eliminate the influence of the source field on the procedure. In the second step the active part is determined by applying Eq. (1) with a known \mathbf{S} .

Kierkegaard et al. [6] proposed a frequency domain Linearized Navier Stokes Equations method (LNSE) to determine the scattering or “passive” part of multi-ports. The method requires that the background mean flow first is solved, e.g., by a RANS solver and then the LNSE equations can be solved using standard FEM methods. Using a frequency domain approach eliminates absolute instabilities and convective instabilities are controlled by the viscosity. In Ref. [7] Kierkegaard et al. applied the LNSE method to predict whistling for a ducted orifice by computing the complete (“passive”) 2-port for the system and applying the Nyquist condition. More recently [8] it has been found that for certain cases, e.g. a T-junction, it is crucial to include eddy viscosity or turbulent dissipation of the acoustic field in the LNSE model.

Alenius et al. [9] applied Large Eddy Simulations (LES) and computed both the “active” and “passive” part of the plane wave 2-port for an orifice plate. The structure of the source part was also studied using so called Dynamic Mode Decomposition (“Koopman modes”). The scattering was computed using harmonic incident waves and turbulence was suppressed by time domain averaging as well as projecting the field on a propagating plane wave mode. Using reflection-free boundaries the source part could be directly computed from \mathbf{p}_+ , i.e., by projecting the pressure on the plane wave mode.

In the most recent KTH work multi-port methods were applied to develop new and more efficient modelling tools for complex duct systems [10]. A key aspect of the work was to apply and test multi-ports also beyond the plane wave range. One example of the results can be found in the paper by Shur et al. [11] analysing an axial fan unit for aircraft climate systems. In the paper the reflection free acoustic source data for the fan is extracted by projecting the field computed using compressible IDDES (“Improved Detached Delayed Eddy Simulation”) on the acoustic modes. The results demonstrate the usefulness of the multi-port approach for an adequate comparison of numerical and experimental data. Other results from the work concerns modelling of single and tandem orifice plates, see Sack et al. [12]. The flow modelling is based on a compressible IDDES which is time averaged and used as background flow for a LNSE model of the scattering. The source or “active” part is then computed from IDDES by applying Eq. (1). Note this type of mixed approach is computationally much more efficient than using IDDES or LES to compute both the “passive” and “active” part. Of course with the risk of a larger error for cases when eddy viscosity effects are important.

References

1. H. Bodén and M. Åbom, 1995. Modelling of fluid machines as sources of sound in duct and pipe systems. *Acta Acustica* 3, Dec., pp. 1-12.
2. J. Lavrentjev, M. Åbom and H. Bodén, 1995, A measurement method for determining the source data of acoustic two-port sources. *Journal of Sound and Vibration* 183, 517-531.
3. J. Lavrentjev and M. Åbom, 1995. A measurement method to determine the source-data of acoustic N-port sources. *Journal of Sound and Vibration* 197, 1-16.
4. A. Holmberg, M. Åbom and H. Bodén, 2011. Accurate experimental two-port analysis of flow generated sound. *Journal of Sound and Vibration*, DOI: 10.1016/j.jsv.2011.07.041.
5. S. Sack, M. Åbom, G. Efraimsson, 2016. On Acoustic Multi-Port Characterisation Including Higher Order Modes. *Acta Acustica united with Acustica* Vol. 102, pp 834 – 850.
6. A. Kierkegaard, S. Boij and G. Efraimsson, 2010. A frequency domain linearized Navier-Stokes equations approach to acoustic propagation in flow ducts with sharp edges, *J. Acoustical Soc. of America* 127, 710-719.
7. A. Kierkegaard, S. Allam, G. Efraimsson and M. Åbom, 2012. Simulations of whistling and the whistling potentiality of an in-duct orifice with linear aeroacoustics. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 331, pp 1084-1096.
8. L. Du, A. Holmberg, M. Karlsson and M. Åbom, 2016. Sound amplification at a rectangular T-junction with merging mean flows. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 367, pp 69-83.
9. E. Alenius, M. Åbom and L. Fuchs, 2015. Large eddy simulations of acoustic-flow interaction at an orifice plate. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 345, pp 162-177.
10. <https://www.idealvent.eu/>
11. M. Shur, M. Strelets, A. Travin, J. Christophe, K. Kucukcoskun, C. Schram, S. Sack, M. Åbom, 2017. Experimental/Numerical Study of Ducted-Fan Noise: Effect of Duct Inlet Shape. *AIAA Journal* 56 (3), pp 979-996.
12. S. Sack, M. Shur, M. Åbom, M. Strelets, A. Travin, 2017. Numerical education of active multi-port data for in-duct obstructions. *Journal of Sound and Vibration* 411, pp 328-345.

JET AEROACOUSTICS: SOME INSIGHTS FROM NUMERICAL EXPERIMENTS

Sanjiva K. Lele¹

¹*Stanford University, Stanford, USA, lele@stanford.edu*

In this talk I plan to discuss the computational and physical modeling issues, which need to be carefully addressed in numerical simulations of turbulent subsonic and supersonic jets, to achieve accurate prediction of the laboratory measurements of the mean flow, turbulence, and near- and far-field sound radiation, see [1] for details. Next, I will discuss how the simulation data can be used to gain some insights into jet aeroacoustics, such as characterizing the dominant noise source mechanisms and their modeling for engineering purposes. I will also emphasize the use of numerical experiments to learn about sound source mechanisms, and end the talk with a discussion of some open issues.

References

1. S. K. Lele and J. W. Nichols. A Second Golden Age of Aeroacoustics ? Phil. Trans. Roy. Soc. A, 2014, **372**, 20130321.

ON THE IDENTIFICATION OF SOLID SOUND SOURCES VIA THE FLOWCS WILLIAMS-HAWKINGS INTEGRAL

P.R. Spalart

Boeing Commercial Airplanes, Seattle, USA, philippe.r.spalart@boeing.com

The Fflowcs Williams-Hawkings (FWH, [1]) formula shown here in its far-field approximation (eqn. 1) is extremely valuable in computational aeroacoustics, and is widely used to post-process unsteady simulations, in order to calculate the sound at distances beyond the accurate range of the numerical grid. The formula distinguishes the monopole and dipole contributions from the solid surfaces Σ (third and second lines) and that from the quadrupoles present in the fluid (first line). Curle showed that at low Mach numbers, the solid-surface terms dominate [2]. Furthermore, for compact sources, the unsteady force on the body dominates. Very few studies have explicitly included the quadrupoles in the volume, but many have used a permeable FWH surface Σ , which in principle surrounds the quadrupoles, giving valid results independent of Mach number. However, in spite of some serious doubts over the solid-surface approach [3], many people in the field prefer using it, partly due to simplicity and partly because of some difficulties associated with turbulence crossing the permeable surface.

$$\begin{aligned} 4\pi|\mathbf{x}|(1-M_r)p'(\mathbf{x},t) &= \frac{x_j x_l}{|\mathbf{x}|^2 c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V \{T_{jl}\}_{ret} dV \\ &+ \frac{x_j}{|\mathbf{x}|c_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma} \{p'n_j + \rho u_j(u_n - U_n)\}_{ret} d\Sigma \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma} \{\rho_0 u_n + \rho'(u_n - U_n)\}_{ret} d\Sigma \end{aligned} \tag{1}$$

Our purpose is to explore these effects, using two model problems. An additional attraction of the solid-surface approach is the idea of identifying the “true” source of the sound by computing separately the integrals for different components; in a landing gear, one may ask whether the wheel, the door, the post or the cavity “makes more noise,” and is therefore the better candidate for noise-reduction technology [4, 5]. We wish to determine whether this “self-evident” argument gives a rigorous and effective approach. Our focus is on airframe noise, because the neglect of quadrupoles is much less defensible for engine noise. One key feature is the shielding of sound towards various directions; any approach that fails to reflect this shielding will be suspect.

Our first problem does not involve quadrupoles, but leads to the identification of sound sources, and shielding. As shown in Fig. 1a, a dipole is placed

under a sphere. This is a generic model for an aircraft component such as a wheel applying an unsteady force to the fluid. The “straightforward” identification approach would calculate the solid-FWH sound field, and declare that “this is the sound of this part of the airplane.” Here, the sound field of the dipole is known analytically. The dipole is injected into the flow field over a small volume, and is therefore “a compact source.” We only show cases with a vertical dipole (F_y), but results with a horizontal dipole led to the same conclusions.

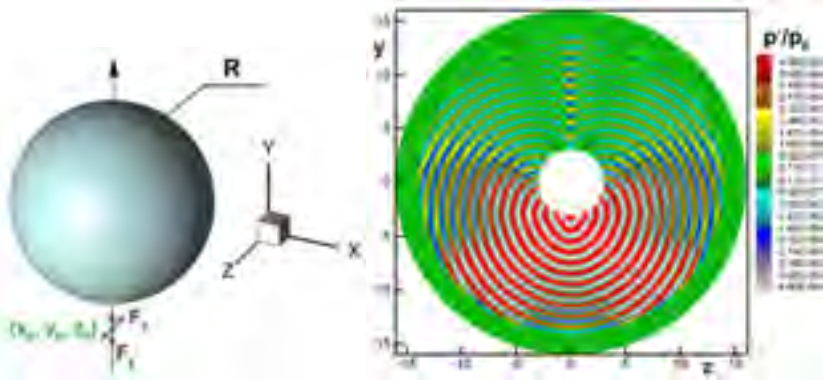


Fig. 1. Dipole placed under sphere; left, geometry; right, pressure field

There is no flow, and the walls are treated as free-slip surfaces. The parameters are as follows: the wave-length is $1/3$ times the sphere radius R , and the dipole is $1/2$ a wave-length away from the surface. This creates interference patterns with 45 degrees for the dominant direction, as seen in Fig. 1b; other cases, with different offsets for the dipole, produced different patterns. As could be expected, the shielding by the sphere in the upward direction is very definite.

We now turn to quantitative results, comparing the sound at a distance of 11 wave-lengths λ from the origin. A FWH utility, valid in the near-field, was provided by Drs. A. Dyben and T. Kozubskaya of Keldysh Institute of Applied Mathematics (Moscow) and allows comparisons with the direct output of the simulation, where the grid is still fine; the same conclusions would be reached for far-field sound, but the simulation cannot provide that, since the grid coarsens for large r (and a sponge layer was introduced). In Fig. 2a the simulation result, in magenta, confirms the interference pattern and the shielding seen in Fig. 1b. The peak level at ± 45 degrees is 25dB higher than the lowest level, in the straight-up direction. This result is accurately reproduced by the permeable FWH formula, independently of the radius of the FWH sphere (blue and green curves). The sound field of the dipole itself (black), in contrast, does not reproduce shielding; the only difference between the up and down direction is due to the difference in distance (14.5λ versus 7.5λ). It also misses the interference

patterns. The sound field of the dipole with an opposite image dipole inside the sphere (not shown) does capture interference, to leading order, but that does not provide a very practical method.

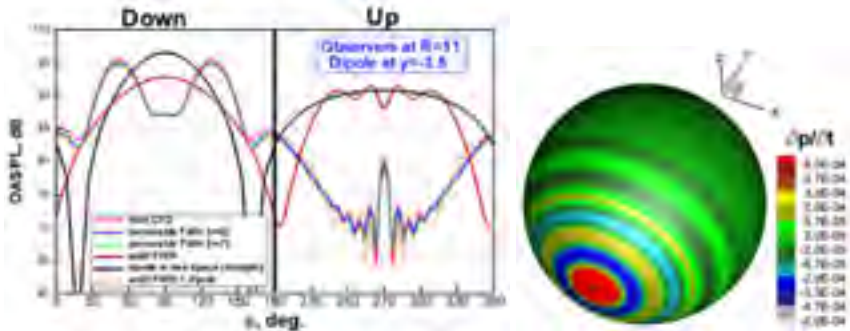


Fig. 2. Left, sound extracted from simulation, and produced by integral formulas; right, FWH surface term on the sphere

Of more interest are the results of the sphere’s solid-surface contribution, in red, and its combination with the dipole, in orange. In the upwards direction, the two almost cancel. This combination gives a very accurate answer, almost as good as the permeable formula. On a theoretical basis, this may be unsurprising, since this problem has no quadrupoles. However, in practice, this shows that while the dipole is the true source of sound, the calculation of the sound field must include the sphere’s contribution, which in practice would mean the airplane’s fuselage and wing. Figure 2b shows the FWH integrand on the sphere, in other words the “footprint” of the dipole. Its extent appears to be a few times the distance from the dipole to the surface.

Next, a generic fuselage with a simplified landing-gear cavity is considered, as illustrated in Fig. 3. This flow having quadrupoles, the results may not be as close to perfection as in the first case, but we expect strong effects of shielding, with the approach separating various parts of the surface in the FWH integral possibly leading to paradoxes.

The flow is treated with Delayed Detached-Eddy Simulation, with most of the fuselage boundary layer in quasi-steady RANS mode, and strong clustering of the grid near the cavity. The Mach number is 0.25 and the Reynolds number based on fuselage diameter D is 10^7 . The simulation produces the expected highly unsteady shear layer bounding the cavity, and weaker but fine-scale vorticity in it. Turbulence then propagates along the body. The pressure field is marked by waves with a wavelength slightly longer than D (somewhat controlled by grid spacing).

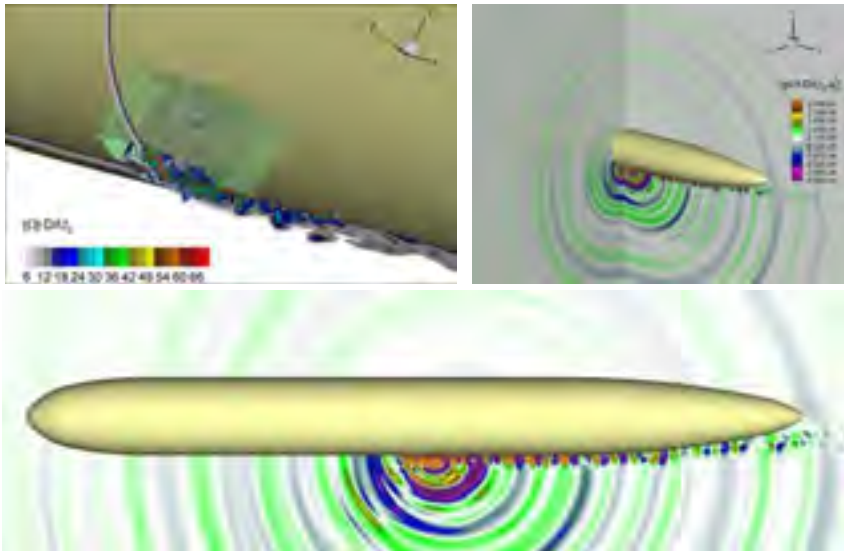


Fig. 3. Simplified landing-gear cavity. Top left, vorticity contours; top right and middle, pressure field (time derivative); bottom, permeable surfaces

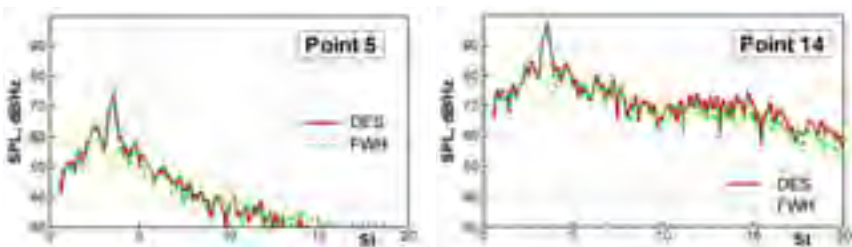


Fig. 4. Spectra from simulation and from permeable-surface integral at two points above and below fuselage (see Fig. 3)

Figure 4 shows that the permeable-surface FWH formula reproduces the sound in the simulation very accurately. This includes the strong sheltering, since the sound level at Point 5, above the body, is about 25dB lower than at

Point 14, below it. On the other hand, the spectrum shape for low frequencies is very similar at those two points, which we have not explained yet.

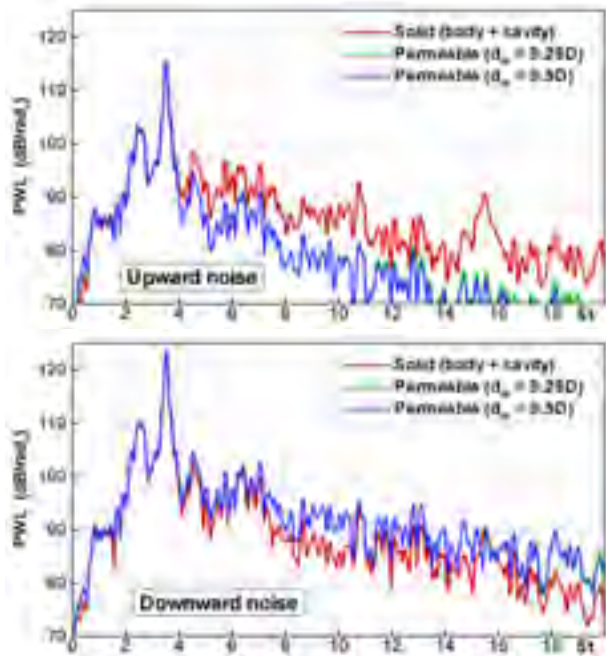


Fig. 5. Sound power levels in the vertical direction with different FWH approaches; far-field results; upper graph: upwards; lower graph: downwards

Figure 5 presents results in the upwards and downwards direction, which are not as simple as for the sphere-dipole case. The difference between directions is weaker than in Fig. 4, around 8dB, due to this applying in the far field.

The solid and permeable results in Fig. 5 are almost identical up to a Strouhal number of 4, and in particular the peak at $St \sim 3.5$ is identical. Given a Mach number of 0.25, this corresponds although loosely with the dominant wave of Fig. 3. For St larger than 4, the two results diverge, and the solid-FWH calculations essentially miss the shielding effect, even though these are results with the full surface (cavity and fuselage skin), an approach which was successful for the sphere-dipole case. This appears to reflect the quadrupole contribution, which would have constructive interference with the surface terms in one direction, and destructive interference in the other direction. The relative success of the solid formula for low frequencies (which would not be relevant in airline practice) has not been explained yet; in particular, a simple argument such as the source being compact does not seem to apply since $\lambda \sim D$.

The dominant frequency is of interest. If we assume that the large eddies in the mixing layer propagate at half the freestream velocity, $St = 3.5$ corresponds to an eddy spacing of $D/7$, which is larger than the visual spacing in the simulation. The Strouhal number based on cavity length L is 1.4, which would approximately correspond with the third Rossiter mode, using

$$St_L = (n-\gamma)/(M+1/\kappa)$$

with $\gamma=0.25$ and $\kappa=0.57$. This is not very conclusive. Finally, the cavity length and depth are $0.4 D$ and $0.2 D$, respectively, so that conjectures based on half- or quarter-wavelength modes are not satisfied either.

Overall, our results strongly support the permeable-surface FWH formula, and indicate that the solid-surface formula can be misleading regarding the actual sources of sound, and in particular fail to capture directional effects.

Acknowledgements

Calculations and scientific discussions provided by Drs. M. Shur, M. Strelets and A. Travin of St. Petersburg Polytechnic University and NTS, Russia. The calculations were performed at the Computer Center "Polytechnicheskyy".

References

1. J.E. Ffowcs Williams, D.L. Hawkings. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 1969, 264-321.
2. N. Curle. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. Roy. Soc.* **A231**, 1955, 505-514.
3. P.R. Spalart. On the precise implications of acoustic analogies for aerodynamic noise at low Mach numbers. *J. Sound Vib.* **332**, 2013, 2808-2815.
4. J.-C. Giret. Simulations aux grandes échelles des écoulements instationnaires turbulents autour des trains d'atterrissage pour la prédiction du bruit aérodynamique. Thesis, INP Toulouse, May 2014
5. P.R.G. de Azevedo Jr, W.R. Wolf. Noise Prediction of the LAGOON Landing Gear Using Acoustic Analogy and Proper Orthogonal Decomposition. AIAA-2016-2768.

NEXT STEPS IN WIND TUNNEL AEROACOUSTICS: MEASUREMENTS AT FLIGHT-REYNOLDS NUMBERS

Thomas Ahlefeldt

German Aerospace Center (DLR), Göttingen, Germany, thomas.ahlefeldt@dlr.de

In my talk I will present the microphone array measurement technique which was advanced at the DLR Göttingen for the use in cryogenic and/or pressurized wind tunnels [1]. This extends the range for acoustic measurements on scaled aircraft models in start and landing configuration up to real-flight Reynolds numbers. This abstract describes the measurements carried out in the European Transonic Wind Tunnel (ETW) and presents the results.

In the talk I will also give additional examples for measurements performed in a cryogenic wind tunnel [2-3] and give an insight in the comparability of microphone array measurements. In the example chosen, results obtained from the same model but different wind tunnels are being compared [4].

Motivation

The use of microphone arrays to acquire acoustic data of scaled models in wind tunnels has become a standard measurement technique. However, the comparison of the results obtained in the wind tunnel to those obtained at real flight tests usually reveals differences. These differences are attributable to a lack of model fidelity, installation effects, a discrepancy in Reynolds number, and the applicability of the assumptions made in phased array processing [5]. The work presented in the following is focused on the effect of varying Reynolds number.

Measurement setup

The ETW facility is a high Reynolds number transonic wind tunnel with a $2.0 \text{ m} \times 2.4 \text{ m}$ closed test section. By injection of liquid nitrogen, the wind tunnel can be operated over a temperature range from 110 K up to 310 K and the total pressure can be varied between approximately 115 kPa and 450 kPa. Thereby the ETW provides a testing environment for full-scale Reynolds numbers and independent variation of Reynolds number, Mach number, and load [6].

Figure 1 shows the measurement setup with the half-model in high lift configuration (scale 1:13.6) in the center of the test section of the ETW. The positioning of the microphones was limited to discrete dummy windows and side wall slots as can be seen on the left side of Figure 1. For the sensors, Brüel & Kjør cryogenic-type sensor of type 4944A were used. This sensor was developed

together with the DLR and the ETW. The corresponding frequency response measurements at different pressures and temperatures were performed in a cryogenic vessel at the ETW site. They exhibited a non-linear combination of the amplitude response caused by varying the static pressure or temperature separately [1,7].

Measurements were taken for several Mach numbers, Reynolds numbers and angles of attack. In order to additionally assess the influence of the different load on the model at higher pressures (deformation), several measurement points were chosen to give the following features: (1) comparisons at same deformation but different Reynolds numbers, (2) comparisons at the same Reynolds number but different deformations. Thus, the effect of the elastic deformation can be separated from the effect of the Reynolds number.

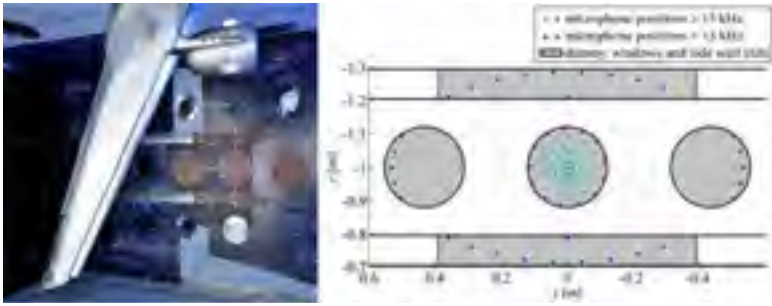


Fig. 1: Photo of the setup and arrangement of microphones.

Algorithms and Assumptions

For the reconstruction of the source auto powers on a chosen grid, the conventional beamforming approach in the frequency domain was used [8].

The limitation for the microphone positioning lead to strong side lobes in the beamforming procedure caused by insufficient spatial sampling. Here, results will be shown using the pseudo-deconvolution method CLEAN-SC [9].

For the calculation of the results, several assumptions are to be made. Independent of the cryogenic/pressurized environment, the phase shift of each reconstructed source was calculated using a point source assumption under homogeneous flow conditions.

For the comparison of results obtained at different temperatures and pressures, the influence of those quantities must be considered in terms of corrections. First, a correction is required to take into account the alteration of the radiated sound pressure caused by the different temperatures and pressures. This correction will be also dependent on the assumptions made for the nature of the source. Here, the main contributing kind of source from the half-model in the

test section is considered to be dipole sources [1]. This correction can be derived from the Ffowcs-Williams–Hawkings solution of the acoustic analogy with surface sources in the far-field. The resulting decibel correction for dipole sources with consideration of different temperatures and static pressures in the test section is given by (for details see [1]):

$$\Delta \text{ dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{\rho a^2}{\rho_0 a_0^2} \right)$$

Here, the density is taken as $\rho_0 = 1.25 \text{ kg/m}^3$ and the speed of sound as $a_0 = 337 \text{ m/s}$ (values for pure nitrogen at international standard atmosphere conditions). Second, as an additional normalization approach, the results are compared at the same Strouhal number to account for the different flow velocities, where even the Mach numbers are still the same at these different temperatures and pressures.

With the application of these assumptions, differences found in a comparison can be related to source mechanisms not scaling as a compact dipole source or with the Strouhal number (i.e., Reynolds number effects, cavity or jet noise).

Experimental Results

The source maps were computed over an equidistant discrete grid with 69,165 grid points covering the region of interest in an observation plane of $1.30 \times 1.32 \text{ m}$ on the half-model. Exemplary results are shown in figure 2. It shows a comparison of results at Reynolds numbers of 1.43×10^6 and 20.06×10^6 . In general, the source maps exhibit dominant sources at the inboard slats, slat tracks, and flap side edge, with less dominant sources at the flap and the flap track fairings. At a Strouhal number of 20 the source maps are almost equal showing the same source positions and the same level. However, for a Strouhal number of 130, the source map for the real-flight Reynolds number exhibits differences. Sources with a significantly increased noise level appear on the inner flap and on one flap fairing. The sources on the inner flap are the most dominant ones for the real flight Reynolds number case. On the other hand, the sources on the slat are significantly decreased.

For a closer observation, figure 3 shows spectra taken at an angle of attack of 3 deg. Each spectrum represents different areas on the wing, the slat and the flap area. The spectra were calculated by integrating the CLEAN-SC results over the grid points covering the slat or flap area.

For the comparison of the slat spectra one important effect of the Reynolds number can be observed: various slat tone peaks disappear for higher Reynolds numbers. These so called “slat tones” are related to different noise mechanisms occurring at the slat cove. They can be considered a model artifact due to too low Reynolds numbers and manufacturing and handling constraints [10].

The comparison of the flap sources also shows various differences for both Reynolds numbers. First, a hump is visible at a Strouhal number of 40, related to the flap side edge showing a slight shift of the Strouhal number as well as of its source strength. Of major significance are two large broadband increases appearing in the Strouhal number range of 100 to 150 and 170 to 200 at the flight Reynolds number. These humps are related to sources on the inboard flap (see figure 2) and the outboard flap showing a level increase of approximately 10 dB.

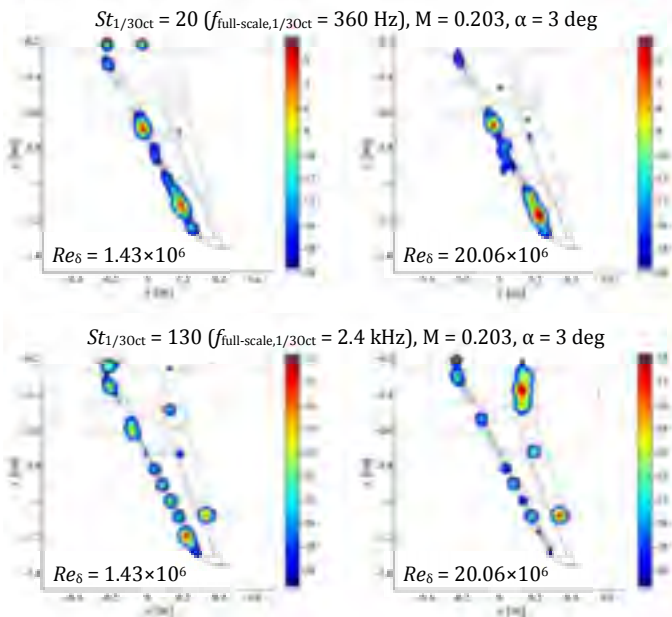


Fig. 2: Comparison of source maps at different Reynolds numbers.

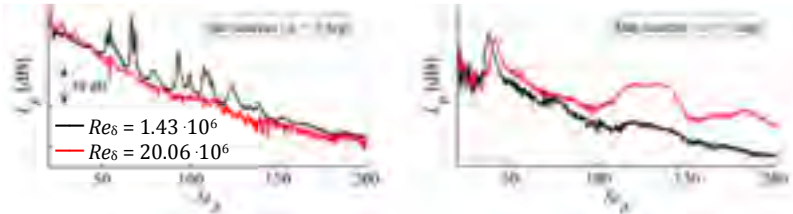


Fig. 3: Comparison of spectra at different Reynolds numbers (red).

In summary, several sources with a significant Reynolds number dependence were being shown. These include dominant sources on the flap at real flight Reynolds number and various peaks in the spectra with combined Strouhal and Reynolds number dependencies. The ability of measuring airframe noise at real flight Reynolds numbers now gives the possibility of separating the effect of the Reynolds number from the effects of model fidelity and Mach number on aeroacoustic behavior.

References

1. Ahlefeldt, T. "Microphone Array Measurement in European Transonic Wind Tunnel at Flight Reynolds Numbers," *AIAA Journal*, Vol. 55, No. 1, 2017, pp. 36–48.
2. Ahlefeldt, T., and Koop, L., "Microphone Array Measurements in a Cryogenic Wind Tunnel," *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 7, 2010, pp. 1470–1479.
3. Ahlefeldt, T., "Aeroacoustic Measurements of a Scaled Half-Model at High Reynolds Numbers," *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 12, 2013, pp.2783–2791.
4. Spehr C., Ahlefeldt T., "Comparison of Microphone Array Measurements in the Closed Test Section of LSWT and ETW," *CEAS Aeronautical Journal*, (forthcoming, accepted for publication 02-2018)
5. R.W. Stoker, R. W., Guo, Y. P., Street, G., and Burnside, N., "Airframe Noise Source Location of a 777 Aircraft in Flight and Comparisons with Past Model Scale Tests," Ninth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2003-3232, 2003.
6. Quest, J., "ETW—High Quality Test Performance in Cryogenic Environment," 21st Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, AIAA Paper 2000-2260, 2000
7. Ahlefeldt, T., and Quest, J., "High-Reynolds Number Aeroacoustic Testing Under Pressurised Cryogenic Conditions in PETW," 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2012-0107, 2012
8. Sitsma, P., "Experimental Techniques for Identification and Characterisation of Noise Sources," National Aerospace Lab. NLR Rept. NLRTP-2004-165, 2004
9. Sitsma, P., "CLEAN Based on Spatial Source Coherence," *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 6, No. 4, 2007, pp. 357–374
10. Dobrzynski, W., "Almost 40 Years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve?" *Journal of Aircraft*, Vol. 47, No. 2, 2010, pp. 353–367

A METHOD OF JET-WING INTERACTION NOISE PREDICTION AT LOW FREQUENCIES

O.P. Bychkov^{1,2}, G.A. Faranosov¹

¹*TsAGI, Moscow Research Complex, Moscow, aeroacoustics@tsagi.ru*

²*Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow*

The importance of jet installation noise problem can be seen from a large number of recent publications [1–13]. Many papers are devoted to the development of simplified analytical models of this effect [2, 3, 5, 9, 11, 12, 13]. Analytical approaches are usually based on the considerable simplification of the initial geometry, e.g. real wing is replaced by a flat plate (all models), angle of attack is set to zero (all models except [11]), co-flow is not taken into account [2, 5, 6, 11]. Numerical high-resolution methods can be used to obtain physical assessments for realistic configurations and flow parameters [7–8], however their application is still usually restricted to selected cases due to high computational costs, and they are not convenient for parametric studied/optimization. Note that recently developed fast solvers using GPU and running on a conventional desktop computer may fill this gap [14]. However, engineering application requires reliable and fast low-order models capable to predict jet installation aeroacoustic effects with acceptable accuracy, e.g. at initial stages of aircraft design.

The present work is focused on the development of such low-order method. This work continues the previous studies of the authors related to the analytical modeling of jet-wing installation effect for model geometries of increasing complexity: 2D model [3], round jet and plate – scattering of axisymmetric mode [9], round jet and plate – scattering of spinning modes [13].

The model is tested on experimental data and the data of the numerical simulation. It is shown that the far-field spectrum of the installed configuration can be predicted on basis of near-field data of the standalone jet or installed jet for simplified and realistic configurations.

The work has been partly supported by the Russian Foundation for Basic Research (project 16-01-00746a, experiments and numerical simulation) and by the Russian Ministry of Industry and Trade, project “ORINOCO-2” (theoretical model development) as a part of the European Union’s Horizon 2020 project ARTEM, grant No 769350.

References

1. V.F. Kopiev, G.A. Faranosov, M.Yu. Zaytsev, E.V. Vlasov, R.K. Karavosov, I.V. Belyaev, N.N. Ostrikov. Intensification and suppression of jet

- noise sources in the vicinity of lifting surfaces. AIAA paper 2013-2284, 2013.
2. A.V.G. Cavalieri, P. Jordan, W.R. Wolf, Y. Gervais. Scattering of wave-packets by a flat plate in the vicinity of a turbulent jet. *Journal of Sound and Vibration*. v. 333, 2014, pp. 6516–6531.
 3. O.P. Bychkov, G.A. Faranosov. On the Possible Mechanism of the Jet Noise Intensification Near a Wing. *Acoustical Physics*, v. 60, No. 6, 2014, pp. 633-646.
 4. J. Lawrence. *Aeroacoustic Interactions of Installed Subsonic Round Jets*. PhD thesis, Univ. of Southampton, 2014.
 5. J. Vera, R.H. Self, M.J. Kinganz. The prediction of the radiated pressure spectrum produced by jet-wing interaction. AIAA Paper 2015-2216, 2015.
 6. S. Piantanida, V. Jaunet, J. Huber, W. Wolf, P. Jordan, A.V.G. Cavalieri. Scattering of turbulent-jet wavepackets by a swept trailing edge. AIAA Paper 2015-2998, 2015.
 7. F.D. da Silva, C.J. Deschamps, A.R. da Silva, L.G.C. Simoes. Assessment of Jet-Plate Interaction Noise Using the Lattice Boltzmann Method. AIAA paper, AIAA-2015-2207, 2015.
 8. V.F. Kopiev, V.A. Semiletov, P.G. Yakovlev, S.A. Karabasov, G.A. Faranosov. Jet and jet-wing noise modelling based on the CABARET MILES flow solver and the Ffowcs Williams–Hawkings method. *International Journal of Aeroacoustics*, 2016, v. 15, No. 6-7. P.631-645.
 9. O.P. Bychkov, G.A. Faranosov, S.L. Denisov, N.N. Ostrikov. Theoretical modeling of the excess noise due to jet-wing interaction. AIAA Paper 2016-2932, 2016.
 10. I.V. Belyaev, M.Yu. Zaytsev, V.F. Kopiev, N.N. Ostrikov, G.A. Faranosov. Studying the effect of flap angle on the noise of interaction of a high-bypass jet with a swept wing in a co-flow. *Acoustical Physics*, v. 63, No. 6, 2017, pp. 14-25.
 11. P.A.S. Nogueira, A.V.G. Cavalieri, P. Jordan. A model problem for sound radiation by an installed jet. *Journal of Sound and Vibration*, v. 391, 2017, pp. 95–115.
 12. B. Lyu, A.P. Dowling, I. Naqavi. Prediction of installed jet noise. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 811, 2017, pp. 234-268.
 13. G.A. Faranosov, V.F. Kopiev, I.V. Belyaev, O.P. Bychkov, S.A. Chernyshev. On the Azimuthal Structure of Installed Jet Noise. AIAA paper AIAA 2017-3527, 2017.
 14. A.P. Markesteyn, V.A. Semiletov, S.A. Karabasov. CABARET GPU Solver for Fast-Turn-Around Flow and Noise Calculations. AIAA-2015-2223, 2015.

A PECULIAR CASE OF FAN-WING ACOUSTICS

Vladimir V. Golubev, Stanislav Karpuk, Marina Kazarina

Embry-Riddle Aeronautical University, Daytona Beach, USA,

golubd1b@erau.edu

This work presents a numerical study of the acoustic signature of NACA 654221 airfoil featuring a leading-edge-embedded Cross-Flow Fan (CFF) used as an Active Circulation Control (ACC) device. Such fan-wing design has been proposed and recently investigated [1] for a prospective medium-size Extremely Short Take-Off and Landing (ESTOL) UAV concept. Three different configurations are analyzed and compared to determine the acoustic impact of the fan-wing concept: the conventional airfoil with a single-slotted Fowler flap, the fan-wing airfoil with the Fowler flap and non-operating fan, and the fan-wing airfoil with the rotating fan. Far-field noise levels are predicted based on the near-field CFD data using an integral technique, with several interfering noise sources identified.

The CFF technology, first patented in 1893 by Mortier, is now actively used for heating, ventilation, and air conditioning. Such fan consists of three major parts: the inlet, the impeller with forward-curved blades located inside the housing consisting of rear and vortex walls, and the outlet (Figure 1(a)). For almost four decades, the fan has been discussed as a potential Active Flow Control (AFC), distributed-propulsion, high-lift, and VTOL device. Kummer and Dang [2], Chawla [3], Lin [4] and Nieh [5] studied CFF flow physics when the fan is embedded in the airfoil. Kummer and Dang [2] also considered CFF as a novel propulsion device that could improve the aircraft performance in order to reduce the fuel burn and decrease the operational cost of the aircraft. Numerical and experimental investigations showed significant increase in airfoil lift and increase of the stall angle of attack. In addition, Ref. [2] demonstrated the thrust capabilities of the fan embedded close to the wing trailing edge by building a number of scaled UAV prototypes. Application of CFF as a VTOL device was studied by Gossett [6] and included a conceptual design of a VTOL aircraft.

Application of CFF to a commercial aircraft was studied by Kramer et al. [7] and showed a promising result. It was determined that an optimized Goldschmied wing with the fan embedded at the trailing edge of the transonic commercial aircraft could reduce fuel consumption comparing to Boeing SUGAR aircraft by 12% percent.

The research on using CFF as a high-lift device was conducted by Gologan et al. [8] and Phan [9]. Ref. [8] used the same fan configuration used by Kummer and Dang [2] to investigate the power requirements for the fan installed in a commercial regional STOL aircraft. Although the model was not optimized, the wing-embedded CFF showed potential to be a strong high-lift

device for a commercial aircraft. Phan [9], on the other hand, investigated a different configuration, with CFF embedded into the leading edge of the wing, as shown in Figure 1(b). He applied his results to examine flight performance data based on Piper PA-18 aircraft. The results demonstrated reduction of the take-off run by 50%. In addition, three-dimensional CFD analysis was performed on a wing featuring a cross-flow fan embedded along the entire span.

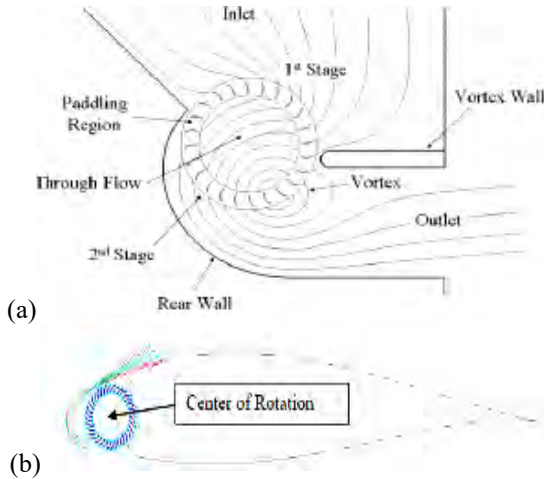


Fig. 1. (a) CFF schematic; (b) airfoil geometry with LE-embedded CFF

The feasibility of the leading-edge-embedded CFF high-lift technology applied to a multi-purpose transport aircraft was studied by Karpuk et al [1]. An aircraft with the CFF technology was designed and compared to a similar airplane featuring conventional high-lift devices. For a 16,000 lb aircraft, the take-off distance reduction and a payload reduction due to the fan mechanical system were 18% and 13.6% respectively.

Although significant work was done regarding CFF physics and its aerodynamic ACC impact when embedded in the aircraft wing, the acoustic behavior of the fan-wing concept was never addressed. The present work focuses on the numerical aeroacoustic investigation of the CFF airfoil. Three cases were simulated: an airfoil with a single-slotted Fowler flap and without the fan, a CFF airfoil with the flap and non-operating fan, and a CFF airfoil with the flap and operating fan.

Numerical simulations employed a conventional NACA 654221 airfoil with the flap-to-chord ratio is 30% and the flap deflection of 30° . For the baseline airfoil (Case 1), the slot gap was equal to 6%, but the gap for the CFF airfoil embedding 36-blade fan was reduced to 1% to ensure attachment of the jet flow from the fan.

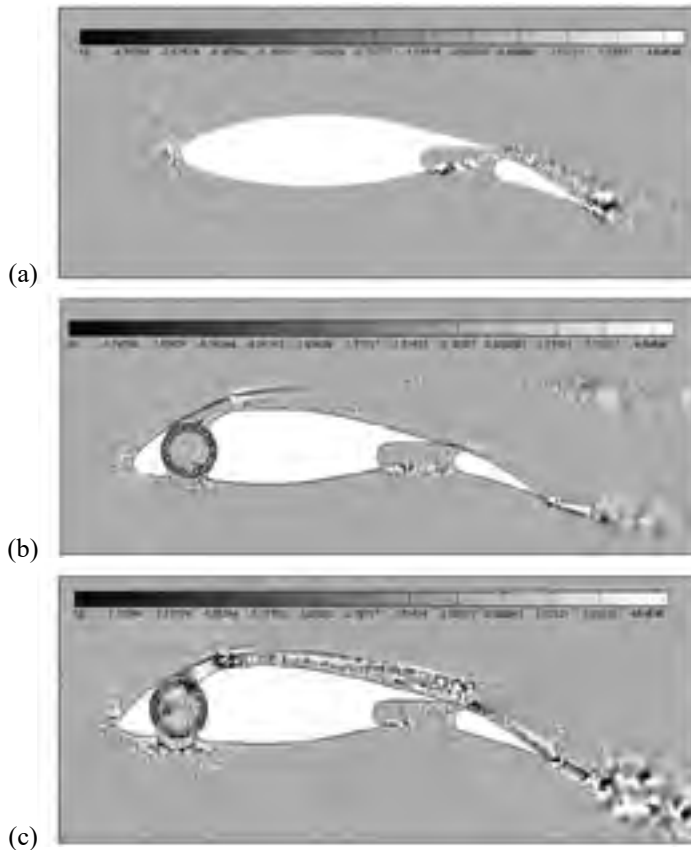


Fig. 2. Dilatation contours: (a) baseline case; (b) CFF airfoil with stationary fan; (c) CFF airfoil with rotating fan

Pointwise [11] T-REX mesh generator for accurate resolution of the boundary layer was used for all cases, with the maintained value of $y^+=1$. The computational-domain far-field was located 70 chords away, with imposed far-field non-reflecting boundary conditions. All computational cases have 450000-500000 cells.

ANSYS Fluent [12] with embedded FW-H algorithm was used to estimate the far-field acoustics of the airfoils. Unsteady RANS with Spalart-Allmaras turbulence model was used. The airfoils were simulated with the free-stream velocity of 15 m/s at $\alpha=0^\circ$. 30 virtual microphones were located 15 chords away to capture the far-field pressure around the airfoil.

Preliminary results obtained for the dilatation fields for each case are shown in Fig. 2. It appears that the acoustic sources for the Case 1 baseline air-

foil configuration (without the fan) are localized at the slot region to contribute to the expectedly dominating trailing-edge noise components. Similar results are observed in Case 2 for the CFF airfoil with non-operating fan. Furthermore, the slat lip and the unsteady flow disturbed by the stationary fan generate additional acoustic components. However, the most severe noise appears induced by the rotating fan in Case 3. The major additional noise source is attributed to the wall jet generated by the fan from the slat exit on the suction side of the airfoil. The final presentation will include comparison of acoustic directivities and acoustic spectra at the selected monitor points to clearly identify the contribution of the dominating fan-wing acoustic sources.

References

1. Karpuk. S., Kazarin. P., Gudmundsson. S., Golubev. V., "Preliminary Feasibility Study of a Multi-Purpose Aircraft Concept with a Leading-Edge Embedded Cross-Flow Fan", 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, Kissimmee, FL, January 2018.
2. Kummer, J. D., Dang, T. Q., "*High-Lift Propulsive Airfoil with Integrated Crossflow Fan*," AIAA Journal, Vol. 43, No. 4, 2006, pp. 1059-1068.
3. Chawla, K., "*Optimization of Cross Flow Fan Housing for Airplane Wing Installation*," M.S. Thesis, University of Texas at Arlington, Arlington, TX, 1984.
4. Lin, C.-H., "*A Wind Tunnel Investigation of the External Aerodynamics of an Airfoil with an Internal Cross Flow Fan*," M.S. Thesis, University of Texas at Arlington, Arlington, TX, 1986.
5. Nieh, T.-W., "*The Propulsive Characteristics of a Cross Flow Fan Installed in an Airfoil*," M.S. Thesis, University of Texas at Arlington, Arlington, TX, 1988.
6. Gossett, D. H., "*Investigation of Cross Flow Fan Propulsion for a Lightweight VTOL Aircraft*," M.S. Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, CA, Dec. 2000.
7. Kramer, B., Ansell, P., D'Urso, S., Ananda, G., Perry, A., "*Design, Analysis, and Evaluation of a novel propulsive Wing Concept*," Final Report, Rolling hills Research Corporation, June 30th, 2016.
8. Goland, C., Mores, S., Steiner, H., Seitz, A., "*Potential of the Cross-Flow Fan for powered-Lift Regional Aircraft Application*", 9th AIAA Aviation Technology, Integration, and Operations Conference (ATIO), 21-23 September 2009, Hilton Head, South Carolina.
9. Phan., N, H., "*Leading Edge Embedded Fan Airfoil Concept – a new powered High Lift Technology*", PhD Dissertation, Syracuse University, Syracuse, NY, 2015.
10. Pointwise Grid Generator, <http://www.pointwise.com/>.
11. ANSYS FLUENT 12.0 Users Guide, April, 2009.

TOWARDS AFFORDABLE CAA SIMULATIONS OF AIRLINER'S WINGS WITH DEPLOYED HIGH-LIFT DEVICES

V. Bobkov, A. Gorobets, A. Duben, T. Kozubskaya, V. Tsvetkova

KIAM RAS, Moscow, Russia, cherepock@gmail.com

Vortex-resolving approaches allow to more accurately predict integral properties (lift, drag, moments, etc.) and, more importantly, to obtain non-stationary aerodynamic and acoustic characteristics. However, the use of such simulations in industrial applications is limited due to a high computing cost that arises from spatial and temporal resolution demands. The goal of the present work is to find the ways to reduce the cost of numerical prediction of aerodynamic and acoustic characteristics of a swept wing with high lift devices.

Modeling of a high aspect ratio wing requires large areas of high spatial resolution along the wingspan. Reducing the problem to a small section of a wing could be a solution. To that end, spanwise periodic boundary conditions can be applied for an unswept wing. For a swept wing there is no such a statistically uniform direction. In this case we propose to combine a RANS-resolution computing domain for a wing with a short in span LES-resolution zone inside it for capturing unsteady aerodynamic and acoustic properties.

In order to elaborate this methodology we begin with studying the well-known model configuration NASA MD-30P30N [1] that represents an unswept wing with deployed high-lift devices. This configuration allows to obtain a reasonable-quality numerical solution at rather low costs by apply periodic boundary conditions. The algorithm of our study consists of several stages:

- 1) compute the reference case 30P30N with periodic boundary conditions and compare it with the available experimental and numerical data;
- 2) investigate the potential of computing cost reduction: coarsening the resolution (especially in spanwise direction), using wall functions, optimizing mesh concentration and position of FW/H surface, etc., and analyze the corresponding changes in quality of results;
- 3) using the experience obtained at stage 2 in reducing the costs, compute the 30P30N case applying the approach with partial LES-resolution and compare results with the reference;
- 4) apply the proposed approach to a whole swept wing with deployed high-lift devices.

The present work covers stages 1) and 2) of this algorithm. The 30P30N configuration was computed using a mesh of 36 million nodes made by extrusion of a 2D base mesh in the spanwise direction. The spatial resolution of this mesh, denoted Mesh1, is in agreement with numerical studies of other authors [2]. The NOISEtte code based on the higher-accuracy EBR scheme [3] was used to perform the simulation. The distance from the turbulent zone of the flow

to the FW/H surface was minimized in order to reduce the high-resolution area. At the same time the surface was placed far enough from turbulent fluctuations and short-range spurious oscillations. The view of the instantaneous flow field and the FW/H surface are shown in Fig. 1.

Then, two reduced-resolution simulations have been carried out: one with the mesh derived from Mesh1 by coarsening it twice in the spanwise direction, denoted Mesh2, and another with the mesh derived from Mesh2 by reducing twice the number of nodes in the base 2D mesh, denoted Mesh3. Mesh2 and Mesh3 have 2 and 4 times less nodes than Mesh1, respectively.

The simulation technology focused on reduction of computing cost will be presented in detail. Comparison of results on the three meshes with experimental and numerical data and evaluation of quality of the obtained results is to be presented as well.

The work has been partially funded by the Council on grants of the President of the Russian Federation, project MD-5968.2018.1 (work on reduction of computing costs). This work has been carried out using computing resources of the federal collective usage center Complex for Simulation and Data Processing for Mega-science Facilities at NRC “Kurchatov Institute”, <http://ckp.nrcki.ru/>.

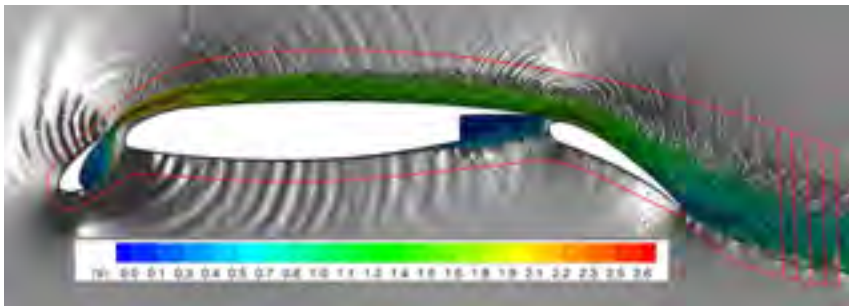


Fig. 1. Instantaneous flow field and FW/H surface contour

References

1. Kyle Pascioni, Louis N. Cattafesta, and Meelan M. Choudhari. An Experimental Investigation of the 30P30N Multi-Element High-Lift Airfoil // AIAA 2014-3062.
2. M. Choudhari and D.P. Lockard. Assessment of Slat Noise Predictions for 30P30N High-Lift Configuration from BANC-III Workshop // AIAA 2015-2844.
3. Pavel Bakhvalov, Ilya Abalakin, Tatiana Kozubskaya. Edge-based reconstruction schemes for unstructured tetrahedral meshes // Int. J. Numer. Methods Fluids. 81(6) (2016) 331–356.

ON THE POSSIBILITY OF ACTIVE CONTROL OF INSTABILITY WAVES IN UNEXCITED TURBULENT JETS

V.F. Kopiev, G.A. Faranosov, S.A. Chernyshev, O.P. Bychkov

TsAGI, Moscow Research Complex, Moscow, vkopiev@mktsagi.ru

A strategy of active control of natural instability waves in subsonic turbulent jets is developed. The strategy is based on the approach tested earlier on tone excited jets. This approach allowed to demonstrate the possibility to control artificially excited instability waves by means of linear adjustment of the excitation and the control action. Analysis of the results for the excited jet control has shown that the approach based on the instability waves generation near the nozzle edge is the most effective in terms of the required amplitude of the control action and, hence, realization of the linear interaction of the waves in the jet.

Peculiarities of such an approach are investigated for the case of the control in broad frequency band. A way to get the reduction of the integral signal level is proposed. The proposed strategy of natural instability waves control is tested on really measured stochastic signals and is shown to be generally realizable. Typical restrictions that should be taken into account during experimental implementation of the strategy are determined.

The work is supported by the Russian Foundation for Basic Research Grant No. 16-01-00746a.

BACKGROUND ACOUSTIC DISTURBANCES IN HIGH SPEED WIND TUNNELS

V.A. Lebiga^{1,2}, V.N. Zinovyev¹, A.Yu. Pak¹

¹Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS

Novosibirsk, lebiga@itam.nsc.ru

²Novosibirsk State University, Novosibirsk

The basic relations between the output hot-wire signal and characteristics of the acoustic field are considered in terms of the fluctuation diagram, i.e. dependence of the normalized hot-wire output on the probe overheating parameter. This approach allows determining both intensity of acoustics and the direction of propagation of acoustic waves in the flow as the angle χ between the normal to the front of the acoustic wave and the mean flow velocity vector. This angle χ depends (and can be calculated) on the location of the intersection point of the fluctuation diagram with the abscissa axis. It is shown also that the hot-wire approach allows not only obtaining information on the intensity of acoustic fluctuations propagating in the flow, but also to identify sources of disturbances and their localization.

The results of measurements of background fluctuations in wind tunnels of several research centers are presented, namely TsAGI, ITAM SB RAS (Russia), ETW (Cologne, Germany), ASTRC NCKU (Tainan, Taiwan). It is shown that the prevailing contribution to the flow fluctuations in test sections of the blow-down wind tunnels is provided by acoustic fluctuations radiated from the boundary layer on the walls of the nozzle and test section, from the wall perforation, from slots and gaps in the test sections. Contrariwise, in the closed circuit wind tunnels the most important can be temperature inhomogeneities in the absence or ineffectiveness of heat exchangers, as well as in cryogenic wind tunnels. In this case, the contribution of acoustic disturbances in total fluctuations decreases, however it can be not correct for some ranges of the frequency spectrum.

The work was partly supported by the RFBR Grant No 18-58-52005.

GPU CABARET SOLUTIONS FOR THE COJEN JET NOISE EXPERIMENT

A.P. Markesteijn¹, S.A. Karabasov^{1,2}

¹*GPU-prime Ltd, Cambridge, UK, a.p.markesteijn@gmail.com*

²*School of Engineering and Material Science, Queen Mary University of London, Mile End Road, London, UK, s.karabasov@qmul.ac.uk*

Development of high-fidelity jet noise prediction models for dual stream flows to complement and potentially replace the existing scaling law models such as those developed in [1–3] is of great interest to turbofan engine designers. Up to present, a few experimental campaigns have been launched to systematically study the dual stream jet noise and provide databases of flow and noise data for validation of theoretical and computational models. One of such databases was generated as the result of CoJen: the EU-funded Computation of Coaxial Jet Noise project, which data are now in the public domain. The flow field and acoustic data from CoJen were used in [4] for validation of several Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) and Large Eddy Simulation (LES) based methods. For example, the work of [5] presented a detailed account of Particle Image Velocimetry (PIV) techniques used in the CoJen experiment. An experimental near-field acoustic array technique was used in [6] to study the axial, temporal and azimuthal structure of the pressure field of jet flows at various operating conditions from the CoJen experiment. CoJen data were also considered in [7] who applied an LES method combined with the Ffowcs Williams – Hawkings (FW-H) approach for far-field noise predictions. In the context of co-axial jet noise modeling, a combination of the Lattice-Boltzman method and the FW-H approach was used in [8] who used the measurements of [6] for validation. In [9], a combination of the RANS solutions and a ray-tracing method based on the Lighthill acoustic analogy was used to investigate the co-axial jet noise production mechanisms in application to the CoJen experiment. Hydrodynamic stability and noise generation mechanisms for CoJen jets were investigated in [10]. More recently, in [11] the flow data from the CoJen experiment were analysed using PIV and Laser Doppler Anemometry (LDA) techniques.

In this paper, we will apply an LES method combined with the FW-H technique for flow and noise calculation of several benchmark co-axial jet cases from the CoJen experiment. The method we use is based on the GPU CABARET solver. A detailed description of the CABARET solver can be found in [12-16]. This current solver is a GPU implementation of the low-dissipative, low-dispersive CABARET scheme [17–19], with asynchronous time stepping [20] for the acoustics sensitive solution of Navier-Stokes equations in the framework of Monotonically Integrated LES [21]. The flow solver

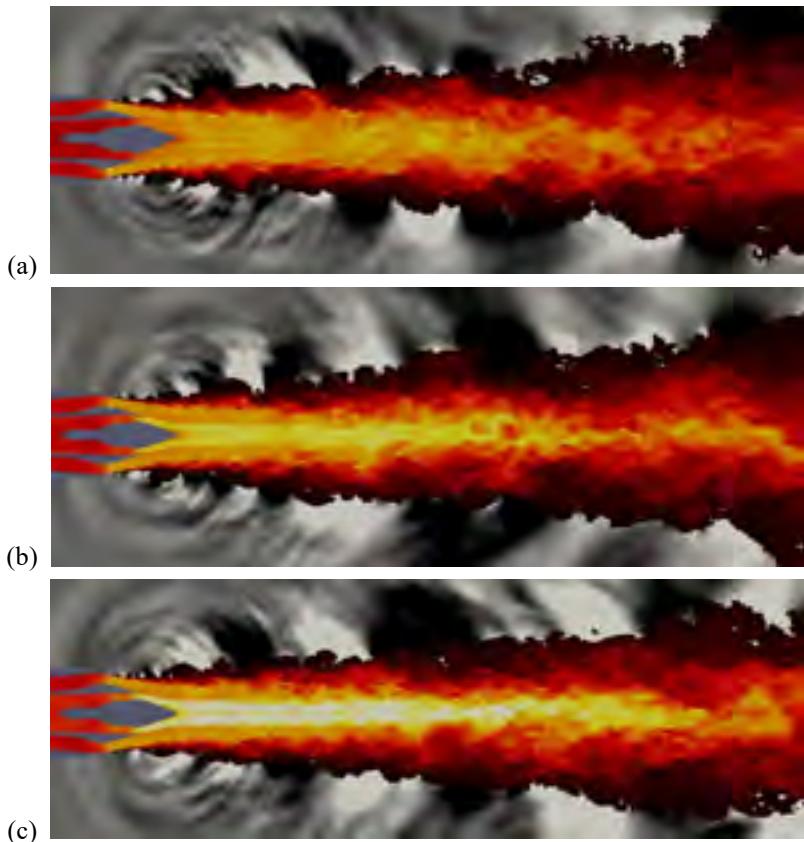


Fig. 1. Instantaneous velocity and pressure fields for three different operation points for the axi-symmetric short-cowl CoJeN nozzle. (a) OP 1.1 (b) OP 1.2 (c) OP 1.3.

is coupled with the penetrable FW-H integral surface method for jet flow and noise prediction. The implementation of this makes industrially relevant LES studies of jet noise modeling possible in reasonable time (several days) using just a single workstation computer to handle computational grids circa 20 and 80 million grid cells. In [16], the GPU CABARET solver has also been extended to include split-hexa (hanging node type) meshes, allowing one to accomplish the mesh generation using the OpenFOAM utility “snappyHex-Mesh” (sHM). This mesh utility enables automatic hexa-dominant mesh generation from triangulated surface geometries (e.g. CAD geometry), an essential need for complex LES-based optimization techniques. Furthermore, sHM also has the possibility to “snap” the mesh to the geometry as well as the ability to

generate “layers” of body-fitted grid near the boundaries if need be. By using sHM and extending CABARET to include hanging nodes, it is possible to generate meshes and solve flow and acoustics for complicated geometries while retaining the hexa-dominancy for accuracy, which is enhanced thanks to a very compact stencil of the governing CABARET advection scheme that takes one cell in space and time.

In the current work, the GPU CABARET solver on sHM meshes in combination with the penetrable integral surface formulation FW-H method following [22–24] is applied for flow and noise calculations for one of the short-cowl nozzle geometries considered in [5].

References

Fisher, M.J., and Preston, G.A., and Bryce, W.D., “A Modeling of the Noise from Simple Co-axial Jets,” AIAA–1993–4413, October 1993.

1. Stone, J.R., Krejsa, E.A. and Clark, B.J., “Semi-Empirical Model for Co-annular Nozzle Component Noise Extraction and Correlation Including the Effects of Noise Reduction Devices,” AIAA–2003–1060, 2003.
2. Khavaran, A. and Bridges, J. Jet Noise Scaling in Dual Stream Nozzles, NASA/TM-2010-216887
3. Vuillemin, A., Loheac, P., Rahier, G., Vuillot, F. & Lu-poglazoff, N. 2005 Aeroacoustic numerical method assessment for a double stream nozzle. In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. DOI: 10.2514/6.2005-3043.
4. Skeen, A. 2006 The development of high-speed PIV techniques and their application to jet noise measurement. PhD thesis, University of Warwick
5. Tinney, C. E. and Jordan, P. 2008 The near pressure field of co-axial subsonic jets. *J. Fluid Mech.* 611, 175–204, DOI: 10.1017/S0022112008001833.
6. Vuillot, F., Lupoglazoff, N., Rahier, G. Double-stream nozzles flow and noise computations and comparisons to experiments, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7 - 10 January 2008, Reno, Nevada.
7. Casalino, D. and Lele, S.K. Lattice-Boltzmann simulation of coaxial jet noise generation, Center for Turbulence Research, Proceedings of the Summer Program 2014.
8. Almeida, O., Barbosa, J.R., Moro, J.B., Self, R.H. Noise Source Distribution of Coaxial Subsonic Jet-Short-Cowl Nozzle, *J. Aerosp. Technol. Manag. Sao Jose dos Campos*, vol 6, no1, pp 43-52, Jan-Mar, 2014
9. Gloor, M.R. Numerical investigation on hydrodynamic stability and noise radiation of coaxial jet flows, PhD Thesis ETH Zurich, 2014
10. Mead, C.J., Wrighton, C., Britchford, K. An Experimental Study of Co-Axial Jets Using Acoustic, PIV&LDA Methods (CoJen), AIAA 2015-3122.

11. Markesteijn, A.P., Semiletov, V.A., Karabasov, S.A. "CABARET GPU Solver for Fast-Turn-Around Flow and Noise Calculations", AIAA-2015-2223
12. Markesteijn, A.P., Semiletov, V.A., Karabasov, S.A. "GPU CABARET solutions for the SILOET jet noise experiment: Flow and noise modelling", AIAA-2016-2967
13. Markesteijn, A.P. and Karabasov, S.A. "GPU CABARET Solutions for the NASA SHJAR Jet Noise Experiment: Flow and Noise Modeling", AIAA 2017-3852.
14. Markesteijn, A.P. and Karabasov, S.A. "GPU CABARET Solver Extension to Handle Complex Geometries Utilizing snappyHexMesh with Asynchronous Time Stepping", AIAA 2017-4184
15. Markesteijn, A.P. and Karabasov, S.A. "CABARET solutions on Graphics Processing Units for NASA jets: grid sensitivity and unsteady inflow condition effect", CR Mecanique (Proc. French Academy of Sciences), in press.
16. Goloviznin, V. M., Samarskii, A. A., "Finite difference approximation of convective transport equation with space splitting time derivative", Jour Matem. Mod., 1998 , 10(1), 86–100.
17. Karabasov, S. A., and Goloviznin, V. M., "Compact Accurately Boundary Adjusting high-REsolution Technique for Fluid Dynamics", J. Comput. Phys., 2009, 228, 7426-7451.
18. Chintagunta, A., Naghibi, S.E., and Karabasov, S.A. "Flux-corrected dispersion-improved CABARET schemes for linear and nonlinear wave propagation problems", Computers & Fluids, August 2017.
19. Semiletov, V. A., and Karabasov, S. A., "CABARET scheme with conservation-flux asynchronous time-stepping for nonlinear aeroacoustics problems", Journal of Computational Physics, 2013, 253(15), 157165.
20. Fureby, C. and Grinstein, F.F. "Large eddy simulation of high-Reynolds-number free and wall-bounded flows". J. Comput. Phys., 181:68-97, 2002.
21. Shur, M. L., Spalart, P. R., Strelets, M. Kh. 2005 "Noise Prediction for increasingly complex jets. Part I: Methods and tests. Part II: Applications Int. J. Aeroacoustics.", 4(34), 21366.
22. Faranosov, G.A., Goloviznin, V.M., Karabasov, S. A., Kondakov, V. G., Kopiev, V. F., Zaitsev, M. A. 2013 "CABARET method on unstructured hexahedral grids for jet noise computation Computers and Fluids", 88, 165-179.
23. Welch, P. D. 1967 The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms, IEEE Transactions on Audio Electroacoustics , AU-15, 70-73.

A SPLITTING METHOD FOR AEROACOUSTIC SIMULATIONS

Yoshihiro Kato¹, Igor Menshov^{2,3}

¹*Toyota Central Research & Development Labs., Inc., Aichi, 480-1192 Japan,
kato@cfdl.tytlabs.co.jp*

²*Keldysh Institute for Applied Mathematics RAS, Moscow 125047, Russia*

³*SRISA RAS, Moscow 117218, Russia menshov@kiam.ru*

A numerical approach to problems of aeroacoustics is considered. This approach is based on splitting the acoustic field from the flow field. Commonly, the level of acoustical fluctuations is much smaller than the flow fluctuation, therefore this method is well fit to deal with variables of different order in magnitude. The method has certain advantages over other methods that treat sound and flow fields in uncouple manner. In particular, numerical schemes for acoustic and fluid equations can be chosen properly to take into account basic features of these equations. In the first approximation, the flow equations are found to be unsplit from the acoustic equations, i.e., the generated sound does not affect the flow field. Feedback effects of acoustics upon fluid are taken into account by terms of higher orders that introduce a minor influence and can be neglected. In the present paper we use this assumption.

There are different flow/acoustic splitting methods that incorporate analytical solutions to Lighthill's equation [1]. All these methods are derived on the assumption that the solid surface is small enough in comparison with the propagating acoustic wave length, and the observation point is far from sound sources. However, in some situations one has to study near acoustic field so that the scale of the solid can not be considered as small as, e.g., an automobile rear-view mirror. The above mentioned splitting methods are then not applicable.

In the present paper we develop a different approach. It is inspired by the study of Slimon et al [2]. We consider the solution to the compressible Navier-Stokes equations as an expansion in series with respect to a small parameter that is the squared Mach number. The leading terms in these expansions that define the base flow field is governed by the incompressible Navier-Stokes equations. Higher order terms are for the acoustic field, and are governed by a reduced system that depends on parameters of the base flow. Such an approach allows the acoustic equations to be applied not only in the far field, but in the near field also.

Let us consider the system of compressible Navier-Stokes equations and introduce non-dimensional flow variables by means of inflow parameters: $U = u / u_\infty$, $P = (p - p_\infty) / (\rho_\infty u_\infty^2)$, $R = (\rho - \rho_\infty) / \rho_\infty / M_\infty^2$, where M_∞ is the inflow Mach number. Then, the solution to the obtained non-dimensional system of equations we try to seek in the form of the following asymptotic expansion

sion: $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_* + M_\infty^2 \mathbf{q}' + O(M_\infty^4)$, where $\mathbf{Q} = (R, U, P)$, $\mathbf{q} = (\rho, u, p)$.

The system of equations that correspond to the leading terms is obtained by neglecting $O(M_\infty^2)$ terms. This system reads as the incompressible Navier-Stokes equations with respect to \mathbf{Q}_* , and an equation that describes the density perturbation R_* . By introducing $\theta_* = \text{Re}(R_* - P_*) / (\gamma - 1)$, where Re is the Reynolds number and γ is the specific heats ratio, the latter is written as

$$D_* \theta_* / Dt = \Delta \theta_* / \text{Re} / \text{Pr} - \Delta P_* / \text{Pr} - 2e_* e_* \quad (1)$$

where Pr is the Prandtl number, e_* is the strain rate tensor.

The acoustic field is described by terms of order $O(M_\infty^2)$ in the mass and momentum equations:

$$\begin{aligned} \partial \rho' / \partial t + \partial f'_k / \partial x_k &= -D_* \rho_* / Dt \\ \partial f'_i / \partial t + \partial h'_{ik} / \partial x_k &= -D_* (\rho_* u_{*,i}) / Dt \end{aligned} \quad (2)$$

with

$$f'_i = (1 + \rho_* + \rho') u'_i + \rho' u_{*,i}; \quad h'_{ij} = f'_i (u_{*,j} + u'_j) + (1 + \rho_*) u_{*,i} u'_{*,j} + p' \delta_{ij}$$

Here $\rho_* = M_\infty^2 R_*$. We assume that the acoustic field is isentropic, and employ the following relation: $p' = C_*^2 \rho'$, where $C_*^2 = \gamma(1 + \gamma M_\infty^2 P_*) / (\gamma M_\infty^2 (1 + \rho_*))$.

It was shown in [3] that the r.h.s. of (1) has small effect and can be neglected. With this assumption, there is no need to solve (2); it results in a simple relation $R_* = P_*$ which is used in the present paper.

The flow field equations are calculated with the LES model by Inagaki et al. [4] with the mixed-time-scale SGS model. The discretization method is the finite volume method on the collocated grid [5]. The spatial derivative is approximated by the second-order central difference; time integration is performed with the Crank-Nicolson implicit scheme. The pressure field is calculated by the SMAC scheme.

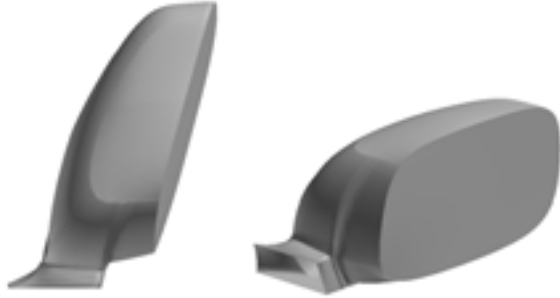


Fig. 1. Rear-view mirror model

The acoustic field is calculated by the finite volume method with the WENO scheme. The solution vectors on the both sides of the cell face are calculated by the fourth-order WENO scheme, and the HLLC approximate Riemann solver is applied to calculate the numerical flux. Time integration is performed with the two-step Runge-Kutta scheme.

The above numerical approach is applied to calculate the acoustic field generated by the rear-view mirror of an automobile. We analyze a mirror with the shape supported by the short stay shown in Fig. 1. The flow field and the sound field are calculated around the rear-view mirror on a flat plate in uniform flow. A sketch of the computational domain with the boundary conditions used in the calculation of the flow field and the acoustic field is shown in Figs. 2a and 2b, respectively. In the flow field calculations, we use a single-block structured grid over the whole region. The grid spacing normal to the wall for the first point is 0.4mm. The number of the grid points is $309 \times 143 \times 159$ for x, y, z directions. The main flow velocity is 38.9m/s, and the Reynolds number based on a reference length of 0.1m and the main flow velocity is 253,000. Under these conditions, the Mach number is equal to 0.113.

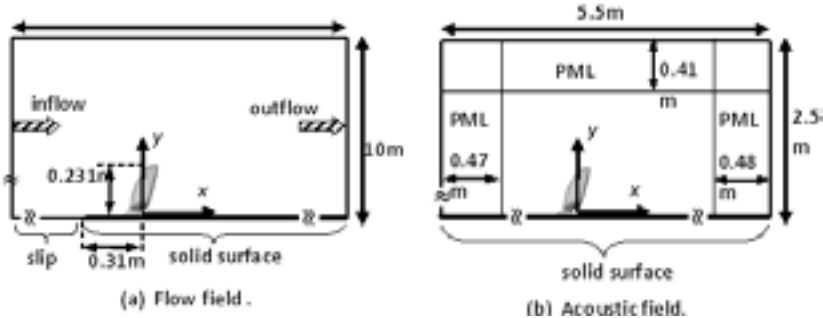


Fig. 2. Computational regions (x-y plane)

In the acoustic field calculations, the number of grid points is $283 \times 150 \times 160$ in x-, y-, z- direction. We implement the PML (Perfectly Matched Layer) approach that guaranties no reflection in the far field. The dumping function in the PML is proportional to square of the distance from the inner edges of the PML.

The Courant number 0.25 was chosen for acoustics, and 0.0625 for flow calculations. One time step calculated for the base flow corresponds to four steps acoustics calculations. To match the computed data, we use a cubic interpolating function that interpolates acoustic variables keeping continuous gradients. The time step for flow is 2.56×10^{-6} seconds and that for acoustics is 0.64×10^{-6} seconds. This time steps are reasonable as we are interested in the sound in the region 1-2 kHz ($5.0 \times 10^{-4} - 10^{-3}$ seconds).

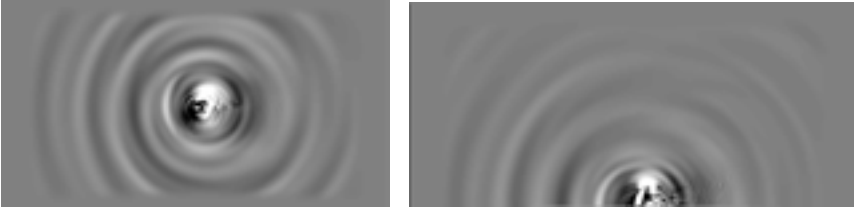


Fig. 3. Computed acoustic field: x-z plane, ground surface (left), x-y plane (right)

Some numerical results related to the acoustic field are shown in Fig. 3. The distribution of pressure in the x-y plane near the central cross section of the rear-view mirror is shown on the right, and the distribution of pressure on the ground plane on the left.

References

1. M.J. Lighthill. On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory. *Proceedings of the Royal Society of London A*, v.211, 1952, pp.564-587.
2. S.A. Slimon, et al. Development of Computational Aeroacoustics Equations for Subsonic Flows Using a Mach Number Expansion Approach. *JCP*, v.159, 2000, pp.377-406.
3. Y. Kato, I. Menshov, and Y. Nakamura. Aeroacoustic Simulation around a Circular Cylinder by the Equations Split for Incompressible Flow Field and Acoustic Field. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, v.71, No.711, 2005, pp.2694-2701.
4. M. Inagaki and K. Abe. A Mixed-time-scale SGS Model with Fixed Model-parameters for Practical LES. *Journal of Fluids Engineering*, v.127, 2005, pp.1-13.
5. M. Inagaki and K. Abe. An Improvement of Prediction Accuracy of Large Eddy Simulation on Colocated Grids. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, v.64, No.623, 1998, pp.1981-1988.
6. M.E. Goldstein. *Aeroacoustics*. McGraw-Hill, New York, 1976.
7. C.K.W. Tam, J.C. Webb. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, v.107, 1993, pp.262-281.

ON THE DOMINATING INFLUENCE OF THE LARGE-SCALE MOTION IN A JET ON ITS PRESSURE NEAR FIELD AND THE ACOUSTIC FAR FIELD

Felix Kramer, Ulf Michel, Charles Mockett

CFD Software E+F GmbH, Berlin, Germany, ulf.michel@cf-d-berlin.com

The large-scale motion in a jet is the primary cause for its noise emission in all directions and for all frequencies [1–3]. It is true that the turbulent motion inside the jet appears to be dominated by small-scale velocity fluctuations, but their acoustic radiation efficiency is very small. A computational experiment was performed to study the influence of the large-scale motion on the unsteady pressure field inside and outside a dual stream jet. It is demonstrated with the aid of cross-spectral densities of the pressure fluctuations that the motion is dominated by the influence of instability waves in the jet shear layer, motions that are naturally of large scale. It was already shown in the CEAA 2016 workshop [4] that the pressure field for the peak frequency in each axial position is dominated by a few low-order azimuthal components. It is now shown in addition that the coherence of the pressure fluctuations decays very slowly for axially separated probe positions for this frequency. This explains the rear arc amplification of jet noise due to source interference [3].

The unsteady flow field of a dual-stream jet with a short-cowl nozzle is analysed. The simulation is performed with Detached Eddy Simulation (DES), a hybrid RANS-LES method, using recent improvements to accelerate the RANS to LES transition [5]. The time step corresponds to a sampling Strouhal number $f_s D_e / U_e = 1035$ and every 32nd time step was stored for the later analysis. $D_e = 0.183$ m is the diameter of a circle that has the same area as the sum of the exit areas of the two nozzles. $U_e = [A_p(U_p - U_0) + A_s(U_s - U_0)] / (A_p + A_s) + U_0 = 236$ m/s is calculated with the nominal speeds U_p and U_s in the primary and secondary nozzles and the speed $U_0 = 90$ m/s of the flight stream. The simulation was run over 186 convective time units D_e / U_e . This is very short, but the analysis took advantage of the independence of the azimuthal position of the reference probe for azimuthally or axially displaced probe positions.

All flow data that are possibly relevant for the noise sources were stored on disk but only the pressure fluctuations are analysed here. The one-third octave spectra of the pressure fluctuations in various positions x/D_e downstream of the secondary nozzle are shown in Fig. 1. The radial positions with the largest peak levels of the spectra are chosen. These positions are close to the largest radial gradient of the mean axial velocity in the jet. The pressures are normalized with the ambient pressure p_0 . It can be seen how the peak frequencies get smaller with increasing axial distance from the nozzle. This is a well-known result for jet turbulence.

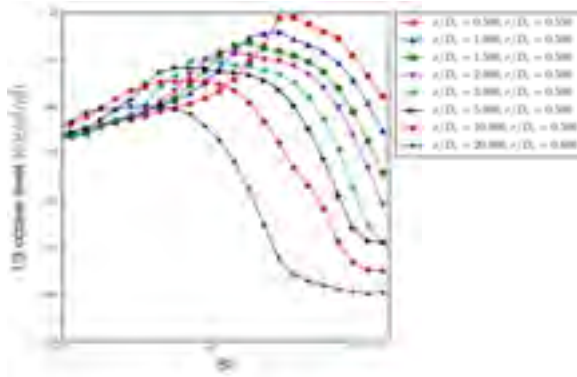


Fig. 1. One-third octave pressure spectra inside jet for various distances x/D_e from the nozzle for the radial position with highest one-third octave level (p_0 is ambient pressure)

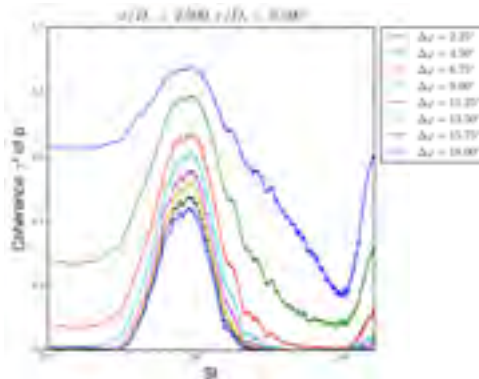


Fig. 2. Coherence spectra for $x/D_e=2.5$ for circumferentially displaced probe positions

The computational experiment made it possible to evaluate the cross spectra and coherence spectra for the pressures for azimuthally displaced “probe” positions. Results for the coherence spectra at $x/D_e=2.5$ for azimuthally displaced probe positions are shown in Fig. 2. The range around the peak Strouhal number $St=0.9$ decays only slowly with increasing azimuthal probe separation $\Delta\varphi$, while the rest of the spectra at higher and lower Strouhal numbers decays rapidly. The coherence is seen to increase again for very high Strouhal numbers, but one must consider that the pressure levels are more than 50 dB lower in this range. This range is likely dominated by the radiated sound field from more upstream positions in the jet, an assumption to be checked by analysing the radial and axial components of the phase speeds.

The high azimuthal coherence of the pressure fluctuations in a relatively narrow frequency band is likely caused by the growth of instability waves in the jet's shear layer. These instability waves were studied by Michalke and Hermann [6] for a jet in a flight stream. They are dominated by low order azimuthal modes and their most unstable frequencies depend for given jet and flight speeds primarily on the shear layer thickness. The thin shear layers close to the nozzles are most unstable for high frequencies and the thick shear layers further downstream for low frequencies. It was shown by Michalke [1] that the mode numbers m of the instability waves are directly related to the order m of the Fourier decomposition of the cross spectra. We conclude that the dominance of low-order azimuthal components of the pressure fluctuations in a relatively narrow frequency band is caused by instability waves in the jet and that the wave-like motion in the jet shear layer dominates the jet noise emission.

A similar behaviour as in Fig. 2 can be observed in Fig. 3 for axially separated probe positions. The coherence for two positions separated by one jet diameter is astonishingly high at $\gamma^2=0.65$. This can also be explained by the dominance of instability waves.

The results for other axial positions are very similar to Figs. 2 and 3 and differ only in the peak frequency.

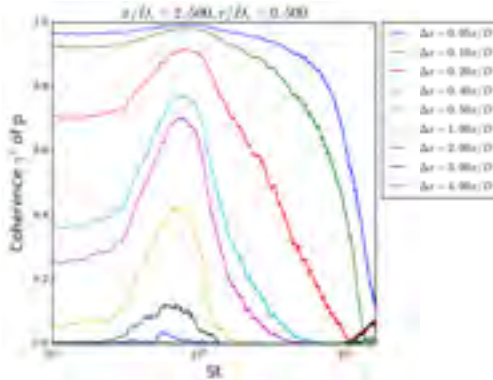


Fig. 3. Coherence spectra for $x/D_e=2.5$ for axially displaced positions, $\Delta x=0.05 D_e$ to $4 D_e$

The assumption that the instability waves are the cause of the pressure fluctuations is supported by an evaluation of the axial phase speeds of the fluctuations. This is shown in Fig. 4 for the Strouhal number 0.7. The phase speed of the pressure fluctuations is seen to be almost independent of the radial position and is identical to the flow speed only in the middle of the shear layer for $r/D_e=0.5$.

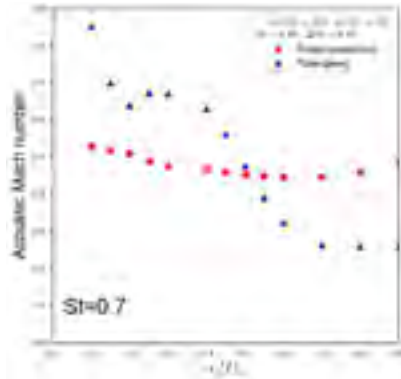


Fig. 4. Axial component of phase speed and mean-flow speed as function of radial position r/D_e for $St=0.7$

Acknowledgment

The work was performed in the EU-funded project “JERONIMO” (ACP2-GA-2012-314692-JERONIMO).

References

1. A. Michalke (1972): An expansion scheme for the noise from circular jets. *Z.Flugwiss.* 6, 229-237
2. A. Michalke (1977): On the effects of spatial source coherence on the radiation of jet noise. *J. Sound Vib* 55, 377-394
3. U. Michel (2009) The role of source interference in jet noise. AIAA-2009-3377
4. C. Mockett, U. Michel, F. Kramer (2016): Large Scale Motion in a Dual Stream Jet. CEEA 2016.
5. Mockett, C., Fuchs, M., Garbaruk, A., Shur, M., Spalart, P., Strelets, M., Thiele, F. and Travin, A. “Two Non-Zonal Approaches to Accelerate RANS to LES Transition of Free Shear Layers in DES,” *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling*, edited by S. Girimaji et al., Vol. 130 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Springer Verlag, 2015, pp. 187-201
6. A. Michalke, G. Hermann (1982): On the inviscid instability of a circular jet with external flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 114, 1982, pp. 343–359.

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АЭРОАКУСТИКИ: КАКИЕ СПЕКТРЫ ОБЕЩАЮТ САМОЛЕТЫ С ДВИГАТЕЛЯМИ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

В.С. Бакланов

ПАО «Туполев», Москва, baklanov@tupolev.ru

Бурное развитие двигателестроения позволило создание целого ряда двигателей увеличенной степени двухконтурности (8,5 – 12). Семейство двигателей Lear, TRENT 1000, TRENT XWB, GE9X, ПД-14 и семейство двигателей типа PW1000G определило новый этап развития гражданской авиации и позволило проводить как ремоторизацию однопроводных массовых самолетов (типа B737, A320), занимающих 80% парка магистральных самолетов и популярных самолетов другого класса – B777 и A330, так и создание ряда новых самолетов.

Самолеты, оснащенные такими двигателями, могут успешно выполнять новые шумовые стандарты (гл. 14 ICAO), обеспечить снижение вредных выбросов и существенное (12 – 15 %) повышение топливной эффективности.

Повышенная степень двухконтурности двигателя приводит не только к значительному увеличению акустической мощности вентилятора, но и к изменению спектра шума, где при существенном снижении шума струи, определяющую роль занимает шум вентилятора, излучаемого из передней и задней полусфер силовой установки.

С увеличением диаметра вентилятора концы лопаток вращаются со сверхзвуковой скоростью, генерируя ударные волны. Взаимодействие ударных волн с колесом вентилятора образует полигармонический ряд дискретных составляющих вокруг основных частот следования лопаток (первая и вторая гармоники), отличающихся на частоту вращения вала вентилятора, названный «пилообразным шумом» [1].

Поэтому шум, излучаемый из воздухозаборников двигателей большой степени двухконтурности в дальнее поле (шум на местности) и по направлению к стенке фюзеляжа, состоит из многократных тонов более низких частот, что отмечается и в спектре шума переднего пассажирского салона при испытании новых двигателей на самолета-демонстратора QTD1 - B777 с двигателями TRENT 800 [1,2].

Одна из необходимых мер борьбы с ударными волнами – снижение окружной скорости вентилятора, что требует снижения частоты вращения вала вентилятора. Вибрационный спектр турбовентиляторных двигателей существенно расширяется со сдвигом в низкочастотный диапазон вследствие пониженной частоты вращения ротора вентилятора, особенно в случае применения редуктора (рис. 1) [3, 4].



Рис. 1. Частоты вращения вала вентилятора двигателя и собственные частоты планера самолета (слева), лопаточные частоты вентилятора (справа) в процессе эволюции двигателей [4]

1-ая лопаточная гармоника шума вентилятора снижается в 1,5 – 2 раза (до 600 Гц) не только за счет снижения частоты вращения вала вентилятора, но и уменьшения числа ширококордных лопаток (например, для GE9X с 22 до 16). Уровень этих составляющих в большой степени определяется условиями на входе в вентилятор (возможностью генерирования аэродинамического дисбаланса длинных лопаток вентилятора).

Эти составляющие и будут определять спектр динамического воздействия двигателей, передаваемый через узлы крепления на конструкцию планера.

Для планера современного самолета характерно наличие нескольких десятков собственных форм колебаний в низкочастотной части спектра (рис. 1); взаимодействие некоторых из них с возмущающим воздействием силовой установки может привести к генерированию в кабинах самолетов дискретных низкочастотных составляющих шума высокого уровня (рис. 2) [3, 4].

Акустическое поле гермокабины претерпевает существенное изменение с применением двигателей большой двухконтурности [5, 6].

Это подтверждено исследованиями на самолёте-демонстраторе QTD2 (B-777 с двигателями GE90-115B, степень двухконтурности кото-

рых равна 8,7), где низкочастотные составляющие возвышаются в общем спектре на 30-40 дБ (рис.2) [5].

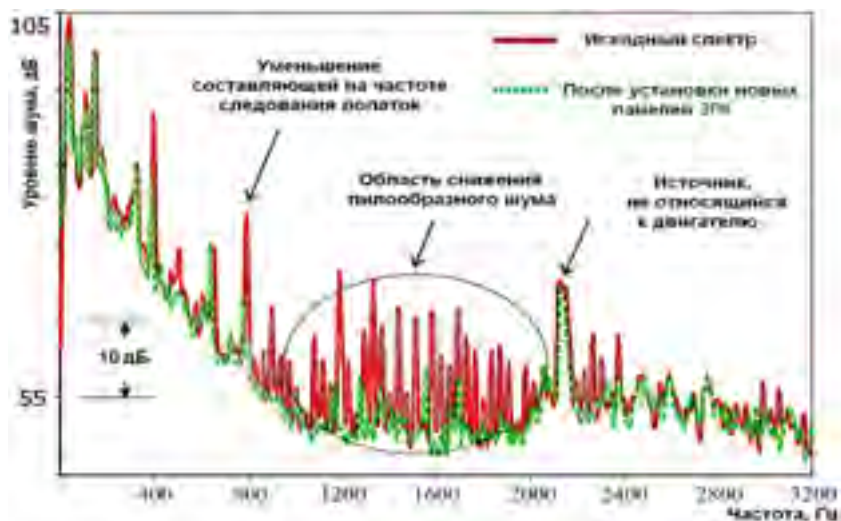


Рис. 2. Спектр шума в передней части кабины самолета-демонстратора QTD2 - B777 300ER с двигателями GE90-115B, степень двухконтурности – 8.7 [5]

Итак, силовая установка самолетов с двигателями повышенной степени двухконтурности будет излучать:

- **из передней полусферы** шум вентилятора на гармониках лопаточной частоты, пониженной в 1,5 – 2 раза, и длинный ряд гармоник «пилообразного» шума (сравните спектр рис. 2),
- **из задней полусферы** шум вентилятора на гармониках лопаточной частоты, пониженной в 1,5 – 2 раза, шум струи газогенератора, обогащенный высокочастотными составляющими многоступенчатой турбины низкого давления безредукторных двигателей и спектром вибрационного горения камеры сгорания, работающей на бедных смесях для решения проблемы выбросов.

Решение проблем структурного шума низкочастотной части спектра потребует создания нового поколения крепления двигателей (видимо, с встроенными низкочастотными блоками виброизоляции или пьезоэлектрическими актуаторами) [6].

Защита от облучения передней части гермокабины потребует улучшения виброизолирующих свойств борта фюзеляжа.

Решение проблем шума на местности, видимо, потребует переноса внимания с традиционных методов (установки низкочастотных ЗПК, от

которых требуется повышенная высота) на методы борьбы с шумом в источнике (широкохордные лопасти вентилятора, технология блиск, актуаторы) [7, 8].

Литература

1. Uellenberg S., "Buzzsaw Noise Predictions for Modern Turbofans", AIAA- 2004-3000.
2. Shivashankara B. Recent Advances in Aircraft Noise Reduction and Future Technology Needs.// International Symposium: Which technologies for future aircraft noise reduction? //Proc., Arcachon, France, 9-11 October, 2002.
3. Бакланов В.С. Анализ виброакустических процессов в турбореактивном двигателе и других агрегатах силовой установки по результатам исследования частотных характеристик системы «двигатель-крепление-планер» // Ученые записки ЦАГИ, т **XLI**, 2010 №1. С.78-85.
4. Baklanov V.S. Interaction of power plant with airframe of new generation aircraft, // EUCASS book series advances in aerospace sciences.2012. Volume 4. Progress in Propulsion Physics. P.395-416.
5. Nesbitt E., Jia Yu, Quiet Technology Demonstrator 2 Intake Liner Design and Validation. // Proc. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustic Conference, 2006, Cambridge, Massachusetts.
6. Бакланов В. С. Роль структурного шума в гермокабине самолета от вибрационного воздействия двигателей нового поколения. // Акустический журнал, 2016, т **62**. № 4. С.451-456.
7. Eugene Kors Roadmap Brick for Aircraft Noise Reduction. // Int. Conf. Greener Aviation : Clean Sky breakthroughs. Belgium. Brussels. 2014.
8. Marcus Smith. Integrated Propulsion System Design Summar. // Int. Conf. Greener Aviation : Clean Sky breakthroughs. Belgium. Brussels. 2014.

ВАЛИДАЦИЯ СОЛВЕРА DDES НА БАЗЕ РАЗРЫВНОГО МЕТОДА ГАЛЕРКИНА ДЛЯ ЗАДАЧ ТЕЧЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

И.С. Босняков, С.М. Босняков, В.В. Власенко, **А.В. Волков**,
С.В. Михайлов, В.Ю. Подаруев, А.И. Трошин

*Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ), 140180, Москов-
ская обл., Жуковский, Россия*

В настоящей работе представлены текущие результаты разработки высокопроизводительного солвера LES/DDES в ЦАГИ. Солвер базируется на методе DG и направлен на моделирование нестационарных аэродинамических турбулентных течений. Это исследование проводится в рамках европейского проекта TILDA. Цель проекта - предложить методы и подходы, сочетающие современные и эффективные численные схемы высокого порядка с инновационными подходами к LES и DNS с целью разрешить все существенные особенности течения на десятках тысяч процессоров, за время расчета, не превышающее нескольких дней.

Будет представлена валидация разрывного метода Галеркина (PMG, DG), предназначенного для нестационарных вычислений. Явная 5-шаговая устойчивая схема Рунге-Кутты 4 порядка используется в сочетании с глобальным и дробным шагами по времени. Функциональный базис образован ортонормированными в физическом пространстве полиномами порядка K вплоть до 5, которые формально дают порядок $K+1$ точности схемы. Для вязких потоков принимается подход Bassi-Rebay 2. Моделирование по методу отсоединенных вихрей (DDES, 2006) используется в сочетании с оригинальной формулировкой законов стенки.

В качестве тестовых случаев для валидации использовались вихрь Тейлора-Грина, течение на «периодических холмах» (тест ERCOFTAC), осесимметричная струя из сопла NASA и двухконтурное шумоглушающее сопло TILDA. Результаты включают сравнение точности результатов и расчетных затрат, показана эффективная масштабируемость разработанной программы при расчёте на 10 000 ядер процессоров.

Текущие исследования являются продолжением работы, проделанной в рамках европейского проекта IDIHOM FP7, в котором был разработан параллельный DG-код, ориентированный на установившиеся аэродинамические течения. Этот код использовал схему четвертого порядка точности для решения уравнений RANS с явной алгебраической моделью напряжений Рейнольдса. Марш по времени выполнялся неявной схемой, ускоренной алгоритмом hp -мультигрида с сеточными h -уровнями и полиномиальными p -уровнями. В отличие от этого, представленный в настоя-

щее время код предназначен для нестационарного моделирования, разрешающего крупномасштабные турбулентные движения. Это подразумевает использование более простых моделей напряжений подсеточного масштаба, точных по времени схем и расширения эффективной работы на ещё большее количество ядер ЦП. В настоящее время мы полагаемся на явные схемы, изучая возможности их ускорения, например, методом дробного шага по времени и подходами к функциям стенки. По сравнению с кодом IDIНОМ мы увеличили максимальный пространственный порядок точности схемы от 4 до 6.

РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ И ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПИЛОТИРУЕМОГО ТРАНСПОРТНОГО КОРАБЛЯ ПРИ ОТДЕЛЕНИИ ГОЛОВНОГО БЛОКА

А.В. Гарбарук¹, М.Х. Стрелец¹, М.Л. Шур¹, А.А. Дядькин²,
С.П. Рыбак²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия, agarbaruk@mail.ru

²РКК "Энергия", г. Королев Московской области, Россия

Одной из многих сложных задач, возникающих при проектировании пилотируемых транспортных кораблей (ПТК), является расчет нестационарных воздействий на их элементы – возвращаемый аппарат (ВА) и двигательный отсек (ДО) – со стороны турбулентного потока, формирующегося в зазоре между ВА и обтекателем ДО (ОДО) в процессе экстренного отделения головного блока от ракеты носителя (РН).

Решение данной задачи возможно лишь на основе вихреразрешающих подходов к описанию турбулентности (например, метода моделирования крупных вихрей – LES), поскольку традиционные методы расчета, базирующиеся на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS), не позволяют получить информацию об амплитудно-частотных характеристиках турбулентных пульсаций давления. Однако расчет обтекания полной конфигурации ПТК методом LES требует огромных (пока недоступных) вычислительных затрат. В связи с этим возникает необходимость построения более экономичных гибридных RANS-LES методов, позволяющих достаточно точно решить рассматриваемую задачу с использованием существенно меньших вычислительных ресурсов, доступных уже в настоящее время. Именно такой метод предложен и реализован в данной работе.

Этот метод базируется на следующей двухэтапной процедуре.

На первом (вспомогательном) этапе производится RANS расчет обтекания отделяемого головного блока (ОГБ) и фрагмента РН с ОДО и ДО (рис. 1). При этом процесс разделения ОГБ и РН рассчитывается в квазистационарном приближении, а для замыкания уравнений RANS используется двухпараметрическая полуэмпирическая $k-\omega$ модель турбулентности Ментера (модель SST [1]) с поправкой на кривизну линий тока [2]. С учетом того, что осредненное течение имеет четыре плоскости симметрии, RANS-расчет проводится в азимутальном секторе с углом раствора 45° .

На втором этапе с помощью вихреразрешающего метода SA DDES [3] производится расчет представляющего основной интерес нестационар-

ного турбулентного течения в подобласти, “встроенной” в RANS-область и включающей лишь часть ВА, ОДО с ДО и зазор между ними (см. рис. 1). При этом граничные условия на свободных границах DDES-подобласти ставятся с использованием полей газодинамических величин на этих границах, полученных на первом (RANS) этапе расчета. В отличие от RANS, DDES-расчет выполняется в полной (360°) области по азимутальному направлению, поскольку в рамках вихререзающих подходов к моделированию турбулентности использование условий симметрии, справедливых для осредненного течения, является неоправданным. Важной особенностью этого этапа расчета является также использование усовершенствованной версии DDES [4], в которой подсеточный линейный масштаб турбулентности адаптирован к слоям смешения ($\Delta = \Delta_{SLA}$ [4]), что обеспечивает быстрое формирование развитой трехмерной турбулентности в отрывающемся от поверхности ВА слое смешения.



Рис. 1. Схемы расчетных областей, используемых на RANS- и DDES-этапах расчета

Описанная двухэтапная процедура расчета реализована в CFD коде NTS (Numerical Turbulence Simulation) [5], разработанном в лаборатории “Вычислительная аэроакустика и турбулентность” СПбПУ. Для решения уравнений RANS и DDES используется модификация неявной схемы расщепления разностей векторов потоков Poу [6]. При этом для расчета невязких составляющих векторов потоков в RANS применяется противопоточная схема третьего порядка, а в DDES – “взвесь” центрально-разностной схемы 4-го порядка и противопоточной схемы 3-го порядка. Вязкие составляющие потоков аппроксимируются на обоих этапах расчета с использованием симметричной схемы второго порядка точности. Интегрирование по времени осуществляется с помощью неявной трехслойной схемы 2-го порядка с внутренними итерациями по псевдо-времени.

В расчетах использовалась многоблочная сетка типа “Chimera”, число ячеек которой зависит от расстояния между ВА и ОДО и составляет около 15 и 30 миллионов в RANS и DDES расчетах соответственно.

Расчеты выполнены для девяти режимов полета, отличающихся значением числа Маха потока/высоты полета ($M = 0.8-1.5$; $h = 6.5-15$ км) и расстоянием между ВА и ОДО ($dx/D = 0.5-2.5$, D – диаметр миделя ВА). Некоторые результаты этих расчетов представлены на рис. 2 и 3.

Так, на рис. 2 представлен пример мгновенного поля модуля завихренности в меридиональной плоскости в зазоре между ВА и ОДО для одного из рассмотренных режимов течения. Он наглядно иллюстрирует сложную структуру течения в этой области, которое включает слой смешения, сходящийся с кромки ВА и взаимодействующий с экраном ДО, и обширную зону рециркуляции за днищем ВА. Как видно из увеличенного фрагмента поля завихренности, разрешаемые на используемой сетке трехмерные вихревые структуры (“турбулентные вихри”) формируются в слое смешения практически мгновенно после его отрыва от поверхности ВА. Это является крайне важным для обеспечения точности расчета в целом и свидетельствует об эффективности использования адаптированного к слоям смешения подсеточного масштаба Δ_{SLA} и достаточно низкой диссипативности построенной разностной схемы.

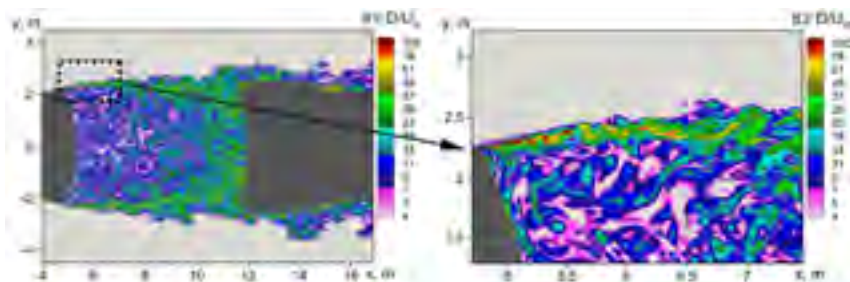


Рис. 2. Мгновенное поле модуля завихренности в меридиональной плоскости из DDES-расчета при $M=1.5$ и $dx/D=1.5$

Что касается пульсаций давления на поверхности элементов ПТК, определение которых являлось основной целью расчета, то для всех режимов полета наиболее сильные пульсации наблюдаются на поверхности экрана ДО. Соответствующие радиальные распределения являются сильно неравномерными (см. рис. 3а) и имеют выраженные максимумы в окрестности кромки экрана (при $r \approx 2.4$ м), т.е. в области “падения” на него интенсивных вихревых структур слоя смешения, сходящего с ВА. Величины указанных максимумов сравнительно слабо зависят от режима полета и не превышают 169 дБ. В противоположность этому, спектральный состав пульсаций давления существенно зависит от числа Маха полета и стадии отделения ОГБ от РН (расстояния между ВА и ДО). В частности, при трансзвуковых скоростях полета на начальном этапе разделения

($dX/D = 0.5$) наблюдается “резонансный” режим, для которого характерно наличие в спектре ярко выраженных тонов с амплитудой, превышающей уровень широкополосного сигнала более чем на 30 дБ (рис. 3в). Отметим, что в соответствующих спектрах присутствует несколько тонов, частоты которых отвечают частотам первых двух или трех мод стоячих акустических волн, формирующихся в зазоре между ВА и ДО. На более поздних стадиях разделения ОГБ и РН ($dX/D \geq 1.0$) расчеты предсказывают реализацию “нерезонансных” режимов, в которых спектры пульсаций давления являются широкополосными (см. рис. 3б). Все эти спектры имеют максимальный уровень пульсаций в области низких частот, что, по-видимому, связано с глобальными азимутальными колебаниями потока в следе ВА.

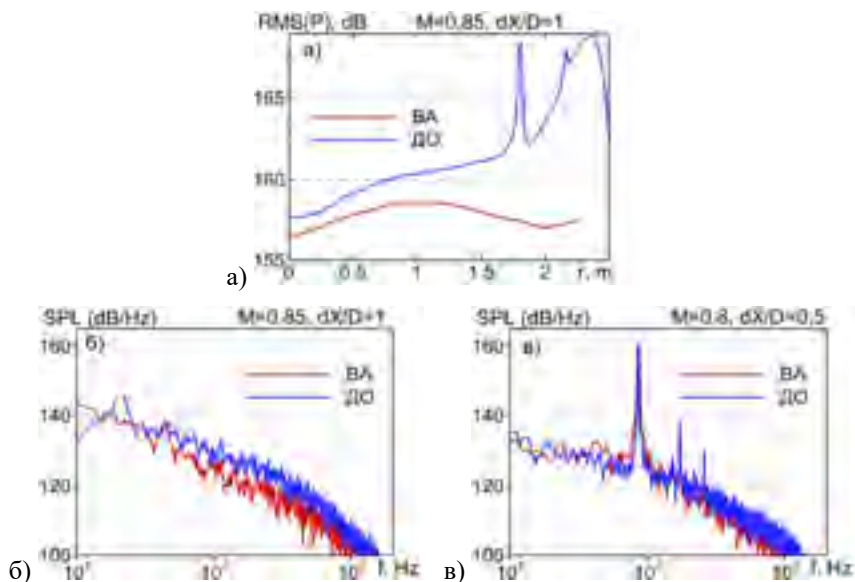


Рис. 3. Примеры радиального распределения среднеквадратичных пульсаций давления (а) и спектров мощности пульсаций давления при $y=z=0$ (б, в) на поверхности днища ВА и экрана ДО

Литература

1. Menter, F.R. Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. AIAA Paper, AIAA-1993-2906, 1993.
2. Smirnov, P.E., Menter, F.R. Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart–Shur Correction Term. Journal of Turbomachinery, 2009. v. 131, No. 4, 041010.

3. Spalart, P.R., Deck, S., Shur, M.L., Squires, K.D., Strelets, M.Kh., Travin, A. A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2006, v. 20, N. 3, p. 181–195.
4. Shur M.L., Spalart, P.R., Strelets, M.Kh., Travin, A.K. An enhanced version of DES with rapid transition from RANS to LES in separated flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2015, v. 95. p. 709–737.
5. Shur M.L., Strelets M.K., Travin A.K. High-Order Implicit Multi-Block Navier-Stokes Code: Ten-Year Experience of Application to RANS/DES/LES/DNS of Turbulence. *7th Symposium on Overset Composite Grids and Solution Technology*, 2004.
(https://cfd.spbstu.ru//agarbaruk/doc/NTS_code.pdf)
6. Roe, P.L. Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference schemes. *Journal of Computational Physics*, 1981, v. 46, p. 357-378.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ СОПЛА НА ПАРАМЕТРЫ ТЕЧЕНИЯ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ТРАНСЗВУКОВОЙ СТРУИ

**В.И. Запрягаев¹, И.Н. Кавун¹, Д.А. Губанов¹, А.А. Дядькин²,
С.П. Рыбак²**

*¹ Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск,
Россия, zapr@itam.nsc.ru*

² ПАО «РКК "Энергия", Королев, Россия, Sergey.Rybak@rsce.ru

Развитие методов математического моделирования сдвиговых турбулентных высокоскоростных течений приводит к необходимости детального описания условий формирования таких потоков [1]. В частности, при моделировании струйных течений встает вопрос об уровне начальных возмущений в потоке и их влиянии на развитие слоя смешения. В данной работе на примере высокоскоростной воздушной струи, истекающей из осесимметричного сопла исследуются характеристики слоя смешения вблизи среза сопла и на некотором расстоянии от него. Целью работы являлось исследование влияния состояния пограничного слоя сопла на характеристики слоя смешения в начальном участке дозвуковой высокоскоростной струи.

Результаты исследования важны и для организации экспериментальных исследований, при изготовлении моделей для исследований структуры течения. Современное развитие технологии 3D-печати позволяет изготавливать тела сложной формы из различных металлических и неметаллических материалов. Ожидается, что эта технология позволит ускорить и удешевить в изготовление как узлов и конструкций реальных аппаратов, так и их моделей, предназначенных для исследования в аэродинамических установках. В то же время, качество поверхностей моделей, изготовленных данным методом, может отличаться от моделей, изготовленных традиционными способами.

Актуальной задачей становится оценка пригодности моделей, изготовленных 3D-прототипированием, к исследованию научно-практических задач. В частности, необходимо выяснить, как влияет шероховатость стенки сопла на структуру и характеристики струйных течений. Известно, что слой смешения дозвуковой струи носит автомодельный характер [2, 3]. Однако можно ожидать, что состояние стенки сопла (его шероховатость и локальное отклонение от теоретического контура) будет влиять на характеристики струйного потока в начальном участке струи, в том числе и на пульсационные характеристики слоя смешения.



Рис. 1. Фотографии исследуемых сопел

Исследовано четыре сопла (рис. 1), внутренний контур которых описывается профилем Витошинского. Сопло № 1 имеет входной диаметр $D_{in} = 88$ мм, выходной диаметр $D_a = 60$ мм, длину профилированного участка сопла $L = 150$ мм, степень поджатия $s = 2.15$. Сопло изготовлено из стали и выбрано в качестве эталонного для сравнения с остальными соплами. Сопло № 2 – то же сопло, но с установленным на расстоянии 10 мм от входного сечения турбулизатором. Турбулизатор имеет вид кольца высотой $\Delta \sim 330 \dots 350$ мкм, шириной 2.5 мм и изготовлен из шлифовальной бумаги (размер зерна 50 ... 63 мкм). Сопло № 3 аналогично соплу № 1, но изготовлено из пластмассы ABS на 3D-принтере. Поверхность сопла шероховатая волнистая. Использовалось для проверки возможности применения данной технологии в экспериментальных исследованиях. Сопло № 4 – сопло Витошинского стальное, его характеристики описаны в работе [4]. Диаметр входа $D_{in} = 88$ мм, диаметр выходного сечения $D_a = 30$ мм, степень поджатия $s = 8.60$.

Эксперимент проведён в струйном модуле аэродинамической трубы Т-326 ИТПМ СО РАН (рис. 2а). Труба оснащена камерой Эйфеля, в которой проводились измерения исследуемого струйного течения. Параметры эксперимента: число Маха на выходе из сопла $M_a = 0.85$; $N_{pr} = 1.6$ (nozzle pressure ratio, отношение полного давления p_0 к давлению в окружающей струе воздухе p_e); $Re_{D_a} = 9.5 \cdot 10^5$ (для сопел с $D_a = 60$ мм) и $Re_{D_a} = 4.75 \cdot 10^5$ (для сопла с $D_a = 30$ мм).

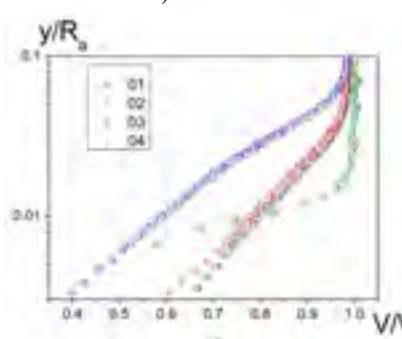
Выполнены: шпирен-визуализация течения, зондирование потока трубкой Пито, измерение пограничного слоя вблизи выходного среза сопла, измерение пульсаций полного давления, измерение ближнего акустического поля струи в камере установки (для контроля достоверности измерения пульсаций полного давления).

Установлено, что пограничный слой (рис. 2б) вблизи среза сопла ($x/R_a = -0.05$) в соплах с $D_a = 60$ мм турбулентный. Состояние пограничного слоя в сопле с $D_a = 30$ мм (сечение $x/R_a = -0.1$) скорее всего ламинарное,

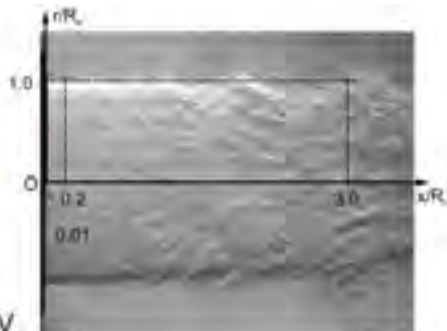
но требует дополнительного уточнения. Влияние турбулизатора на состояние пограничного слоя не замечено. Толщина пограничного слоя вблизи среза сопел составляет: $\delta_{1,2} \sim 0.06R_a$ для стального сопла с $D_a=60$ мм, $\delta_3 \sim 0.1R_a$ для пластмассового сопла $D_a=60$ мм и $\delta_4 \sim 0.03R_a$ для стального сопла с $D_a=30$ мм. Примерно полуторное увеличение толщины пограничного слоя в пластмассовом сопле по отношению к стальному вызвано шероховатостью и волнистостью его поверхности. Возможные причины уменьшения относительной толщины пограничного слоя в сопле с $D_a=30$ мм по отношению к соплу с $D_a=60$ мм - высокое качество (полировка) внутренней поверхности сопла [4] и значительно большая степень поджатия потока в сопле. Здесь x – осевая координата, отсчитываемая от среза сопла, R_a – радиус выходного сечения сопла, δ – толщина пограничного слоя. На рис. 2б обозначены: y – радиальная координата, отсчитываемая от стенки сопла, V – скорость потока, V_a – средняя скорость потока на срезе сопла в потенциальном ядре струи.



а)



б)



в)

Рис. 2. Струйный модуль Т-326 ИТПМ СО РАН (а); профили пограничного слоя для исследуемых сопел №№ 1–4 (б); шлирен-фотография струи $Ma = 0.85$, $N_{pr} = 1.6$, истекающей из сопла № 1 (в)

На рис. 2в приведена типичная мгновенная (экспозиция 4 мкс, нож Фуко расположен горизонтально) шлирен-фотография струи, истекающей из сопла № 1. Штриховыми линиями показаны линии, вдоль которых выполнены измерения. На рис. 3 показаны для всех исследованных сопел радиальные распределения полного давления в трёх характерных сечениях: непосредственно у среза сопла ($x/R_a = 0.01$), в слабовозмущённой части слоя смешения струи ($x/R_a = 0.2$), в области развитого турбулентного слоя смешения ($x/R_a = 3.0$). Начало координат помещено на срез сопла, r – радиальная координата. Видно, что влияние пограничного слоя на толщину слоя смешения уже становится слабым на расстоянии порядка двух – трёх радиусов среза сопла.

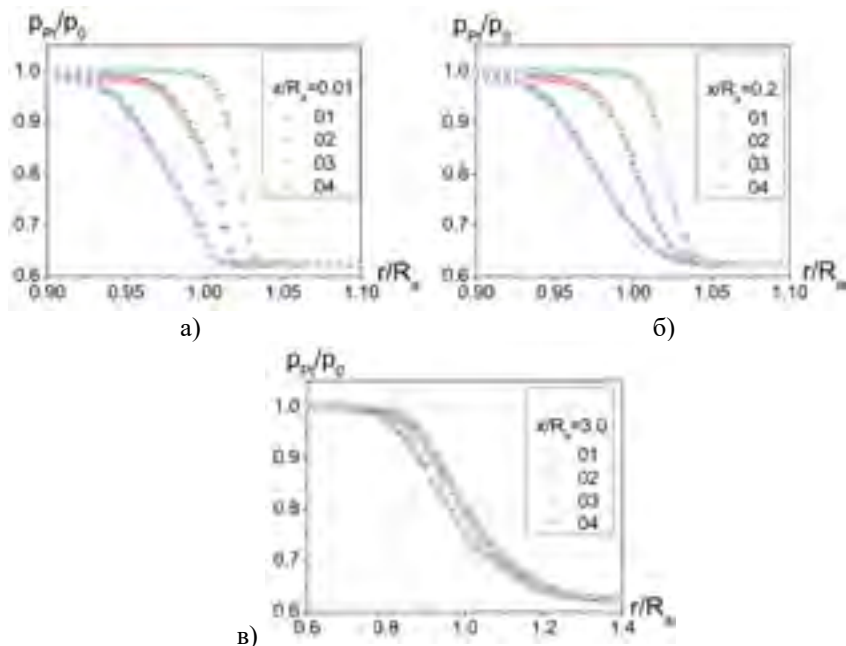


Рис. 3. Радиальные распределения полного давления в трёх характерных сечениях струй из исследованных сопел: а – $x/R_a = 0.01$, б – $x/R_a = 0.2$, в – $x/R_a = 3.0$

Результаты измерений пульсаций полного давления в слое смешения струи показывают, что влияние состояния пограничного слоя на срезе сопла на характеристики слоя смешения и на уровень пульсаций в нём почти исчезает на расстоянии двух диаметров от среза сопла (калибров) для сопел с $D_a=60$ мм и трёх – для сопла с $D_a=30$ мм.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ №18-38-00183.

Литература

1. Гарбарук А.Н., Стрелец М.Х., Травин А.К., Шур М.Л. Современные подходы к моделированию турбулентности: учеб. пособие. СПб. : Изд-во, Политехн. ун-та, 2016. 243 с.
2. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. В 2 ч. Ч. 1: Учеб. руководство: Для вузов. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1991. 600 с. ISBN 5-02-014015-5.
3. Абрамович Г.Н., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Изд-во Наука. - Гл. ред. физ.-мат. лит. -1974, 272с.
4. Запрягаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.А. Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи. Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2015. № 1. С. 95-107.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА ОТВЕРСТИЙ

А.И. Быков¹, А.И. Комкин¹, М.А. Миронов^{1,2}

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, akotkin@mail.ru

²Акустический институт им. Андреева, Москва, mironov_ma@mail.ru

Акустический импеданс отверстия при высоких уровнях звукового давления исследовался экспериментально в большом числе работ (см. напр. [1–6]). Теоретическим основанием для интерпретации результатов экспериментов служит закон Бернулли для стационарного потока через отверстия. Распространение этого закона на осциллирующие течения в отверстиях дает, в частности, линейную зависимость действительной части акустического импеданса отверстия от амплитуды колебательной скорости в отверстии и независимость ее от диаметра отверстия. Однако внимательный анализ экспериментальных результатов показал, что диаметр отверстия существенным образом влияет на поведение импеданса при высоких уровнях звукового давления.

Целью данной работы является получение надежных экспериментальных данных, демонстрирующих влияние диаметра отверстия перегородки на его акустический импеданс при высоких уровнях звукового давления. Она продолжает исследования авторов [5, 6] в этом направлении

Измерения проведены в импедансной трубе с внутренним диаметром $d = 99$ мм методом двух микрофонов. Использовались 1/4-дюймовые конденсаторные микрофоны *PSB 482C05*. Источником звука служил динамик Веута 12M1100 мощностью 400 Вт. Для возбуждения динамика использовался узкополосный ЛЧМ-сигнал с шириной полосы 10 Гц и центральной частотой $f_0 = 150$ Гц. Амплитуда ЛЧМ-сигнала варьировалась, так что уровни звукового давления в импедансной трубе могли изменяться в диапазоне от 85 дБ до 155 дБ. С измерительной стороны импедансной трубы устанавливались перегородки толщиной 2 мм с осесимметричными отверстиями, диаметры которых варьировались от 3 мм до 20 мм. Сигналы с микрофонов подвергались спектральному анализу с помощью анализатора В&К PHOTON+, по результатам которого методом передаточной функции [17] определялся коэффициент отражения звуковой волны от перегородки R , а потом и безразмерный акустический импеданс отверстия в перегородке. Колебательная скорость в отверстии вычислялась по измененным давлениям на микрофонах.

В результате проведенных исследований было установлено, что особенность поведения мнимой части нелинейного импеданса отверстия, выраженной в терминах его присоединенной длины, состоит в следующем: с ростом звукового давления (точнее амплитуды колебательной скорости в отверстии) происходит резкое снижение присоединенной длины отверстия с выходом на новый стационарный уровень, как это уже описывалось в работе [5]. Небольшое отличие по сравнению с результатами работы [5] состоит в том, что значение этого нового порогового уровня несколько повышается при очень больших значениях колебательной скорости, соответствующих диапазону звуковых давлений от 135 до 155 дБ.

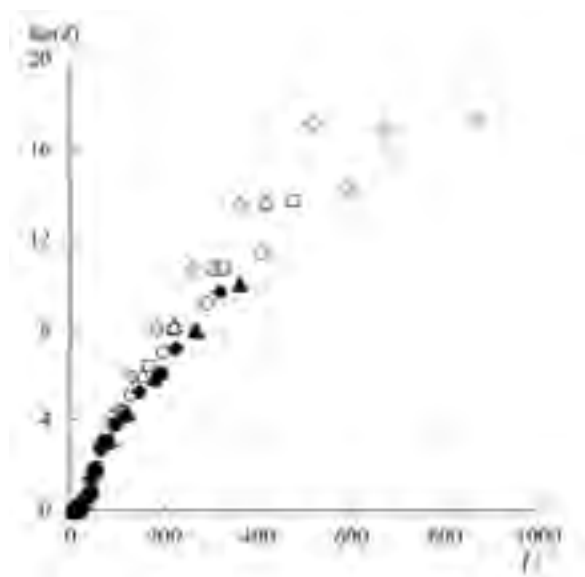


Рис. 1. Действительная часть безразмерного импеданса при различных диаметрах отверстия: \circ – 3 мм, \square – 4 мм, \odot – 5 мм, \triangle – 7 мм, \bullet – 10 мм, \blacksquare – 12 мм, \blacklozenge – 15 мм, \blacktriangle – 20 мм

Зависимости действительной части безразмерного акустического импеданса от колебательной скорости в отверстии для различных диаметров отверстия приведены на рис. 1. Здесь $\text{Re}(\bar{Z}) = \text{Re}(Z)l_0 / (\rho c d_0)$, где Z – импеданс отверстия, ρ – плотность воздуха, c – скорость звука в воздухе, d_0 – диаметр отверстия в перегородке, мм; l_0 – единичный размер, 10^3 мм; $\bar{U} = U / (\omega \nu)^{0.5}$, где U – амплитуда колебательной скорости в отверстии, $\omega = 2\pi f_0$, ν – кинематическая вязкость воздуха.

Полученные результаты показывают, что при высоких значениях колебательной скорости в отверстии приведенные зависимости носят явный нелинейный характер. Кроме того, они не сливаются в одну линию при нормировании импеданса на диаметр отверстия, как это имеет место при меньших значениях колебательной скорости в отверстии [6].

Литература

1. Sivian L.J. Acoustic impedance of small orifices // J. Acoust. Soc. Am. 1935. V. 7, № 3. P 94–101.
2. Ingard U. On the theory and design of acoustic resonators // J. Acoust. Soc. Am. 1953. V. 25, № 6. P. 1037–1061.
3. Ingard U., Ising H. Acoustic nonlinearity of an orifice // J. Acoust. Soc. Am. 1967. V. 42, № 1. P. 6–17.
4. Dickey N.S., Selamet A., Novak J.M. The effect of high-amplitude sound on the attenuation of perforated tube silencer // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V.108, № 5. P. 1068-1081.
5. Комкин А.И., Быков А.И., Миронов М.А. Инерционная присоединённая длина отверстия при высоких уровнях звукового давления // Акустический журнал 2018. Т. 64. №3. С. 296-301.
6. Комкин А.И., Быков А.И., Миронов М.А. Акустическое сопротивление отверстия при высоких уровнях звукового давления // Акустический журнал 2018. Т. 64. №4. (в печати).

ТЕОРИЯ ЛАЙТХИЛЛА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ШУМООБРАЗОВАНИЯ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ

С.Ю. Крашенинников, А.К. Миронов

Центральный Институт Авиационного Моторостроения, г. Москва,
krashenin@ciam.ru

1. Основные положения теории Лайтхилла, изложенные в [1, 2], касаются процесса шумообразования при распространении дозвуковой турбулентной струи в неподвижной среде того же состава, что и вещество струи.

Примером определения связи акустических пульсаций в звуковом поле струи с гидродинамическими является акустическая аналогия Лайтхилла [1]. Система уравнений Навье-Стокса преобразуется таким образом, что для пульсаций плотности в акустическом поле получается волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

(1)

Здесь

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + P_{ij} - a^2 \rho \delta_{ij}, \quad P_{ij} = p \delta_{ij} + \eta \left[-\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right],$$

x – расстояние до источника, ρ' – пульсации плотности в звуковой волне, p – давление, u_i, u_j – компоненты скорости, a – скорость звука, η – молекулярная вязкость, ρ – плотность. В звуковой волне

$$p' = a^2 \rho'$$

и поток энергии в распространяющихся акустических возмущениях

$$I = \frac{\langle p'^2 \rangle}{\rho a}, \quad I = \frac{a^3}{\rho} \langle \rho'^2 \rangle$$

(угловые скобки обозначают осреднение по времени). Тем самым поток звуковой энергии определяется величиной второго момента случайной величины ρ' . В соответствии с решением уравнения (1) [3–5], согласно [4], в этом случае будет

$$I(\vec{x}) = \frac{1}{16\pi^2 a^5 x^2 \rho} \iint \left\langle \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (T_{ij} - \langle T_{ij} \rangle) \right] \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (T'_{ij} - \langle T'_{ij} \rangle) \right] \right\rangle d\vec{y} d\vec{y}' \quad (2)$$

Здесь T_{ij} и T'_{ij} – значения тензора напряжений в точках u и u' .

Можно видеть, что величина I определяется пространственно-временной корреляцией очень сложного комплекса параметров. Это отражает сложность физического процесса порождения шума турбулентным потоком, в котором присутствуют эффекты нелинейного взаимодействия газодинамического и акустического полей, порождения, диссипации и интерференции пульсаций.

Существенно, что при получении этого соотношения принимаются условия

$$(\rho - \rho_0) / \rho_0 \ll 1, \quad a = a_0, \quad (3)$$

означающие, что плотность и скорость звука в области его порождения практически равны их значениям в окружающей среде.

2. В работах [6–9] приведены результаты исследования процесса шумообразования в турбулентных струях. Использовались данные термоанемометрических измерений и PIV технологии для определения характеристик пульсационного движения. Измерялись пульсации статического давления в потоке струи. Проведено вычислительное моделирование на основе LES технологии турбулентного течения и смешения турбулентных струй.

В результате получены данные о взаимодействии турбулентного течения в струях с окружающей средой, приводящем к образованию звуковых волн.

При распространении турбулентных струй шумообразование обусловлено перемежаемостью турбулентности [6, 7]. Результаты исследования [8] показали, что вследствие этого явления в слое смешения возникают области пониженного и повышенного давления. Максимальный уровень разрежения в этих областях составляет около 20% от скоростного напора в начальном сечении струи.

Среднее значение разрежения в середине слоя смешения составляет около 4% от скоростного напора. Из-за этого перепада давления возникает внешнее индуцированное течение. На рис. 1, где представлены результаты вычислительного моделирования течения в турбулентной струе из [6], показаны уровни давления (тёмные области – разрежения) и линии тока внешнего индуцированного течения.

Можно видеть четкую связь между движением внешней среды и областями пониженного давления.

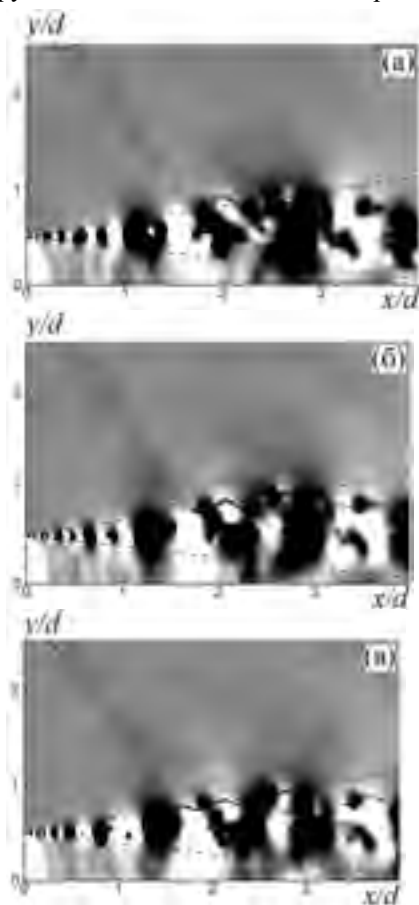


Рис. 1.

Эти области движутся и вызывают перемещение линий тока, которые совершают периодическое перемещения вблизи границ струи. Согласно результатам расчёта нестационарного течения, линии тока периодически тянутся за областями пониженного давления и возвращаются в первоначальное положение. Период этого движения в каждом сечении струи соответствует определённым по опытным данным [7] зависимости частоты звука, излучаемого отдельным участком струи, от продольной координаты

$$Sh = \frac{fd}{u_0} = 1.55 \frac{d}{x}$$

(4)

Согласно данным [6, 9], полученным на основе фазового анализа пульсаций скорости и давления, возникновение звуковых колебаний происходит вне слоя смешения струи, в так называемом «ближнем акустическом поле» струи.

Это также подтверждается визуализацией процесса распространения возмущений на выделенных частотах, из [6], показанного на рис. 2. Приведены результаты вычислительного моделирования звукообразования на основе LES технологии и Фурье анализа для частоты, соответствующей $Sh=1$. Приведены значения фаз пульсаций давления через $1/3$ периода.

Визуально различимые на фигуре фронты соответствуют значению фазы 0 или 360° . Соответствующие фронты пульсаций

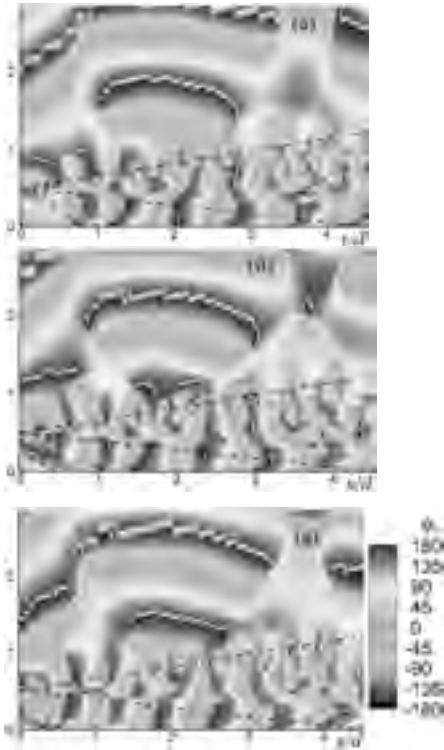


Рис. 2.

поперечной скорости практически совпадают с фронтами давления, т.е. полученные данные характеризуют распространения звуковых волн. Можно видеть, что начальное положение звуковых волн находится вне слоя смешения.

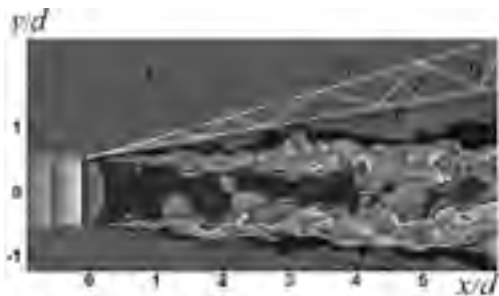


Рис. 3.

По результатам фазового анализа определена область, в которой гидродинамические пульсации производят акустические возмущения [9]. На рис. 3 приведена схема течения в струе, совместно с границами области образования звуковых волн (цифра 2). Эта область соответствует ближнему полю струи. Ее

характерная ширина в каждом сечении составляет приблизительно четверть длины волны, соответствующей частоте излучения для данного сечения струи (4). Она увеличивается при уменьшении u_0 .

Выводом исследования является подтверждение следующих представлений о шумообразовании в турбулентных струях.

Шумообразование является следствием перемежаемости турбулентности. Движение образующихся при этом областей пониженного давления вызывает периодические возмущения скорости в индуцированном струей течении. При движении внешней среды, вовлекаемой в струю, возникают «почти» периодические пульсации из-за перемещения областей пониженного давления в струе. Создаваемые их движением возмущения во внешней среде приводят к образованию звуковых волн.

Эти пульсации создают звуковые волны. Источником их энергии является энергия движения внешней среды.

Применительно к выводу итогового соотношения теории Лайтхилла результаты проведенного исследования позволяют сделать вывод, что основные предположения теории, содержащиеся в (3), справедливы и при высокой скорости распространения струи. Это является следствием того, что в области порождения звуковых волн уровень скоростей очень мал.

3. Раскрывая соотношение (2), используя размерность входящих в него параметров, по аналогии с [3, 5], можно получить зависимости, характеризующую влияние числа Маха истечения на поток излучаемой звуковой энергии.

Следуя монографии [5], принимаем, что каждое дифференцирование по времени в подынтегральном выражении для T_{ij} , имеющего порядок u^2 , умножает этот порядок на частоту u/l , где l – характерный пространственный масштаб пульсаций, т.е.

$$(5) \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij} \sim u^4 / l^2$$

Если Λ – характерный размер возмущенной области, то

$$l \sim \Lambda. \quad (6)$$

Используя параметры, входящие в (2), величину $I(x)$ можно представить следующим образом:

$$I(x) \sim \frac{\rho^2}{\rho_0} \frac{\Lambda^6 u^8}{l^4 x^2 a^5} \sim \rho \frac{\Lambda^2 u^8}{x^2 a^5}. \quad (7)$$

Здесь Λ – размер области интегрирования. (Заметим, что закон u^8 является следствием соотношения (5).)

Отсюда следует:

$$I(x) \sim \rho \frac{\Lambda^2}{x^2} u^3 M^5 \quad (8)$$

Полная мощность излучения

$$W_{ak} = \int_s Ids \approx I_{cp} x^2,$$

её величина по (8) есть

$$W_{ak} = \rho M^5 u^3 \Lambda^2.$$

Используя соображения размерности при определении акустической мощности струи W_{ak} , можем ввести понятие акустомеханического КПД:

$$\eta = W_{ak} / W,$$

где $W = u_0^3 F / 2$, u_0 – скорость истечения струи, ρ – плотность, F – площадь сечения сопла, из которого распространяется струя.

Если принять, что характерная скорость пульсационного движения u пропорциональна u_0 , а $\Lambda^2 \sim F$, то $W_{ak} = \eta W$ и $\eta \sim M_{ak}^5$. Тем самым

$$W_{ak} = \eta W \text{ и } \eta \sim M_{ak}^5. \quad (9)$$

4. Если принять, что результаты проведенных исследований [6–9] в достаточной мере подтверждают предположение о том, что акустическое излучение струи создается квазипериодическим движением среды вблизи границ струи, то можно считать, что предположения теории Лайтхилла в отношении возможности использования условий (3) и условия $\rho \cong const = \rho_0$ справедливы даже при высоких скоростях истечения. Это является следствием того, что акустические возмущения образуются вне струи, при низкоскоростном движении среды.

В работе [2] для объяснения зависимости диаграммы направленности от числа M привлечены представления о квадрупольном характере аку-

стического излучения струи. Но согласно проведенным исследованиям [6, 9] можно объяснить влияние числа M на диаграмму направленности излучения тем, что вне струи проявляется влияние еще одного параметра – длины звуковой волны. Структура самого струйного течения не зависит от скорости истечения, но размер области шумообразования увеличивается при снижении скорости истечения струи из-за роста длин волн излучения. Это и влияет на диаграмму направленности.

Известный вывод теории Лайтхилла – закон нарастания мощности звукового излучения струи как u^8 – следует из соотношений (5)–(7).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-01-00213а.

Литература

1. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically. Pt 1. General Theory // Proc. Roy. Soc. London, Ser.A. 1952. V.211 № 1107, P. 564-587.
2. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically. Pt 2. Turbulence as a source of sound// Proc. Roy. Soc. London, Ser.A. 1954. V.222 № 1148, P. 1-32
3. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 519 с.
4. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.6. Гидромеханика. М.:Наука, 1986. 736 с.
6. Бендерский Л.А. , Крашенинников С.Ю. Исследование шумообразования в турбулентных струях на основе вычислительного моделирования нестационарного течения в слое смешения // Изв. РАН, МЖГ № 4, 2016, с.149-162
7. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К. Попытка определения положения источников звука в турбулентной струе по результатам измерений акустического поля и корреляций пульсаций скорости. Изв. РАН МЖГ № 3, 2010. С.69-83.
8. Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К. Исследование образования индуцированных течений, создаваемых дозвуковыми турбулентными струями, и их связи с эффектом понижения статического давления в струе // Изв. РАН МЖГ № 6, 2017. С. 50-60.
9. Бендерский Л.А., Крашенинников С.Ю., Миронов А.К. Исследование формирования ближнего акустического поля турбулентных струй. CD, II Всероссийская акустическая конференция ,6-9 июня 2017г., Нижний Новгород, секция Аэроакустики, с. 064-069.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ЭЛЕМЕНТАМИ ШЕРОХОВАТОСТИ, ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА

А.Н. Кудрявцев, Д.В. Хотяновский

Институт теоретической и прикладной механики

им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, alex@itam.nsc.ru

Проведено прямое численное моделирование влияния отдельных элементов шероховатости и распределенной шероховатости на среднее течение и генерацию возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на сферически затупленном конусе при числе Маха $M = 6$. Моделирование выполнено в трехмерной расчетной области над криволинейной поверхностью затупленного конуса. Граничные условия на входной и внешней границах трехмерной расчетной области задаются с использованием данных, полученных из предварительного осесимметричного расчета стационарного среднего течения. Типичный размер области по азимуту варьировался в пределах от 15 до 30 градусов. Вблизи входного сечения расчетной области на поверхности конуса размещены элементы шероховатости. Рассматривается шероховатость двух различных типов: в виде отдельного элемента или группы элементов заданной формы и размера, а также распределенная шероховатость, которая моделируется несколькими десятками элементов со случайным положением и размерами – рис. 1.

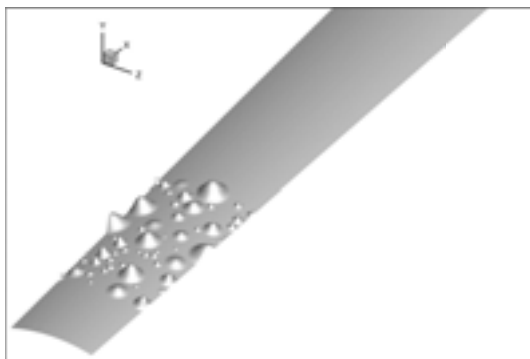


Рис. 1. Распределенная шероховатость на поверхности конуса

Размеры элементов варьируются от δ до 10δ , где δ – блазиусовская толщина пограничного слоя. Подобная методика моделирования эффектов распределенной шероховатости была ранее использована в наших расчетах возникновения неустойчивости в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине [1–3]. В части проведенных расчетов для возбуждения

нестационарных возмущений также использовался периодический вдув/отсос через отверстие, расположенное вверх по потоку от элементов шероховатости.

Моделирование производилось с помощью программы CFS3D для численного решения уравнений Навье–Стокса и ее гибридной ЦПУ/ГПУ CUDA версии NuCFS. Алгоритм вычисления конвективных потоков основан на TVD и WENO схемах сквозного счета высоких порядков точности, что позволяет рассчитывать сверхзвуковые течения с газодинамическими разрывами, а также моделировать нестационарные волновые процессы, не внося излишней численной диссипации.

Численное моделирование показало, что наиболее интенсивное вихреобразование наблюдается в следе за наиболее крупными элементами шероховатости, где возникают продольные вихревые структуры. Периодический вдув/отсос приводит к нестационарным пульсациям в области, занятой вихревыми структурами. Области нестационарных пульсаций расширяются по азимуту. В некоторых случаях существенную роль играет взаимодействие вихревых структур, порождаемых близко расположенными элементами, что может приводить к слиянию соседних структур. В конечном счете, амплитуда пульсаций существенно возрастает, течение приобретает стохастический характер, и происходит переход к турбулентности.

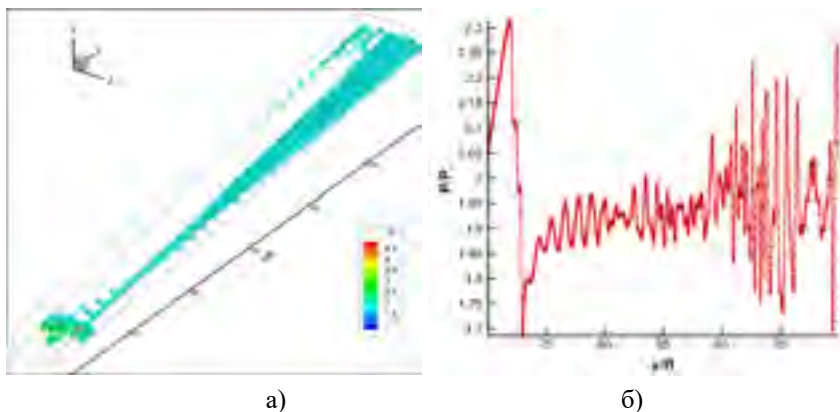


Рис. 2. Ламинарно-турбулентный переход, индуцированный распределенной шероховатостью в комбинации с периодическим вдувом/отсосом: изоповерхности Q-критерия (а) и пульсации давления на поверхности (б)

Типичная картина развития неустойчивости при совместном действии распределенной шероховатости и нестационарного вдува/отсоса представлена на рис. 2. На рис. 2а показаны изоповерхности так называемые

мого Q-критерия, визуализирующего области сосредоточенной завихренности. Хорошо видны различные этапы развития и расширения вихревого следа за элементом. Мгновенные пульсации давления на поверхности конуса в центральном сечении по азимутальной координате показаны для данного случая на рис. 2б. Амплитуда пульсаций заметно увеличивается при $x \approx 90 R$, где R – радиус затупления конуса, равный в данном случае 2 мм. Одновременно расширяется частотный спектр пульсаций, и они приобретают стохастический характер.

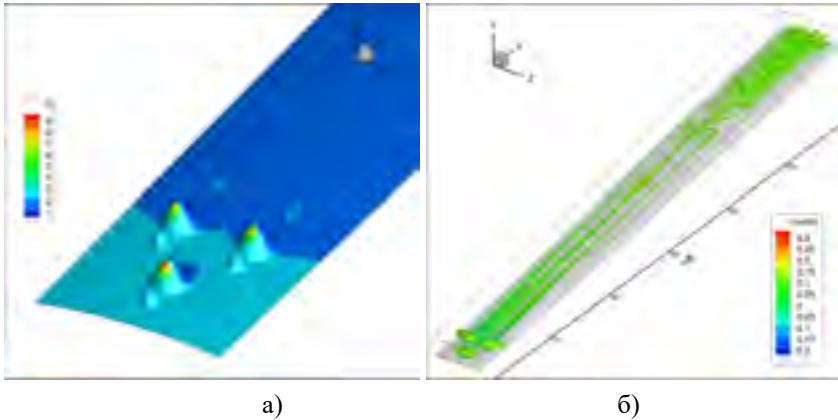


Рис. 3. Ламинарно-турбулентный переход, индуцированный регулярно расположенными элементами шероховатости: распределение давления на поверхности конуса (а) и изоповерхности Q-критерия (б)

Переход к турбулентности наблюдался также в случае, когда на поверхности конуса была помещена группа из трех пар элементов, расположенных регулярным образом – рис. 3а. В этом случае между элементами каждого тандема появляется рециркуляционная зона, которая может служить источником нестационарных флуктуаций продольного вихря, образующегося в следе за парой элементов.

Результаты численного моделирования показывают, что даже без периодического возмущения течения с помощью вдува/отсоса в данном случае действительно происходит развитие пульсаций в каждом из продольных вихрей. Вихревые следы, генерируемые каждой из трех пар элементов развиваются независимо друг от друга до значения продольной координаты $x \approx 88 R$. Ниже по потоку начинается взаимодействие соседних вихрей, сопровождающееся интенсивным ростом трехмерных пульсаций на всем протяжении расчетной области по азимуту, см. рис. 3б. Распад ламинарного течения происходит при $x \approx 97 R$.

Данное исследование поддержано Российским научным фондом (грант 14-11-00490 р).

Литература

1. D.V. Khotyanovsky, A.N. Kudryavtsev. DNS of surface roughness effects on laminar-turbulent transition in a supersonic boundary layer. AIP Conference Proceedings. v. 1770, 2016, paper 030058.
2. Кудрявцев А.Н., Хотяновский Д.В. Численное моделирование нестационарных эффектов шероховатости поверхности в сверхзвуковом пограничном слое. VI Всероссийская конференция "Вычислительный эксперимент в аэроакустике", 19 - 24 сентября 2016, г. Светлогорск Калининградской обл. С. 183-185.
3. D.V. Khotyanovsky, A.N. Kudryavtsev. Direct numerical simulation of the transition to turbulence in a supersonic boundary layer on smooth and rough surfaces. J. Appl. Mech. Technical Phys. v. 58, 2017, pp. 826–836.

РАЗВИТИЕ МЕТОДА РАСЧЕТА ШИРОКОПОЛОСНОГО ШУМА ЭЛЕМЕНТОВ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК НА ОСНОВЕ ЗОННОГО ПОДХОДА К ВИХРЕРАЗРЕШЕНИЮ

В.Е. Макаров, В.А. Шорстов

Центральный институт авиационного моторостроения, Москва,

vmakarov@ciam.ru

Представленный доклад содержит три раздела, связанных с развиваемым в ЦИАМ численным методом решения аэродинамических и акустических задач на основе RANS-IDDES зонного подхода к вихреразрешению, основные положения которого с примерами использования приведены в [1].

Первый из этих разделов содержит не вошедшие в [1] детали расчетной методики, касающиеся возможности увеличения допустимого шага по времени, введения неясности по одному или двум сеточным направлениям на основе независимых реконструкций, введения поправок для реконструкций параметров течения на гранях ячеек для сгущающейся сетки, гибридизации схемы на основе взвешивания центрально - разностной и противопоточной схем со способом вычисления «веса» этих схем.

Второй раздел доклада посвящен анализу результатов решения и валидации задач о пристенном течении и шуме задней кромки профиля NASA0012 при существенно разных числах Рейнольдса по хорде профиля Re_c . Выполненный анализ показал, что при всей формальной схожести постановок каждая из решенных задач имеет перечисленные ниже (см. таблицу) особенности и требования к расчетным моделям и методике.

$Re_c=2 \cdot 10^5$		$Re_c=10^6$	
Особенность	Требования	Особенность	Требования
Турбулизация в отрыве ламинарного пограничного слоя с быстрым присоединением bubble transition.	Необходимо разрешать вихри порядка толщины ламинарного пограничного слоя, применение WM сомнительно.	Развитое турбулентное течение почти по всей хорде.	Необходим зонный WMLES с STG генератором на входе в WMLES область.

Наличие тональных составляющих в спектре и как следствие большая длина когерентности по размаху.	Необходим слой большого размаха.	Спектр без тональных составляющих, уровень шума низок.	Необходимо минимизировать ложный шум STG генератора и перестроением течения за профилем.
Требуется расчет шума в дальнем поле.	Необходима реализация FWH.	Требуется расчет шума в дальнем поле.	Необходима реализация FWH.

Третий раздел доклада посвящен развитию метода [1], необходимому для решения задач о широкополосном шуме выходных устройств перспективных гражданских сверхзвуковых самолетов и вентиляторной ступени ТРДД большой степени двухконтурности. Это совершенствование, включает как решение методических вопросов, так и валидацию принятых решений.

К числу таких методических вопросов относятся:

- разработка функции стенки и учет влияние шага сетки по размаху в WMLES постановке;
- сравнение результатов расчета развитого турбулентного течения в плоском канале для анализа влияния увеличения шага в направлении размаха до шага продольного направления;
- сравнение результатов расчета развитого турбулентного течения в плоском канале для анализа влияния увеличения пристенного шага с применением функции стенки;
- использование объемного генератора синтетической турбулентности (VSTG – генератора) для слоя смешения;
- сравнение результатов расчетов течения в случае генерации синтетической турбулентности в пристенных течениях до начала слоя смешения и ее генерации в слое смешения.

Валидация новых возможностей развиваемого метода осуществляется на примерах расчета пульсационных и акустических характеристик различных струй, включая известную модельную струю с числом Маха на срезе ~ 0.9 , истекающую из круглого сопла. Для этой модельной струи, наряду со сравнением расчетных и экспериментальных данных по шуму в дальнем поле, проводится сравнение результатов расчетов на двух существенно разных по мощности сетках с численной турбулизацией течения

около среза сопла, с результатами, полученными с использованием VSTG генератора. Предполагается также анализ новых возможностей численного метода по расчету пульсационного течения в системе «ротор-статор» модельной ступени R4 NASA.

Литература

1. В.А. Шорстов, В.Е. Макаров. Расчет аэродинамических и акустических характеристик профиля NACA0012 с использованием зонного RANS-IDDES подхода. Математическое моделирование, 2018, том 30, номер 5, стр. 19-36.

ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН «ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ»

М.А. Миронов

АО АКИН, Москва, mironov_ma@mail.ru

В каналах двигателя возбуждаются, в основном моды с высокими угловыми номерами – спиральные моды. Их акустическая мощность концентрируется около внешней стенки канала. Вследствие этого, а также из-за того, что их время распространения по каналу велико, звукопоглощающая облицовка стенки канала может достаточно эффективно поглощать эти моды. В докладе рассматривается проблема выбора акустических параметров облицовки для поглощения спиральных мод с большими угловыми номерами, в том числе и для поглощения волн «шепчущей галереи».

Характерная особенность звука, генерируемого вентиляторным каналом турбореактивных двигателей, состоит в доминировании в его пространственной структуре вращающихся мод с большими значениями угловых номеров. Такая пространственная структура благоприятна для поглощения звука даже при небольшой длине канала двигателя, поскольку звук распространяется по спирали с небольшим шагом вдоль оси канала. Существенным является правильный выбор параметров звукопоглощающей конструкции (ЗПК). Для определения необходимой проводимости ЗПК в [1] предложен универсальный подход, состоящий в следующем. Рассмотрим гармонический источник звука сколь угодно сложной структуры в волноводе, стенки которого S предполагается покрывать ЗПК. Считаем, что стенки не влияют на источник звука. Звуковое поле, создаваемое источником p , состоит из суммы поля p_i , которое создавал бы источник в свободном пространстве, как если бы стенок волновода не было, и многократно отраженных волн от стенок волновода p_r : $p = p_i + p_r$. Мысленно уберем стенки волновода, предположив, что источник звука помещен в свободное пространство. Тогда $p = p_i$. Далее, вычислим нормальную к стенке волновода S колебательную скорость, соответствующую полю давления p_i :

$$u_{n,i} = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_i}{\partial n} \Big|_S.$$

Отношение колебательной скорости $u_{n,i}$ к акустическому давлению p_i на поверхности S можно назвать акустической проводимостью для падающего поля $\xi_i = u_{n,i} / p_i$.

Предложенный в [1] подход заключается в том, чтобы проводимость ЗПК сделать равной проводимости ξ_i . При таком выборе отражение от границы волновода будет строго равно нулю – поле p_i будет полностью поглощено. В определенном смысле данный выбор является оптимальным – он обеспечивает полное поглощение звука. В [1] приведено несколько простых примеров параметров ЗПК для элементарных полей p_i : плоской бегущей волны, наклонно падающей на плоскость, поля монопольных и дипольного точечных источников около плоскости. В настоящем докладе рассмотрены оптимальные проводимости ЗПК, соответствующие более близким к реальности полям во входном канале турбореактивного двигателя.

Литература

1. М.А. Миронов. Возможный подход к оптимизации параметров звукопоглощающих конструкций для многомодовых волноводов. Акуст. журн., 2011, т. 57, № 6, с. 741–745.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ, ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ И ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК В АВТОНОМНОЙ ТУРБИНЕ

А.А. Аксенов¹, Р.О. Ишаев², Д.В. Клименко³, С.Ф. Тимушев³

¹ООО «Тесис», Москва

²ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва

³МАИ (НИУ), кафедра «Ракетные двигатели», Москва,

irico.harmony@gmail.com

Современный тренд развития ракетно-космической техники направлен на разработку и внедрение ракетных двигателей многократного использования. Создание новых транспортных ракетно-космических систем многоразового использования предъявляет повышенные требования к надежности и ресурсу безотказной работы турбонасосных агрегатов (ТНА) жидкостных ракетных двигателей (ЖРД).



Рис. 1. Расчетная модель турбины с парциальным подводом газа

В данной работе выполнено численное моделирование нестационарного трехмерного течения в автономной турбине с парциальным подводом (рис. 1). Повышение эффективности и удельной мощности турбомашин ЖРД, выводит на передний план проблемы, обусловленные нестационарностью течения [1–3]: до 90 % отказов современных жидкостных ракет-

ных двигателей связано с повреждениями элементов конструкции системы подачи вследствие высокого уровня вибрации конструкции турбонасосных агрегатов подачи, прежде всего турбин и центробежных насосов.

Нестационарные явления в турбомашинах выражаются в сравнительно высоком уровне пульсаций давления и вибраций конструкции, нестационарных силах и моменте, действующих на ротор и опоры вала, колебаниях давления, которые могут при неблагоприятном сочетании конструктивных и режимных параметров вызвать резонансное усиление амплитуды колебаний давления и вибрации в проточной части турбомашин, в газовадах турбины или в магистралях системы подачи.

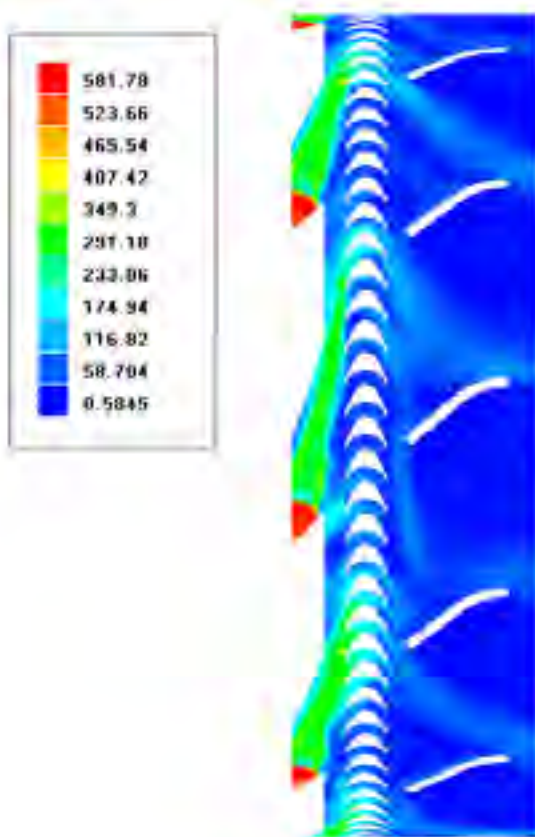


Рис. 2. Нестационарное поле скорости в проточной части турбины

Автономные турбины турбонасосных агрегатов жидкостных ракетных двигателей имеют ряд особенностей - сверхзвуковые скорости течения, парциальный подвод газа, вызывающий высокий уровень неоднород-

ности параметров течения и пульсации давления в проточной части. Это требует детального анализа особенностей нестационарного течения и генерации акустического поля давления для точного прогноза нестационарных нагрузок и ресурса турбины. На рис. 2 показано мгновенное распределение скорости в проточной части парциальной турбины.

Численное моделирование обеспечивает данные по генерации пульсаций давления, нестационарным нагрузкам элементов проточной части и распространении акустических возмущений.

Литература

1. В.К. Чванов, А.М. Кашкаров, Е.Н. Ромасенко, Л.А. Толстикова Турбо-насосные агрегаты ЖРД конструкции НПО Энергомаш // в кн. Проблемы разработки агрегатов ТНА и бустерных насосов современных ЖРД. Под редакцией доктора технических наук, профессора В.К. Чванова – ISSN2079-0228 Федеральное космическое агентство Орден Ленина, Октябрьской Революции и Трудового Красного Знамени НПО Энергомаш им. академика В.П. Глушко (ГДЛ-ОКБ) 2017, 483 с.
2. Б. И. Боровский, Г.А. Емелин, Ю.И. Каналин, С.Ф. Тимушев, Л.А. Толстикова, Б. Н. Чумаченко Экспериментальное исследование влияния типа отвода на энергетические и пульсационно-вибрационные характеристики центробежного насоса // в кн. Проблемы разработки агрегатов ТНА и бустерных насосов современных ЖРД. Под редакцией доктора технических наук, профессора В.К. Чванова – ISSN2079-0228 Федеральное космическое агентство Орден Ленина, Октябрьской Революции и Трудового Красного Знамени НПО Энергомаш им. академика В.П. Глушко (ГДЛ-ОКБ) 2017, 483 с.
3. Клименко Д.В., Тимушев С.Ф., Корчинский В.В. Сравнительный анализ пульсаций давления в вариантах трубчатого направляющего аппарата шнекоцентробежного насоса жидкостных ракетных двигателей. [http://www.mai.ru/upload/iblock/1f9/klimenko_timushev_korchinskiy_rus.pdf] // Труды МАИ, выпуск 82, 2015S. Timouchev, J. Turret, Numerical Simulation of BPF Pressure Pulsation Field In Centrifugal Pumps. 19th International Pump Users Symposium, Houston, Texas (USA) 25-28 Feb 2002. Proceedings, pp.85-105.

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПЕРЕХОДНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Д.В. Хотяновский, А.Н. Кудрявцев

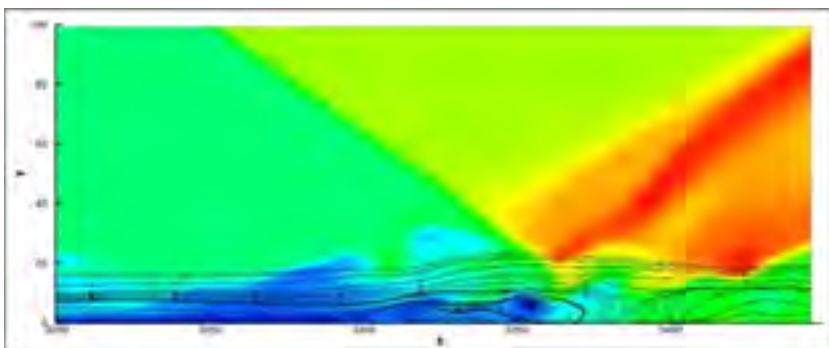
Институт теоретической и прикладной механики

им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, khotyanovsky@itam.nsc.ru

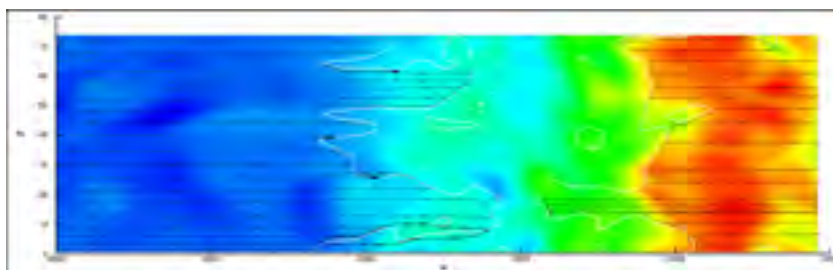
Проведено численное исследование влияния нестационарных возмущений в переходном сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине на взаимодействие течения с падающим косым скачком уплотнения. Прямое численное моделирование (DNS) ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на плоской пластине выполнено с помощью расчетного кода CFS3D при числе Маха потока $M = 2$. Параметры течения соответствуют экспериментальной работе [1]. Вычислительная процедура для DNS переходного пограничного слоя следует подходу и численным методикам, использованным в наших предыдущих исследованиях [2] перехода в сверхзвуковом пограничном слое. Моделирование на основе решения уравнений Навье–Стокса проводится в трехмерной расчетной области. Граничные условия на ее входной границе задают автомодельное основное течение в ламинарном пограничном слое с наложенными на него нестационарными возмущениями в виде наиболее неустойчивых волн линейной теории устойчивости, которые представляют собой две симметричные трехмерные волны Толмина–Шлихтинга, распространяющиеся под равными и противоположными углами $\pm 55^\circ$ к потоку. Вследствие возбуждения на входной границе неустойчивые волны нарастают в продольном направлении (вдоль оси x) что, в конечном счете, приводит ниже по течению к ламинарно-турбулентному переходу. На переходный пограничный слой из внешнего потока падает косой скачок. В экспериментах [1] падающий скачок генерировался с помощью клина, расположенного на некоторой высоте над пластиной. В данных расчетах падающий скачок задается с помощью граничных условий на верхней границе расчетной области. Угол скачка равняется 36.2° , что соответствует углу клина 7° .

Вследствие взаимодействия с падающей ударной волной в переходном пограничном слое возникает неблагоприятный градиент давления. Это приводит к отрыву пограничного слоя и вызывает образование области возвратного течения, см. рис. 1. Крупномасштабные структуры, развивающиеся в переходном пограничном слое, вызывают значительные осцилляции мгновенного поля течения в области взаимодействия, что проявляется в изменении положения и формы линий отрыва и присоединения, а также в колебаниях отраженной ударной волны. Результаты проведенно-

го моделирования показывают, что линии отрыва и присоединения имеют сложную извилистую и быстро меняющуюся форму, см. рис. 1б, где белые кривые соответствуют нулевому значению коэффициента поверхностного трения C_f .



а)



б)

Рис. 1. Мгновенная визуализация взаимодействия ударной волны с пограничным слоем: поле плотности и линии тока в вертикальной плоскости (x, y) (а); распределение плотности у поверхности пластины и предельные линии тока в плоскости (x, z) (б)

Нестационарное взаимодействие вызывает также значительные пульсации формы и положения отраженной ударной волны. На основе временных осциллограмм газодинамических величин, полученных в расчетах, рис. 2, можно предположить, что динамика течения определяется нерегулярными пульсациями различных частот. Характерный период этих пульсаций составляет $10 \div 12 \delta_{0,99}/U_\infty$. Основной период, зарегистрированный в рамках использованного в наших расчетах временного окна, равен $30 \delta_{0,99}/U_\infty$, что соответствует числу Струхала $Sh = 0.033$. Данная безразмерная частота примерно совпадает с имеющимися экспериментальными данными.

На основе результатов проведенного численного моделирования можно заключить, что динамика течения определяется взаимным влиянием отрывной зоны, возникающей под действием падающей ударной волны, и крупномасштабных турбулентных структур, присутствующих в переходном пограничном слое.

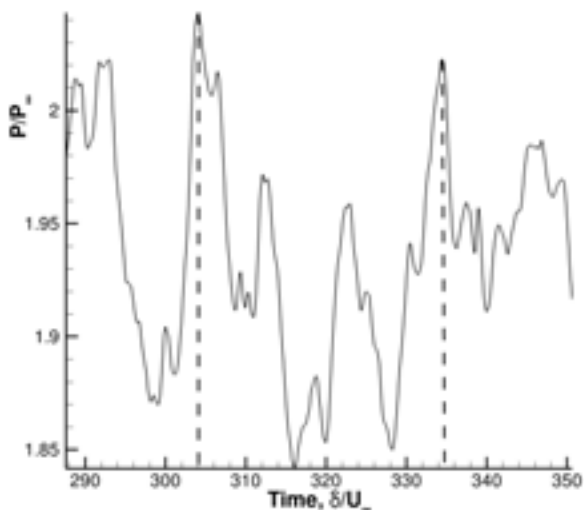


Рис. 2. Осциллограмма пульсаций давления вниз по потоку от области взаимодействия ударной волны с пограничным слоем

Данное исследование поддержано Российским научным фондом (грант 18-19-00547).

Литература

1. P.A. Polivanov, A.A. Sidorenko, A.A. Maslov. Correlations Study in Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction. *Technical Physics Letters*, v. 36, 2010, pp. 104–107.
2. A.N. Kudryavtsev, D.V. Khotyanovsky. Direct numerical simulation of transition to turbulence in a supersonic boundary layer. *Thermophysics and Aeromechanics*, v. 22, 2015, pp. 559–568.