МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Физико-механический факультет
Кафедра гидроаэродинамики

Диссертация допущена к защите

Зав. кафедрой, проф., д.ф.-м.н.

_____________ Смирнов Е.М.

"____"___________ 2012 г.

Оценка точности методов расчета аэродинамического шума с использованием пакета ANSYS FLUENT

Диссертация на соискание ученой степени магистра

по направлению 010600 – Прикладные математика и физика

Выполнил студент гр. 6054/11 Полякова Н.С.

Руководитель Грицкевич М.С.

Санкт-Петербург
2012

Оглавление

Введение

Аэроакустика - научное направление, появившееся на стыке двух наук, аэродинамики и акустики, изучающее аэродинамическую генерацию звука, акустику движущейся среды, взаимодействие звука с потоком.

Аэроакустика интенсивно развивается в связи с проблемами борьбы с вредным воздействием шума на человека, а также акустической усталости конструкций при мощном нестационарном воздействии. Актуальной проблемой, в частности, является снижение шума аэродинамического происхождения, образующегося вследствие взаимодействия турбулентных потоков с газовой средой, например, при истечении газовой струи реактивного двигателя в атмосферу или в результате обтекания потоком твердых тел (при работе вентилятора или винта).

Впервые теоретические основы образования звука при движении потоков жидкости были рассмотрены в работе Рэлея «Теория звука» [1]. Аэроакустика получила практическое применение после работ Гутина [2], Блохинцева [3], Лайтхилла [4]-[5].

Из методов расчета шума можно выделить эмпирические методы и методы, свободные от эмпиризма. Первые основаны на эмпирических корреляциях и теории подобия или на решении стационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) в сочетании со специальными эмпирическими моделями источников звука (см., например [6]). Такие методы неприменимы вне изученного диапазона изменения режимных и геометрических параметров.

Второй подход базируется на “вихреразрешающих” методах моделирования турбулентности – прямом численном моделировании (DNS), методе моделирования крупных вихрей (LES) и гибридных RANS/LES методах (см., например [7]).

Методы расчета шума можно разделить на две категории: прямое моделирование и интегральные методы.

Прямое моделирование заключается в совместном расчёте генерации звука турбулентными структурами и распространения звуковых волн за пределы турбулентной области вплоть до положения наблюдателя в рамках единой системы газодинамических уравнений.

Интегральные методы расчета шума - это двухэтапные методы, основанные на раздельном расчёте генерации шума и его распространения. На первом этапе производится гидродинамический расчёт, в процессе которого информация о нестационарных характеристиках потока сохраняется на так называемых контрольных поверхностях. На втором этапе с использованием этой информации производится расчёт распространения звука до положения наблюдателя с помощью соответствующих интегральных формул.

Наиболее существенно преимущество интегральных методов при расчете акустических характеристик на больших расстояниях от источника шума. Действительно, в рамках прямого моделирования, приходится использовать большие расчетные области, тем не менее, сетки должны оставаться достаточно подробными для разрешения акустических волн вплоть до положения наблюдателя. Это влечет за собой огромные вычислительные затраты, которые можно существенно сократить при использовании интегральных методов.

Наиболее известными интегральными методами являются метод Кирхгофа [8] и метод Фокса Вильямса-Хокингса (Ffowcs Williams & Hawkings, ФВХ) [9]. Следует отметить, что последний метод обладает рядом существенных преимуществ с вычислительной точки зрения. Контрольная поверхность в данном методе может располагаться в непосредственной близости к границам зоны турбулентности потока, что позволяет ограничить зону мелкой сетки, необходимой для разрешения широкого спектра турбулентности и генерируемых ею звуковых волн, непосредственно турбулентной областью [10]. По этой причине метод ФВХ становится все более популярным и реализован во многих расчетных кодах.

В настоящее время большинство промышленных задач, в том числе и акустических, решается с использованием коммерческих кодов общего назначения (см., например [11,12]). Одним из наиболее известных и широко используемых кодов является ANSYS FLUENT, в котором реализован метод ФВХ. Несмотря на большой ряд работ, в которых расчет проводится с использованием этого пакета (см., например [12]), до сих пор не существует базы данных, в которой систематически бы были протестированы и продемонстрированы возможности данного кода применительно к задачам вычислительной аэроакустики.

Это обстоятельство и определило цель данной работы, которая заключается в **оценке возможностей кода общего назначения FLUENT при решении задач вычислительной аэроакустики.**

Работа состоит из двух частей. В первой вычислительная система тестируется на двумерных ламинарных течениях. К ним относится задача о расчете шума, создаваемого точечным гармоническим источником массы, находящимся в однородном дозвуковом потоке, и задача о расчете шума, возникающего при обтекании круглого цилиндра однородным потоком. Эти задачи позволяют проверить как точность описания распространения звуковых волн, так и корректность работы метода ФВХ при наличии внешнего потока, реализованного во FLUENT. Во второй части работы вычислительная система применяется для расчета шума, генерируемого турбулентными течениями, развивающимися при обтекании твердых тел: квадратного цилиндра и крылового профиля NACA 0012.

В первой главе работы описывается используемая вычислительная система: определяющие газодинамические уравнения и методы их решения, граничные условия, метод ФВХ и дается определение основным акустическим характеристикам. Во второй главе описаны постановки задач, рассмотрены схемы расчетных областей и контрольных поверхностей и приведены полученные результаты. В заключении представлены основные выводы из данной работы.

1. Описание используемой вычислительной системы

1.1. Основные уравнения.

Как уже говорилась во введении, в данной работе каждая задача решается в два этапа: гидродинамический расчет и распространение шума в заданную точку пространства. В этом пункте рассмотрим уравнения, решаемые на первом этапе.

При расчете ламинарных задач решается система уравнений Навье-Стокса [14]. Для расчета турбулентных течений используются два подхода. Первый - решение осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) [14], замкнутых с помощью k-ω SST модели Ментера [15]. В рамках второго подхода применяются методы моделирования крупных вихрей (LES) с пристенным RANS моделированием (WMLES): усовершенствованный метод отсоединенных вихрей (IDDES) [16], и LES с подсеточной WMLES моделью [13].

1.2. Граничные условия

При расчете несжимаемых течений на входной границе задается скорость набегающего потока, и, при необходимости, турбулентные характеристики, давление экстраполируется изнутри области. На выходной границе задается давление, остальные переменные экстраполируются.

При расчете сжимаемых течений на внешних границах используются характеристические условия. Эти условия основаны на инвариантах Римана (характеристических переменных) для одномерного течения, нормального к границе области. Для дозвукового потока вводят два инварианта, соответствующих приходящей и уходящей волнам, первый из которых задается, а второй экстраполируется изнутри расчетной области:

$$R_\infty = v_{n_\infty} - \frac{2c_\infty}{\gamma - 1},$$
$$R_i = v_n + \frac{2c_i}{\gamma - 1}$$

(1.1)

где v_n – величина нормальной к границе компоненты скорости, c – локальная скорость звука, γ - отношение теплоемкостей. Индекс ∞ относится к условиям на бесконечности, а i – к условиям внутри области (к ячейкам, прилегающим к граничной поверхности). Путем сложения уравнений (1.1) или вычитания одного из другого, можно получить:

$$v_n = \frac{1}{2}(R_i + R_\infty),$$
$$c = \frac{\gamma - 1}{4}(R_i - R_\infty)$$

(1.2)

Здесь v_n и c значение нормальной составляющей скорости и скорости звука на границе.

На выходной границе значения касательных составляющих скорости и энтропии экстраполируются изнутри области, на входной границе эти величины задаются. Используя значения всех компонент скорости, скорости звука и энтропии, можно вычислить плотность, скорость, давление и температуру.

1.3. Описание используемого расчетного кода

В рамках кода общего назначения FLUENT используется вычислительный алгоритм, основанный на решении определяющих уравнений на неструктурированных сетках с хранением данных в центрах ячеек [18-21]. Вычислительный алгоритм используемого расчетного кода имеет достаточно большое количество схем для аппроксимации тех или иных частей определяющих уравнений (см., например, [18]).

В настоящей работе используются следующие схемы. Массовые потоки на грани аппроксимируются по схеме Рай-Чоу [22], позволяющей подавлять ложные четно-нечетные осцилляции давления. При расчете ламинарных течений скорость на грань в конвективных слагаемых интерполируется с помощью противопоточной схемы второго порядка [23], при расчете турбулентных течений в рамках RANS подхода используется противопоточная схема второго порядка, в LES расчете - ограниченная центрально - разностная схема второго порядка [23]. Давление на грань интерполируется по схеме второго порядка [22]. Для интерполяции градиентов на грани используется схема, основанная на теореме Гаусса-Грина [18–20]. Производные по времени аппроксимируются по двухслойной схеме Эйлера второго порядка [21], при этом для связи уравнений неразрывности и движения используется метод SIMPLEC [23]. Дискретные уравнения решаются по неявному точечному методу Гаусса-Зейделя [18], а для ускорения сходимости итераций используется алгебраический многосеточный метод [18].

1.4. Интегральный метод Фокс Вильямс-Хокингса и особенности его реализации в пакете FLUENT

Суть метода состоит в определении параметров звукового поля в произвольной точке (точке наблюдателя) на основе информации о нестационарных полях на контрольной поверхности.

Уравнение Фокс Вильямс-Хокингса было получено в работе [9]. Приведём его краткий вывод, следуя [26]. Дифференциальная форма уравнения ФВХ представляет собой неоднородное волновое уравнение, получающееся в результате преобразования уравнений Навье-Стокса с помощью аппарата обобщённых функций.

Рассмотрим течение сжимаемого газа в неограниченной области, содержащей, возможно, одно или несколько твёрдых тел. В потоке имеется область турбулентности, которая является «генератором» шума. Для получения волнового уравнения, описывающего звуковое поле, введём контрольную поверхность, охватывающую в любой момент времени все твёрдые тела.

Пусть эта контрольная поверхность задана уравнением $f(\vec{x},t)=0$, причём функция *f* введена таким образом, что

$$f(\vec{x},t)\begin{cases} >0 & \text{вне поверхности} \\ =0 & \text{на поверхности} \\ <0 & \text{внутри поверхности} \end{cases}$$ (см. Рисунок 1.1).

Рисунок 1.1. Определение контрольной поверхности в методе ФВХ.

С использованием введённого уравнения поверхности, уравнение баланса количества движения может быть преобразовано к следующей форме, справедливой для всей области (вне и внутри твёрдых тел) [26]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[H(f)\rho u_i\right]+\frac{\partial}{\partial x_i}\left[H(f)c_0^2(\rho-\rho_0)\right]=-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[T_{ij}H(f)\right]+\left[\rho u_i(u_j-v_j)+(p-p_0)\delta_{ij}-\tau_{ij}\right]\frac{\partial H(f)}{\partial x_j}$$

(1.3)

где H — функция Хевисайда, которая определяется как

$$H\left(f(\vec{x},t)\right)=\begin{cases}1, & f(\vec{x},t)>0\\ 0, & f(\vec{x},t)<0\end{cases},$$

(1.4)

ρ, p — соответственно плотность и давление газа, ρ_0, p_0, c_0 — соответственно плотность, давление и скорость звука в невозмущённой среде, u_i — i-я компонента скорости газа, v_j — j-я компонента скорости контрольной поверхности, τ_{ij} — компоненты тензора вязких напряжений, δ_{ij} — символ Кронекера, T_{ij} – компоненты тензора напряжений Лайтхилла [4]: $T_{ij}=\rho u_i u_j+\left[(p-p_0)-c_0^2(\rho-\rho_0)\right]\delta_{ij}-\tau_{ij}$; в (1.3) и ниже подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.

Аналогично уравнению баланса импульса, уравнение неразрывности может быть преобразовано к виду [26]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[H(f)(\rho-\rho_0)\right]+\frac{\partial}{\partial x_i}\left[H(f)\rho u_i\right]=\left[\rho(u_i-v_i)+\rho_0 v_i\right]\frac{\partial H(f)}{\partial x_i}$$

(1.5)

Если продифференцировать по времени уравнение (1.5) и вычесть дивергенцию от уравнения (1.3), то получается неоднородное волновое уравнение относительно возмущения плотности газа (акустической плотности $\rho-\rho_0$), называемое уравнением ФВХ:

$$\left(\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\right)\left[H(f)c_0^2(\rho-\rho_0)\right]=-\frac{\partial}{\partial x_i}\left[L_i\,|\nabla f|\,\delta(f)\right]+\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho_0 U_n\,|\nabla f|\,\delta(f)\right]+\frac{\partial^2\left(H(f)T_{ij}\right)}{\partial x_i\partial x_j},$$

(1.6)

где приняты следующие обозначения:

$$L_i = \left[(p - p_0)\delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho u_i \left(u_j - v_j \right) n_j \right]$$
$$U_n = U_i n_i$$
$$U_i = \frac{\rho u_i}{\rho_0} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) v_i$$

(1.7)

При получении уравнений (1.3) , (1.5) и (1.6) использовались следующие свойства обобщённых функций [26]:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial f}\left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x_i}\frac{\partial x_i}{\partial t} \right) = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial x_i} v_i = 0$$
$$\delta\left(f(\bar{x}, t) \right) = \frac{\partial H}{\partial f} = \begin{cases} 1, & f(\bar{x}, t) = 0 \\ 0, & f(\bar{x}, t) \neq 0 \end{cases}$$
$$\frac{\partial H}{\partial x_i} = \frac{\partial H}{\partial f}\frac{\partial f}{\partial x_i} = \delta(f) \cdot \left| \nabla f \right| n_i$$

(1.8)

где n_i — i-я компонента внешней нормали к контрольной поверхности.

Решение уравнения ФВХ можно получить с помощью функций Грина.

Функция Грина $G(\bar{x}, \bar{y}, t, \tau)$ является решением следующего волнового уравнения:

$$\left(\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \right) G(\bar{x}, \bar{y}, t, \tau) = \delta(\bar{x} - \bar{y})(t - \tau)$$

(1.9)

Представим ее в виде:

$$G(\bar{x}, \bar{y}, t, \tau) = \frac{1}{4\pi r}\delta(t - \tau - \frac{r}{c_0}),$$
$$r = \bar{x} - \bar{y}$$

(1.10)

Здесь $\bar{x}$ обозначает положение наблюдателя – точка, в которой определяются акустические характеристики, t – время получения наблюдателем сигнала, сгенерированного источником («время наблюдателя»), $\bar{y}$ - положение источника и τ - время генерации сигнала («время источника»).

Обозначим правую часть уравнения (1.6) $Q(\bar{y},\tau)$. Предполагая, что область источника звука компактна (характерная длина акустической волны больше характерного масштаба источника), и взаимодействие между звуком и течением незначительно, можно получить решение дифференциального уравнения ФВХ в следующей форме:

$$Hc_0^2(\rho-\rho_0)=\int_{-\infty}^{+\infty}\oint_{f(\bar{y},\tau)\geq 0}Q(\bar{y},\tau)G(\bar{x},\bar{y},t,\tau)d^3\bar{y}d\tau \tag{1.11}$$

Учитывая, что

$$\oint_{f(\bar{y},\tau)\geq 0}\frac{\partial^n F(\bar{y},\tau)}{\partial y_1\partial y_2\ldots\partial y_n}G(\bar{x},\bar{y},t,\tau)d^3\bar{y}=\frac{\partial^n}{\partial x_1\partial x_2\ldots\partial x_n}\oint_{f(\bar{y},\tau)\geq 0}F(\bar{y},\tau)G(\bar{x},\bar{y},t,\tau)d^3\bar{y}$$
$$|\nabla f|\,d^2\bar{y}=dS(\bar{y})$$
$$d^3\bar{y}=dV(\bar{y})$$
$$Hc_0^2(\rho-\rho_0)=H(p-p_0)=Hp' \tag{1.12}$$

решение можно переписать в следующем виде:

$$Hp'(\vec{x},t) = Hp_T'(\vec{x},t) + Hp_L'(\vec{x},t) + Hp_Q'(\vec{x},t)$$

$$Hp_Q'(\vec{x},t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \oint\limits_{f(\vec{y},\tau)>0} \frac{T_{ij}(\vec{y},\tau)\delta(t-\tau-\frac{r}{c_0})}{4\pi r} dV(\vec{y}) d\tau$$

$$Hp_L'(\vec{x},t) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \oint\limits_{f(\vec{y},\tau)>0} \frac{L_i(\vec{y},\tau)\delta(t-\tau-\frac{r}{c_0})}{4\pi r} dS(\vec{y}) d\tau$$

$$Hp_T'(\vec{x},t) = \frac{\partial}{\partial t} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \oint\limits_{f(\vec{y},\tau)>0} \frac{\rho_0 U_n(\vec{y},\tau)\delta(t-\tau-\frac{r}{c_0})}{4\pi r} dS(\vec{y}) d\tau$$

(1.13)

Преобразуя соотношения (1.13) окончательно можно получить решение уравнения ФВХ относительно акустического давления $p' = p(\vec{x},t) - p_0$ в интегральной форме

$$p'(\vec{x},t) = p_T'(\vec{x},t) + p_L'(\vec{x},t) + p_Q'(\vec{x},t)$$

$$4\pi p_T'(\vec{x},t) = \int\limits_{f=0} \left[\frac{\rho_0 \left(\dot{U}_n + U_{\dot{n}}\right)}{r\left(1-M_r\right)^2} \right]_{ret} dS + \int\limits_{f=0} \left[\frac{\rho_0 U_n \left(r\dot{M}_r + c\left(M_r - M^2\right)\right)}{r^2\left(1-M_r\right)^3} \right]_{ret} dS$$

$$4\pi p_L'(\vec{x},t) = \frac{1}{c} \int\limits_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r\left(1-M_r\right)^2} \right]_{ret} dS + \int\limits_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2\left(1-M_r\right)^2} \right]_{ret} dS + \frac{1}{c} \int\limits_{f=0} \left[\frac{L_r\left(r\dot{M}_r + c\left(M_r - M^2\right)\right)}{r^2(1-M_r)^3} \right]_{ret} dS$$

$$4\pi p_Q'(\vec{x},t) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int\limits_{f>0} \left[\frac{Q_{rr}}{r\left|1-M_r\right|} \right]_{ret} dV + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} \int\limits_{f>0} \left[\frac{3Q_{rr} - Q_{ii}}{r^2\left|1-M_r\right|} \right]_{ret} dV + \int\limits_{f>0} \left[\frac{3Q_{rr} - Q_{ii}}{r^3\left|1-M_r\right|} \right]_{ret} dV$$

(1.14)

В (1.14) введены следующие обозначения:

$M_r = \dfrac{v_i r_i}{c_0}$ — проекция вектора числа Маха на направление наблюдателя в момент излучения звука, $\dot{M}_i = \dfrac{1}{c_0}\dfrac{\partial v_i}{\partial \tau}$, $\dot{M}_r = \dot{M}_i \dfrac{r_i}{r}$, $\dot{U}_n = \dfrac{\partial U_i}{\partial \tau} n_i$, $U_{\dot{n}} = v_i \dfrac{\partial n_i}{\partial \tau}$,

$M^2 = \dfrac{v_i v_i}{c_0^2}$, $L_r = L_i \dfrac{r_i}{r}$, $\dot{L}_r = \dfrac{\partial L_i}{\partial \tau}\dfrac{r_i}{r}$, $L_M = L_i \dfrac{v_i}{c_0}$, $Q_{ij} = \int\limits_{f>0} T_{ij} dn$, $Q_{rr} = Q_{ij} r_i r_j$.

Индекс *ret* в подынтегральных выражениях означает, что выражение под знаком интеграла записано в момент излучения звука элементарным источником, т.е.

$$\tau = t - \frac{r_e}{c}. \tag{1.15}$$

Интегрирование в соотношениях (1.14) производится в системе координат, связанной с источником, т.е. по переменной $\vec{y}$.

В случае, когда контрольная поверхность, совпадает с поверхностью твёрдых тел, слагаемые, стоящие в правой части первого соотношения (1.14), приобретают следующий смысл:

Монополярный поверхностный источник - $p_T'(\vec{x},t)$ - определяется формой и кинематикой движения контрольной поверхности (“thickness” noise)

Диполярный поверхностный источник - $p_L'(\vec{x},t)$ - генерируется силой, действующей на жидкость со стороны поверхности (“loading noise”)

Квадрупольный объемный источник - $p_Q'(\vec{x},t)$ — определяется объёмными источниками звука, находящимися вне контрольной поверхности.

Набор соотношений (1.14) называют интегральной формулировкой Фарассата-1а [27]. При практическом использовании метода объёмным интегралом обычно пренебрегают. Именно эта форма уравнения ФВХ с отброшенным объемным членом наиболее часто применяется в вычислительных кодах и, в частности, на её основе осуществляется расчёт шума в пакете FLUENT.

В процессе проведения гидродинамического расчёта на контрольной поверхности сохраняется информация о плотности, давлении и компонентах скорости газа. Результатом работы акустического постпроцессора является зависимость акустического давления от времени в заданных точках наблюдателя. Эти зависимости можно преобразовать в спектральные характеристики шума с помощью преобразования Фурье, которое доступно непосредственно во FLUENT.

1.5. Основные акустические характеристики

Полученную по методу Фокса Вильямса и Хокингса зависимость давления от времени в точках наблюдателя $p(t)$ в интервале $t \in [t_1, t_2]$ можно разложить в ряд Фурье по времени.

$$p(t) = a_0 + 2\sum_{k=1}^{\infty}\left[a_k \cdot \cos(f_k t) + b_k \cdot \sin(f_k t)\right] \tag{1.16}$$

где $f_k = \dfrac{k}{T}, k = 1,...,\infty, \quad T = t_2 - t_1$

Коэффициенты ряда Фурье определяются как

$$a_k = \frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_2} p(\tau) \cdot \cos(2\pi f_k \cdot \tau) \cdot d\tau, \quad b_k = \frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_2} p(\tau) \cdot \sin(2\pi f_k \cdot \tau) \cdot d\tau. \tag{1.17}$$

На практике сигнал определен дискретно, с шагом Δt, так что $T = N \cdot \Delta t$. Коэффициенты ряда Фурье могут быть определены как

$$a_k = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} p_n \cdot \cos\left(\frac{2\pi k \cdot (n-1)}{N}\right), \quad b_k = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} p_n \cdot \sin\left(\frac{2\pi k \cdot (n-1)}{N}\right) \tag{1.18}$$

где $p_n = p((n-1)\cdot\Delta t)$.

Следует отметить, что коэффициенты ряда Фурье для $k > \frac{N}{2}$ не имеют смысла, поскольку на один период с частотой $f_k = \frac{k}{N\cdot\Delta t}$ приходится менее двух точек (ограничение Найквиста).

Величина $B_k = 2\sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ характеризует амплитуду колебаний с частотой f_k, а зависимость $B(f)$ является спектром рассматриваемого сигнала и используется, как правило, для тоновых сигналов, поскольку в этом случае не зависит от длины выборки.

В отличие от тоновых сигналов, для сплошных спектров величина $B(f)$ меняется с увеличением длины временной выборки *T*, поэтому в этом случае принято пользоваться спектральной плотностью $g(f) = \frac{T}{2}(B(f))^2$. Эта величина не зависит от длины выборки сплошных сигналов, однако она меняется в зависимости от длины *T* для тоновых сигналов.

В некоторых случаях, когда тип сигнала заранее невозможно определить или сигнал является смешанным, обе рассмотренные величины, амплитуда колебаний и спектральная плотность, непригодны для анализа результатов. Поэтому вводят интеграл спектральной плотности *g(f)* интервалу частот (f_1, f_2)

$$\overline{p'^2}(f_1, f_2) = \int_{f_1}^{f_2} g(f)\cdot df \, .$$

Сумма таких интегралов по всему набору частот характеризует среднеквадратичное отклонение пульсаций давления $\overline{p'^2} = \int_0^{\infty} g(f)\cdot df$.

При анализе акустических результатов принято использовать безразмерную логарифмическую величину акустического звукового давления, измеряемую в децибелах

$$SPL(f_1,\ f_2) = 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\overline{p'^2}(f_1,\ f_2)}{p_{SPL}^2}\right) \tag{1.19}$$

где в системе Си $p_{SPL} = 2 \cdot 10^{-5}\ Па$.

Соответственно, общий уровень шума OASPL определяется как

$$OASPL = 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\overline{p'^2}}{p_{SPL}^2}\right) \tag{1.20}$$

Существует много различных способов определения частотных интервалов для интегрирования, но в настоящей работе использовалось два из них. В первом, определяющем звуковое давление SPL в децибелах на герц, f_2-f_1=1Гц. Если же выбрать полосу частот таким образом, что $f_2=2^{1/3}\ f_1$, то получится так называемый третьоктавный спектр $SPL_{1/3}$.

1.6. Особенности несжимаемой постановки задач аэроакустики

Одной из широко обсуждаемых тем в аэроакустике является возможность использования метода ФВХ совместно с основным расчетом в рамках несжимаемой жидкости.

С одной стороны, в несжимаемом течении акустические волны распространяются с бесконечно большой скоростью, поэтому применение такого подхода является необоснованным. С другой стороны, при расчете обтекания плохо обтекаемых тел при низких числах Маха коэффициенты сопротивления и подъемной силы и частота глобальных колебаний для сжимаемых и несжимаемых течений будут близки. Это дает основания надеяться на хорошее соответствие нестационарного распределения давления по поверхности для обеих постановок. При использовании метода ФВХ с контрольной поверхностью, совпадающей с поверхностью неподвижного твердого тела, шум в точке наблюдателя зависит только от нестационарного распределения давления по поверхности тела. Следовательно, шум, рассчитанный с использованием сжимаемой и несжимаемой постановок, также будет мало различаться.

Конечно, для использования подобного подхода, во-первых, число Маха должно быть низким и, во-вторых, вклад объемных источников шума должен быть мал по сравнению с поверхностными источниками. Хорошие результаты при решении акустических задач на основе несжимаемых расчетов течений получены, в частности, в [21, 30-34]. Одной из целей настоящей работы является сравнение акустических характеристик, полученных на основе сжимаемого и несжимаемого расчетов, на примере задаче об обтекании двумерного круглого цилиндра.

1.7. Особенности использования метода ФВХ во FLUENT при решении двумерных задач

Метод ФВХ, реализованный во FLUENT исключительно трехмерный, поэтому при его применении для двумерных задач существуют некоторые особенности.

Даже при получении гидродинамического решения в рамках двумерного расчета, контрольная поверхность является трехмерной, а решение на ней считается однородным в поперечном направлении. Таким образом, в данном случае необходимо задавать дополнительные параметры для работы ФВХ, а именно длину контрольной поверхности и шаг сетки в поперечном направлении.

2. Постановки рассматриваемых задач и полученные результаты

2.1. Задача о двумерном гармоническом источнике звука в неограниченном однородном потоке

Основной целью расчета данного течения была проверка работы акустического постпроцессора FLUENT v.14.0, поскольку в [29] было показано, что акустическая часть более ранних версий FLUENT содержала ошибки расчета шума при наличии внешнего потока.

2.1.1. Постановка задачи

Рассматривается задача о двумерном гармоническом источнике колебаний (ИГК) в неограниченном однородном потоке с числом Маха, построенного по скорости набегающего потока, U_∞, и скорости звука на бесконечности, c_∞, $M=U_\infty/c_\infty=0.2$.

Двумерная расчетная область имеет форму круга радиусом $R/\lambda = 5$, а контрольная поверхность представляет собой окружность радиуса $R/\lambda=1$. Наблюдатели расположены в ближнем поле на окружности радиуса $R/\lambda=2$, центр окружности находится в точке с координатами (0,0,0), а также в дальнем поле на окружности радиуса $R/\lambda=20$ (Рисунок 2.1) .

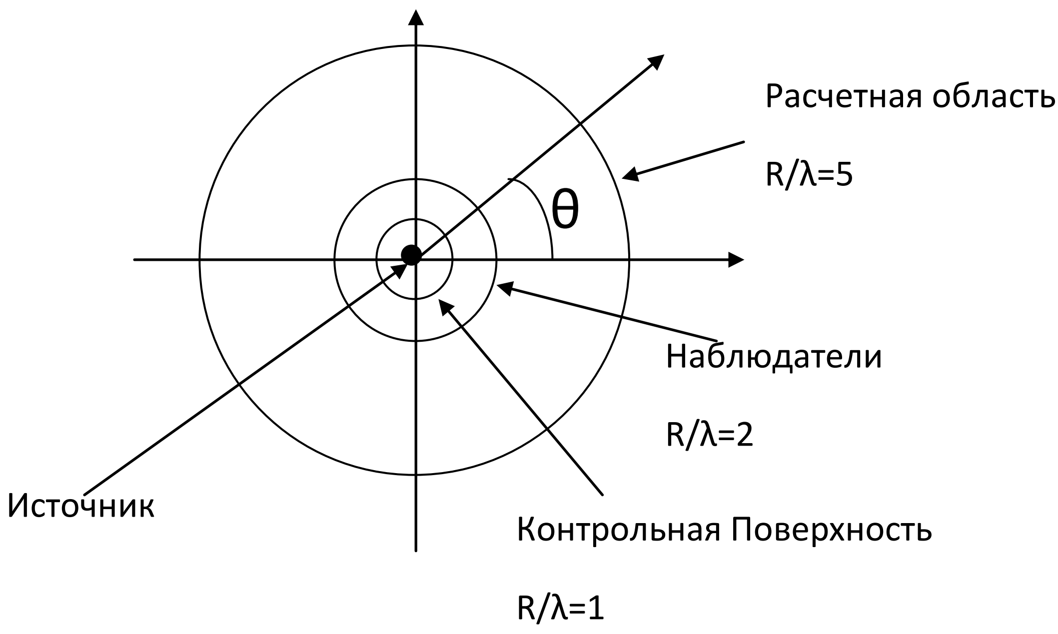


Рисунок 2.1 Схема расчетной области

Расчётная сетка размером $8 \cdot 10^4$ ячеек состоит из двух блоков – внутреннего декартова и внешнего цилиндрического (Рисунок 2.2), в котором в радиальном направлении задается равномерное распределение узлов. Расчетная сетка построена таким образом, чтобы обеспечивать 40 точек на наименьшую длину волны. Шаг по времени составляет 2% от периода колебаний источника.

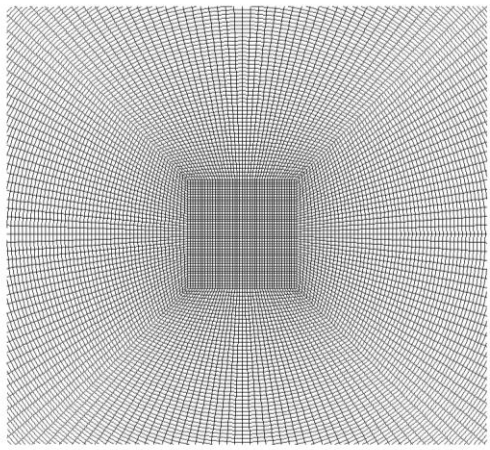


Рисунок 2.2 Фрагмент используемой сетки

Гармонический источник задаётся в точке с координатами (0,0,0) с помощью пользовательской функции (User Defined Function, UDF), реализованной на языке C.

При решении газодинамической задачи на внешней границе расчетной области задаются характеристические условия.

2.1.2. Аналитическое решение

Для вывода аналитического решения перейдем в систему координат, связанную с потоком. Рассмотрим задачу о движении ИГК в бесконечном пространстве — покоящейся атмосфере (Рисунок 2.3).

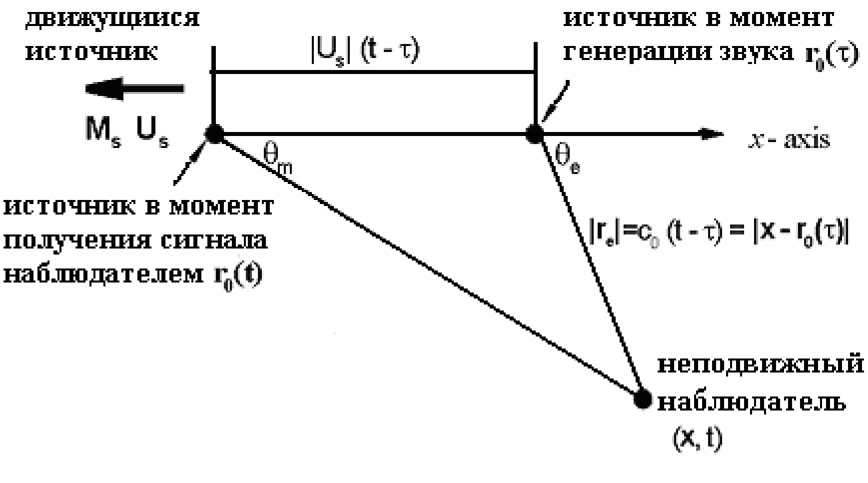


Рисунок 2.3 Движущийся волновой источник в покоящейся среде.

ИГК движется со скоростью U_s, соответствующей числу Маха M_s. Наблюдатель находится в точке, определяемой радиус-вектором $\vec{x}_0$. В момент времени t («время наблюдателя») он получает сигнал, сгенерированный источником звука в момент времени τ («время источника»). Положение источника в момент времени τ описывается радиус-вектором $\vec{r}_0(\tau)$. Расстояние от наблюдателя до источника в момент времени τ равно

$$|\vec{r}_e| = |\vec{x} - \vec{r}_0(\tau)| = c_0(t-\tau), \tag{2.1}$$

где c_0 — скорость звука.

Будем описывать рассматриваемое течение в рамках уравнений Эйлера, записанных в неконсервативной форме, причём ИГК создаётся путём добавления гармонического источника массы, подводимой к потоку с неизменным давлением, скоростью и температурой. Тогда система уравнений, описывающих рассматриваемое течение в системе координат, связанной с неподвижной атмосферой (наблюдателем) имеет вид:

уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \vec{V}\right) = q_\rho, \tag{2.2}$$

уравнение баланса импульса:

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{dt} + \rho \vec{V} \cdot \left(\nabla \vec{V}\right) + \nabla p = 0, \tag{2.3}$$

уравнение баланса энергии:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \nabla h - \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla p\right) = 0, \tag{2.4}$$

где ρ и p — соответственно, плотность и давление газа, $\vec{V}$ — скорость газа относительно неподвижной среды, $h = C_p T$ — энтальпия газа, C_p — теплоёмкость при постоянном давлении.

Для вывода волнового уравнения, описывающего распространение звуковых волн на расстояниях, много больших, чем длина волны, можно воспользоваться процедурой линеаризации уравнений (2.2)-(2.4), представив газодинамические величины как сумму невозмущённых величин и малых возмущений. Если взять производную по времени от уравнения неразрывности и вычесть дивергенцию уравнения баланса импульса, учитывая, что линеаризованное уравнение баланса энергии и уравнение состояния дают связь между возмущениями давления и плотности: $p' = \rho' c_0^2$, то в итоге можно получить уравнение:

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial q_\rho}{\partial t},$$

(2.5)

где $p' = p - p_0$ — возмущение давления.

Решение этого уравнения приведено в работе [26]:

$$p' = \frac{\rho_0 Q_0 \omega}{4\beta} \exp\left[-i\omega\left(t + M\frac{x}{c_0}\right)\right] \times \left[\left(1 + \frac{M^2}{\beta^2}\right) \cdot H_0^{(1)}\left(\frac{\omega}{c_0} r\right) - i\frac{M}{\beta^2}\frac{x}{r} \cdot H_1^{(1)}\left(\frac{\omega}{c_0} r\right)\right],$$

(2.6)

где $H_{0,1}^{(1)}(x) = J_{0,1}(x) + iY_{0,1}(x)$ - функции Ханкеля.

2.1.3. Численная реализация

На практике очень трудно численно реализовать точечный источник, поэтому для того, чтобы его можно было разрешить на сетке, он распределяется в пространстве.

Величина q_ρ представляет собой источник массы, заданный следующим образом:

$$q_\rho = \frac{A_q}{V_q}\psi_c\left(\left|\vec{r} - \vec{r}_0\right|\right)\phi(t),$$

(2.7)

где A_q - амплитуда колебаний, $\vec{r}_0$ - радиус-вектор источника, $\vec{r}$ — радиус-вектор текущей точки потока, функция $\psi(|\vec{r}-\vec{r}_0|)$ задаёт пространственную зависимость источника:

$\psi_c = \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{|\vec{r}_c-\vec{r}_0|}{\Delta r_0}\right)$, если $|\vec{r}_c-\vec{r}_0| \le \Delta r_0$,

$\psi = 0$, если $|\vec{r}_c-\vec{r}_0| > \Delta r_0$

$V_q = \sum \psi \Delta x \Delta y$ - «эффективный объём» источника,

$\phi(t) = \sin(2\pi f t)$ — гармоническая функция, f — частота колебаний.

Величина Δr_0 задаёт «радиус» источника, который определяется таким образом, чтобы величина $\psi(|\vec{r}_c-\vec{r}_0|)$ разрешалась на сетке, в то же время Δr_0 должна быть существенно меньше длины волны $\lambda = c_0 / f$ звука, генерируемого источником для того, чтобы источник можно было считать точечным. Амплитуда источника массы A_q должна задаваться из соображений $A_q << \rho_0 c_0^3 / f^2$, чтобы волны можно было считать акустическими уже на расстояниях порядка длины волны от источника.

В заключение данного раздела стоит отметить, что при выводе волнового уравнения (2.5) использовались уравнения Эйлера, а при решении задачи в рамках FLUENT используются уравнения Навье-Стокса. Однако при высоком числе Рейнольдса вязкость не должна оказывать существенного влияния на распространение волн.

2.1.4. Результаты расчетов

Волновая картина хорошо видна на мгновенных полях давления и числа Маха (Рисунок 2.4), полученных в результате расчётов с использованием пакета FLUENT. Видно, что волны давления представляют собой окружности, расходящиеся от источника и смещающиеся в направлении течения.

Стоит отметить, что средние по времени значения гидродинамических величин несколько отличаются от значений невозмущенного однородного потока. Так, если для числа Маха разница между ними составляет всего лишь $1 \cdot 10^{-7}$, то для величины p/p_0 различие составляет $2.09 \cdot 10^{-3}$. Причины этого могут носить как физический (влияние вязких слагаемых), что и численный (недостаточная эффективность неотражающих граничных условий FLUENT) характер.

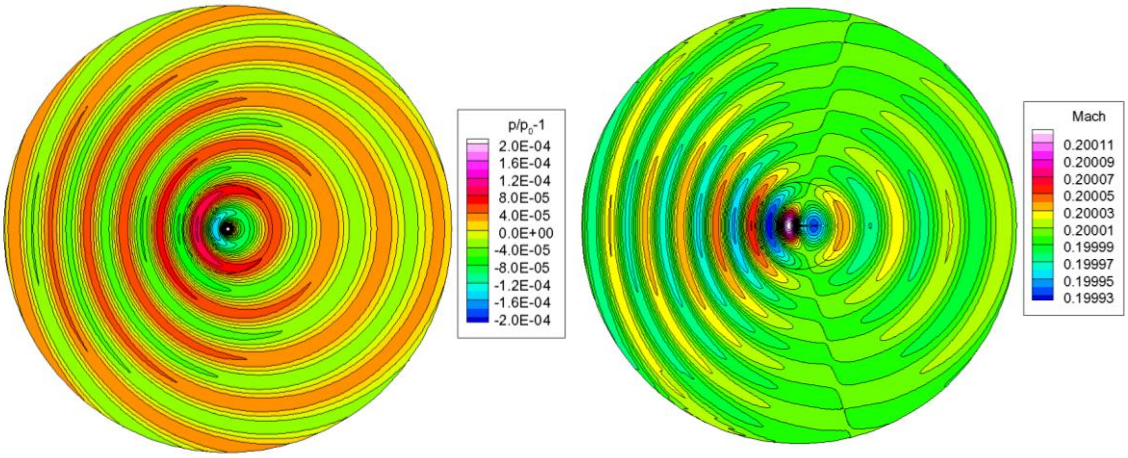


Рисунок 2.4 Мгновенные поля давления и числа Маха

Методические расчеты

Для исследования влияния различных параметров (выбор сетки и шага по времени, обеспечивающих сошедшееся решение, выбор длины области и шага сетки в направлении поперек течения, выбор длительности временной выборки, в течение которой сохраняется информация на контрольной поверхности) на решение было произведено несколько серий расчетов.

Остановимся на исследовании сеточной сходимости решения. Рассмотрим амплитуду пульсаций давления на линии симметрии Y=0

(Рисунок 2.5), полученную на трех различных сетках, обеспечивающих 20, 40, и 80 точек на наименьшую длину волны. Видно (Рисунок 2.5), что сетки, обеспечивающие 40 и 80 точек на длину волны, дают практически совпадающее решение, а 20 точек на длину волны недостаточно для хорошего описания гидродинамического решения. Дальнейшие результаты будут представлены на сетке, обеспечивающей 40 точек на длину волны.

Исследование влияния временного шага на решение показало, что он не должен превышать 2% периода колебаний источника T (Рисунок 2.6).

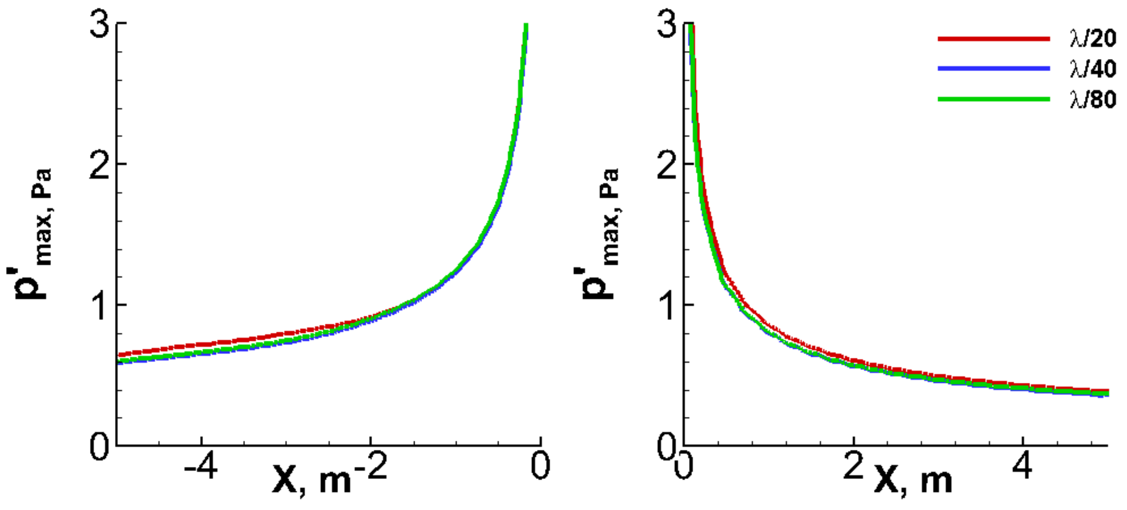


Рисунок 2.5 Сеточная сходимость

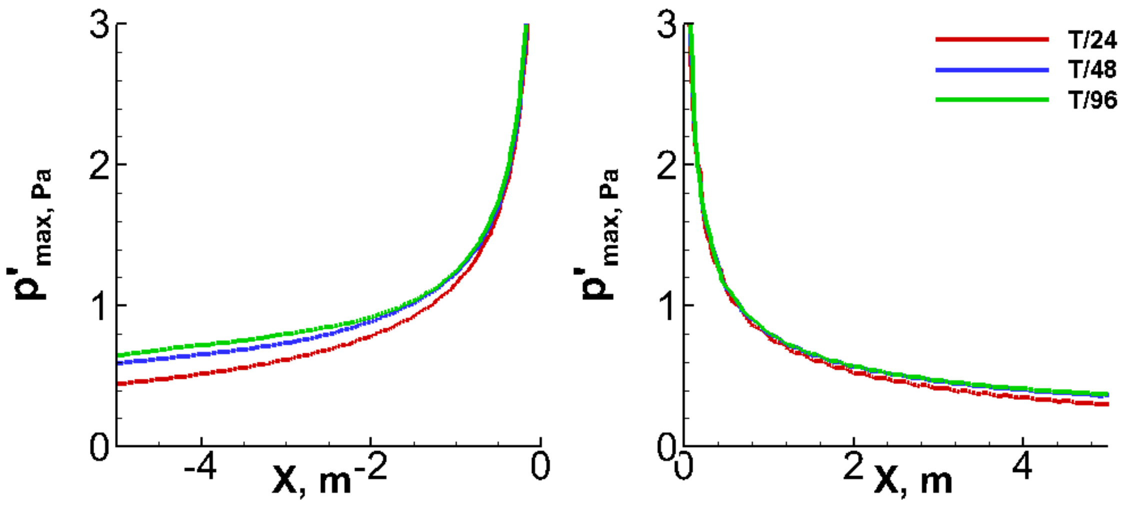


Рисунок 2.6 Выбор временного шага

Не менее важным вопросом при расчете шума двумерных течений является длина контрольной поверхности и шаг сетки в поперечном направлении.

Рассмотрим зависимость OASPL от угла θ для различных шагов сетки в направлении поперек течения, dz (Рисунок 2.7). Видно, что шаг $dz/R_{rec}=0.1$, где $R_{rec}=2$м – расстояние от источника до наблюдателя, обеспечивает сходимость решения по этому параметру.

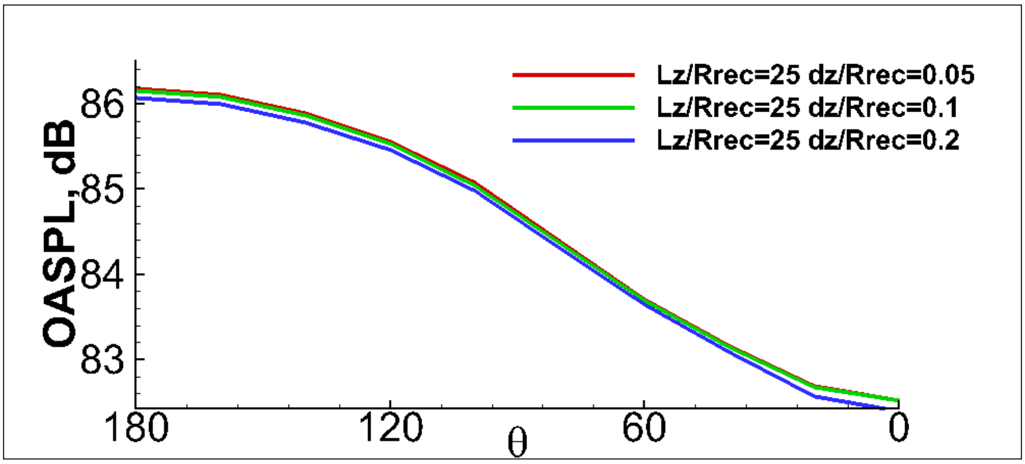


Рисунок 2.7 Влияние шага сетки в третьем направлении на OASPL

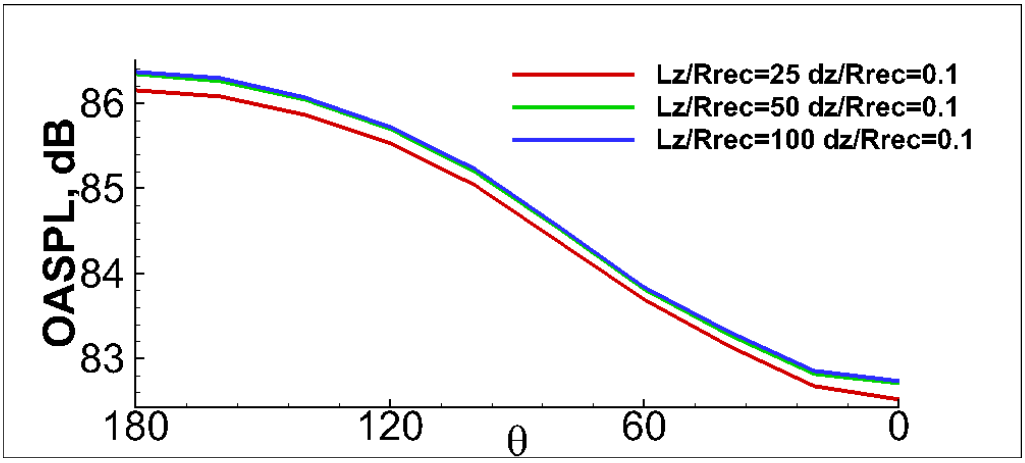


Рисунок 2.8 Влияние длины области в третьем направлении на OASPL

Аналогичное исследование влияния длины области в направлении поперек течения, L_z () показало, что до значения $L_z/R_{rec}=50$ решение меняется, а дальнейшее увеличение Lz не вносит каких-либо изменений в OASPL.

Последним параметром, влияющим на работу метода ФВХ, является длительность временного интервала, в течение которого на контрольной поверхности накапливается информация о гидродинамических величинах (Рисунок 2.9). Видно, что для данной задачи оптимально проводить обработку по 40 периодам колебаний источника T.

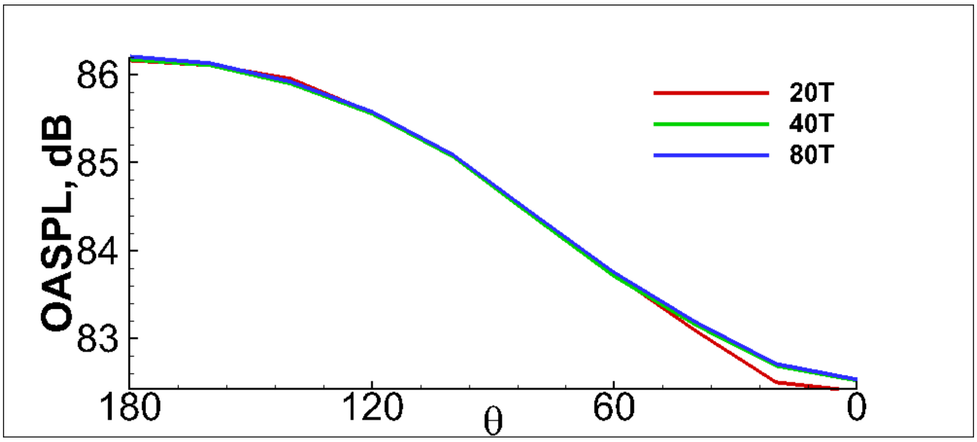


Рисунок 2.9 Влияние временного интервала на OASPL

Сравнение с аналитическим решением

Полученное численное решение для амплитуды пульсаций давления на оси симметрии хорошо согласуется с аналитическим решением (Рисунок 2.10). Наибольшее различие наблюдается вверх по потоку при удалении от ИГК, при этом максимальная погрешность составляет около 8%, а на контрольной поверхности примерно 3%.

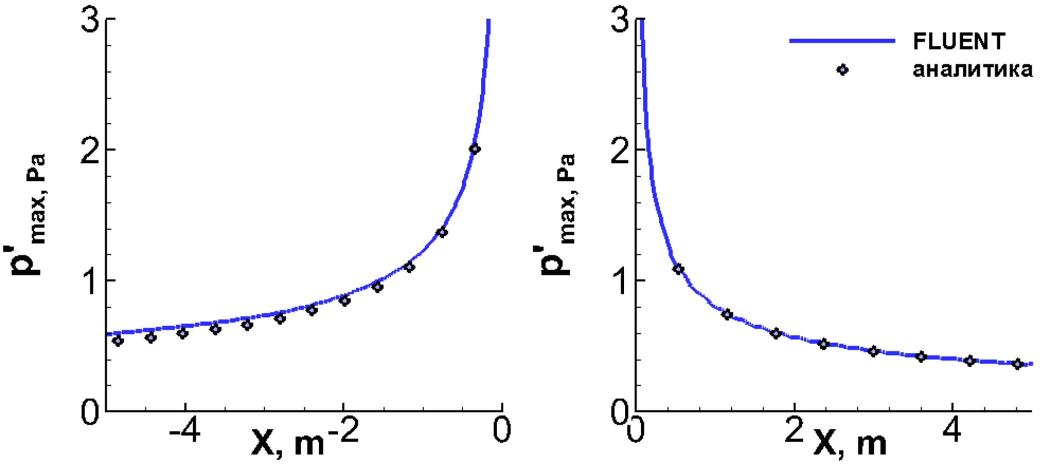


Рисунок 2.10 Амплитуда пульсаций давления на оси симметрии

OASPL в точках наблюдателя в ближнем поле, полученный с помощью ФВХ, отличается от аналитического решения не более чем на 0.25 дБ (Рисунок 2.11).

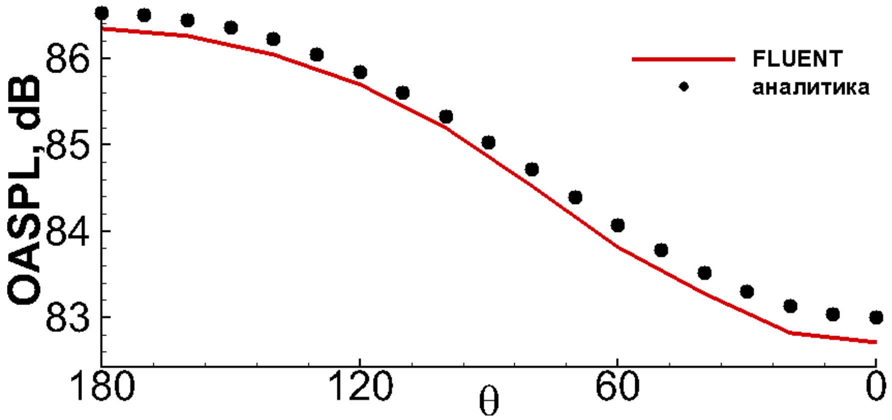


Рисунок 2.11 OASPL в точках наблюдателя в ближнем поле

Перевод полученного результата в гидродинамические величины может быть сделан следующим образом.

По формуле (1.20)

$$OASPL = 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\overline{p'^2}}{p_{SPL}^2}\right).$$

Отсюда можно получить, что

$$OASPL_{FLUENT} - OASPL_{аналитика} = 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\overline{p'^2}_{FLUENT}}{p_{SPL}^2}\right) - 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\overline{p'^2}_{аналитика}}{p_{SPL}^2}\right) =$$

$$= 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\overline{p'^2}_{FLUENT}}{\overline{p'^2}_{аналитика}}\right) = 0.25дБ$$

$$\frac{p'_{FLUENT}}{p'_{аналитика}} = \sqrt{\frac{\overline{p'^2}_{FLUENT}}{\overline{p'^2}_{аналитика}}} = 10^{0.25/20} = 1.03$$

Таким образом, амплитуда пульсаций давления в точках наблюдателя, полученная с помощью ФВХ, отличается от аналитической не более, чем на 3% и не превышает ошибки газодинамического расчета на контрольной поверхности.

В заключение приведем зависимость OASPL для дальнего поля (Рисунок 2.12). Видно, что разница между численным и аналитическим решениями не увеличивается по сравнению с ближним полем.

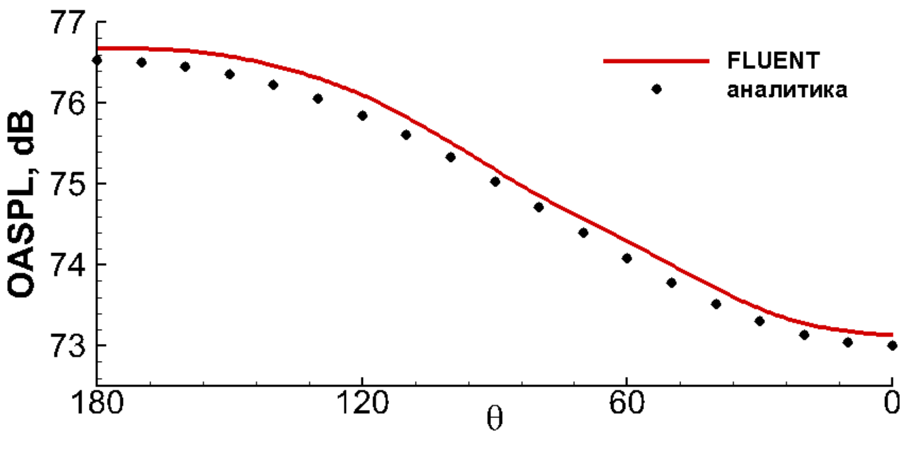


Рисунок 2.12 OASPL в точках наблюдателя в дальнем поле

Таким образом, ошибки, замеченные в предыдущих версиях акустического постпроцессора FLUENT [29] исправлены в последней версии программы v14.0.

2.2. Задача о расчете шума при обтекании двумерного круглого цилиндра однородным потоком

Основной целью расчета данной задачи был ответ на вопрос о возможности использования несжимаемой постановки при решении газодинамических уравнений для дальнейшего расчета акустики методом ФВХ.

2.2.1. Постановка задачи

Рассматривается задача о ламинарном обтекании двумерного цилиндра однородным потоком с числом Рейнольдса, $Re=U_\infty D/\nu_\infty=150$, где D – диаметр обтекаемого цилиндра, U_∞ - скорость набегающего потока, а ν_∞ - кинематический коэффициент вязкости среды. При таком значении числа Рейнольдса течение нестационарное, но еще двумерное.

Рассматривается течение несжимаемой жидкости и течение сжимаемого газа с числом Маха, $M=U_\infty/c_\infty=0.2$ (c_∞ - скорость звука в набегающем потоке), и числом Прандля, $Pr=\mu C_p/\lambda=0.75$, где μ - коэффициент динамической вязкости, C_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, λ - коэффициент теплопроводности.

Параметры данной задачи были выбраны в соответствии со статьей [28], в которой проводился расчет сжимаемого течения на сетке, обеспечивающей разрешение акустических волн вплоть до положения наблюдателей. В настоящей работе, следуя обозначениям оригинальной статьи, этот расчет называется «прямое численное моделирование» (DNS), хотя термин обычно не применяют к двумерным ламинарным течениям. В настоящей работе акустические характеристики вычисляются с помощью метода ФВХ и сравниваются аналогичными характеристиками, полученными в [28] непосредственно из решения уравнений Навье-Стокса.

Расчетная область представляет собой круг радиуса 100D, где D – радиус цилиндра. Непроницаемая контрольная поверхность совпадает с поверхностью обтекаемого цилиндра. Наблюдатели располагаются на окружности радиуса R/D=100 (Рисунок 2.13).

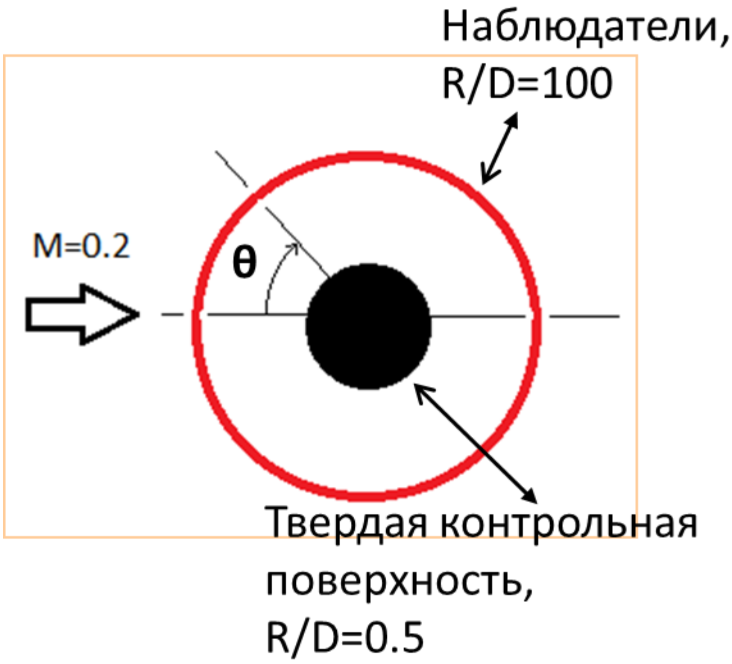


Рисунок 2.13 Схема обтекания двумерного цилиндра однородным потоком

Используется О-сетка с неравномерным распределением узлов (Рисунок 2.14). Вся сетка делится на две области: область радиуса R_1=1D и область радиуса R_2=100D. Сетка имеет минимальный шаг в радиальном направлении во внутренней области равный 0.005D, а во внешней – 0.2D. Узлы в радиальном направлении распределяются по экспоненциальному закону, при этом отношение соседних шагов не превышает 1.04 во внутренней области и 1.09 во внешней. В окружном направлении сетка равномерная, шаг сетки $\Delta\theta=0.72°$. Общее количество узлов 871×503. Шаг по времени составляет 1% от периода колебаний коэффициента подъемной силы (или 1/20 конвективного времени $T=D/U_\infty$).

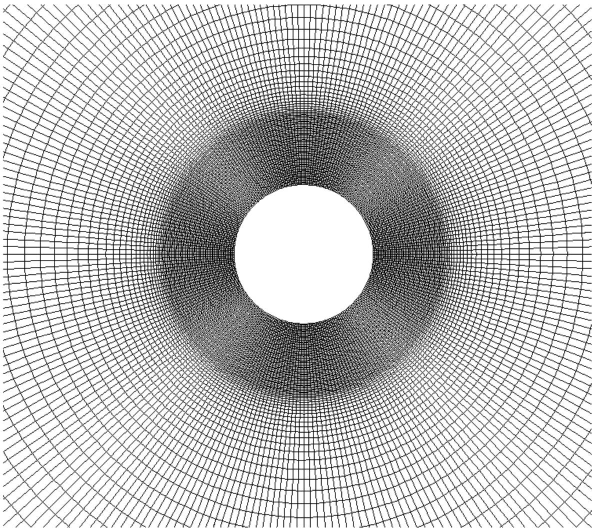


Рисунок 2.14 Фрагмент используемой сетки

В рамках несжимаемой постановки задачи на входной границе задается скорость, давление экстраполируется изнутри области, на выходной границе задается давление, а скорость экстраполируется. В рамках сжимаемой постановки на внешней границе используются характеристические условия. Поверхность цилиндра считается теплоизолированной.

2.2.2. Результаты расчетов

Дорожка Кармана, представленная нестационарными полями завихренности (Рисунок 2.15), почти идентична для сжимаемой и несжимаемой постановок задачи.

Поля производной давления по времени (Рисунок 2.16) свидетельствуют о том, что акустические возмущения являются окружностями, центр которых смещается вниз по потоку.

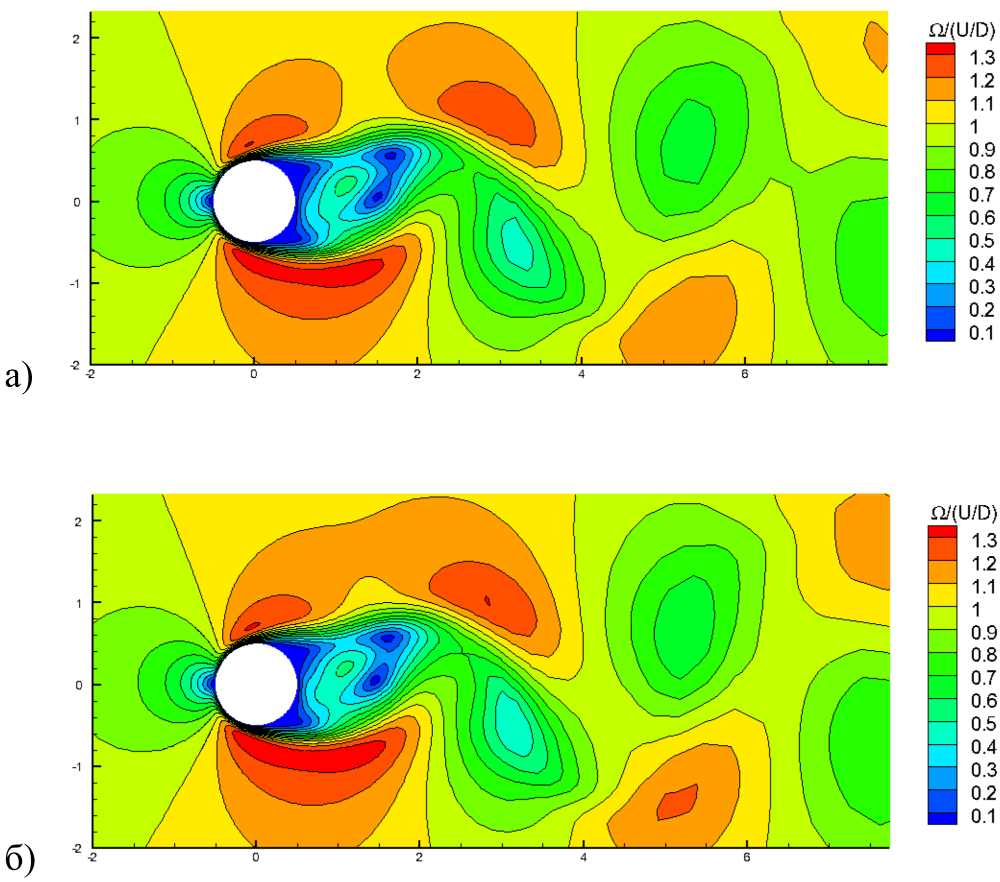


Рисунок 2.15 Поля завихренности а) несжимаемое течение б) сжимаемое течение

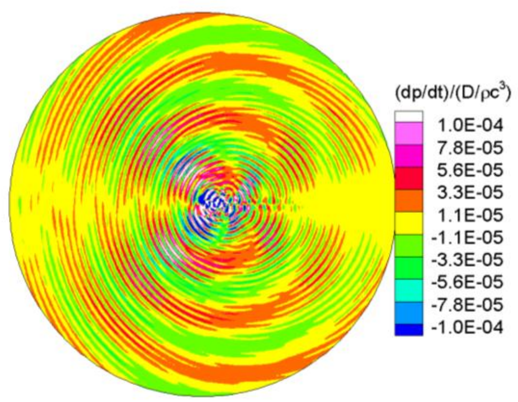


Рисунок 2.16 Поле производной давления по времени для сжимаемого течения

Из радиального распределения давления (Рисунок 2.17) видно качественное различие сжимаемого и несжимаемого течений. Для последнего характерно монотонное убывание давления, без периодических колебаний, наблюдаемых в сжимаемом течении. Причина такого различного поведения, как уже говорилось ранее, заключается в том, что в несжимаемом течении волны распространяются с бесконечно большой скоростью.

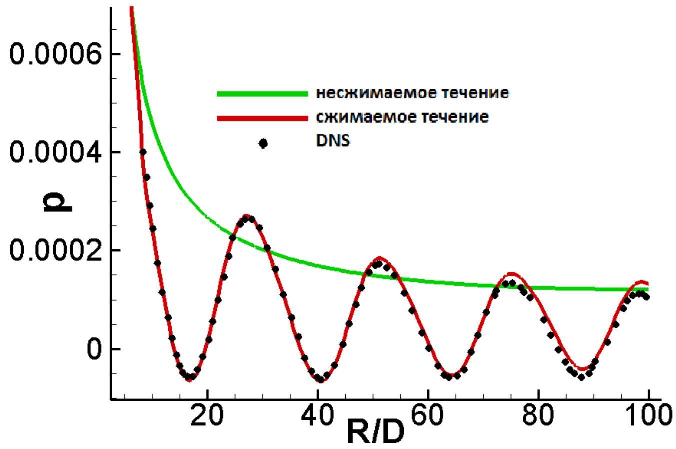


Рисунок 2.17 Мгновенное радиальное распределение давления

Такое поведение подтверждает неправомерность использования проницаемых контрольных поверхностей для метода ФВХ совместно с несжимаемым расчетом основного течения.

Отметим, что распределение давления для сжимаемого течения хорошо согласуется с результатами DNS расчета (Рисунок 2.17), незначительное различие наблюдается только при удалении от поверхности цилиндра на расстояние R/D>50. Причины этого, вероятно, заключаются в том, что используемая сетка в этой области является недостаточной, или влияет частичное отражение волн от границ расчетной области.

Сопоставление временной эволюции коэффициентов подъемной силы и сопротивления (Рисунок 2.18) также говорит о хорошем совпадении результатов FLUENT с данными статьи [28]. Это позволяет надеяться на качественный расчет шума методом ФВХ с твердыми контрольными поверхностями в рамках несжимаемой постановки задачи.

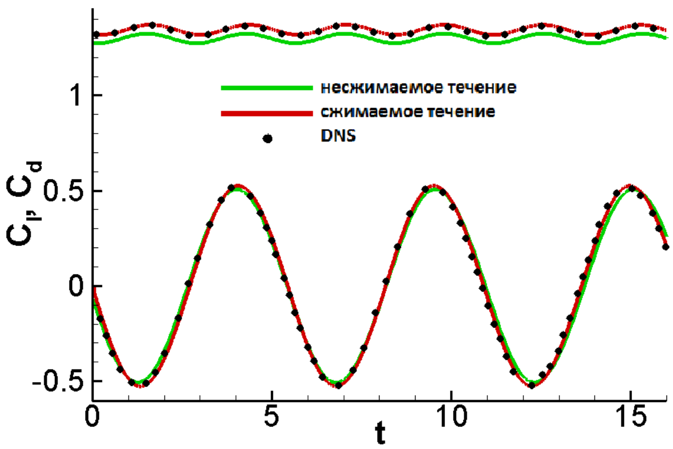


Рисунок 2.18 Изменение коэффициента подъемной силы и коэффициента сопротивления во времени

Поскольку обтекание цилиндра носит периодический характер, генерируемый им шум является тоновым. Акустические спектры в точках наблюдателя для значения углов θ=50°, 90°, 120° (Рисунок 2.19, Рисунок 2.20) имеют выраженный пик с частотой, соответствующей значению числа Струхаля St=0.18 [28], причем эта частота одинакова для сжимаемой и несжимаемой постановок задачи. Величина пика также хорошо согласуется для двух постановок. Различие, особенно заметное на низких частотах, несущественно, поскольку уровень шума на этих частотах на десятки децибел ниже пикового (пренебрежимо мал).

Также на представленных спектрах хорошо заметны пики на частотах, кратных основной частоте. Особенно выражены экстремумы на частотах, кратных 2, 3, 10 и 12 основного тона. Различие в амплитуде этих частот существенно больше, чем для основного тона.

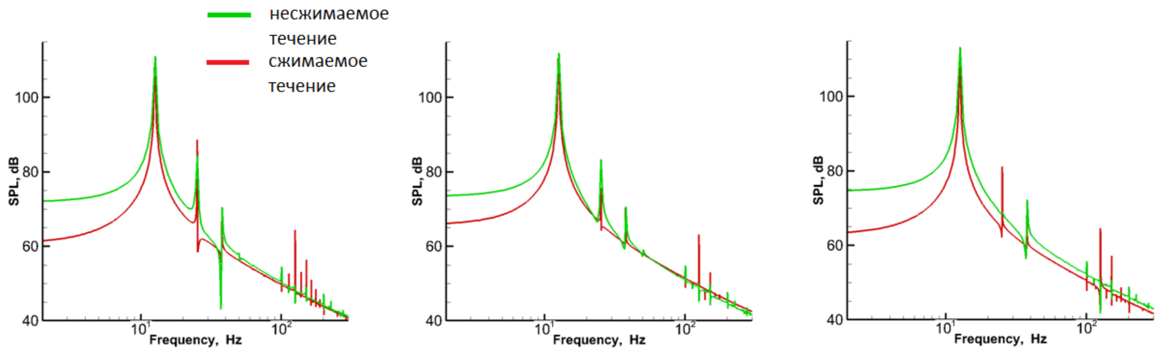


Рисунок 2.19 Спектры давления в точках наблюдателя для θ=50°, 90°, 120°.

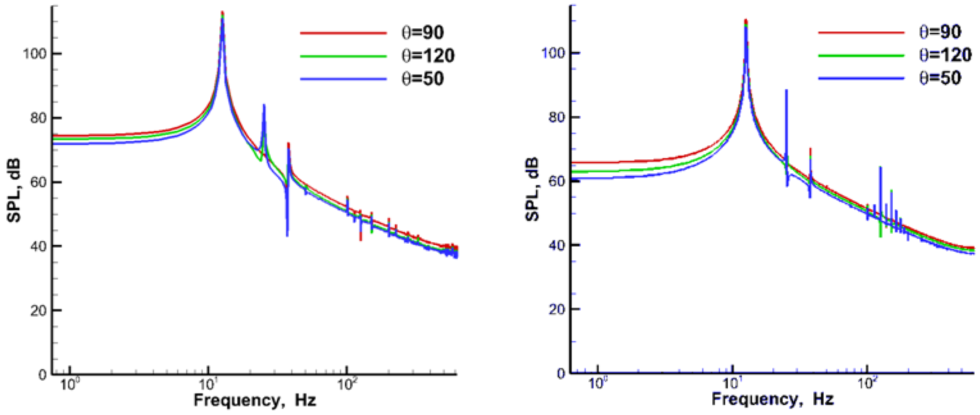


Рисунок 2.20 Спектры давления в точках наблюдателя для а) несжимаемой б) сжимаемой модели

Полярная диаграмма OASPL (Рисунок 2.21) свидетельствует о том, что разница между сжимаемой и несжимаемой постановкой не превосходит 1,5дБ. Видно, что результаты, полученные с использованием сжимаемой постановки существенно лучше соответствуют DNS [28], в этом случае разница не превышает 0.52 дБ (Таблица 1)

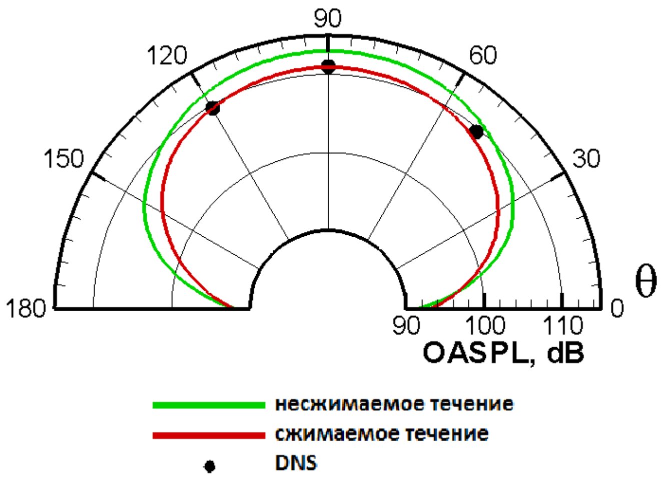


Рисунок 2.21 OASPL в точках наблюдателя на окружности R=100м.

Таблица 1. OASPL в точках наблюдателя

Θ,°	**OASPL, дБ** **DNS**	**OASPL, дБ** **Сжимаемое течение**
50	109.48	109.15
90	111	110.84
120	109.58	109.06

Таким образом, хотя использование несжимаемой постановки задачи приводит к менее точному результату, погрешность является довольно низкой и составляет 1.5дБ при числе Маха M=0.2. Конечно, этот результат не является универсальным и зависит от типа рассматриваемого течения, но он обосновывает применимость несжимаемой постановки задачи для расчета шума при обтекании плохообтекаемых тел.

2.3. Задача о расчете шума генерируемого квадратным цилиндром

Эта задача была выбрана для проверки вывода о применимости несжимаемой постановки задачи для расчета шума плохообтекаемых тел, сделанного в разделе 2.2 на основе решения задачи о ламинарном обтекании круглого цилиндра.

2.3.1. Постановка задачи

Рассматривается задача об обтекании квадратного цилиндра однородным потоком с числом Рейнольдса, построенным по скорости набегающего потока, U_∞, длине стороны цилиндра, D, и кинематической вязкости на бесконечности, $\nu_{\infty,}$ $Re=U_\infty D/\nu_\infty=3\cdot10^5$.

Рассчитывается как несжимаемое течение, так и сжимаемое с числом Маха, построенным по скорости набегающего потока, $U_{\infty,}$ и скорости звука на бесконечности, $c_{\infty,}$ $M=U_\infty/c_\infty=0.115$.

Данная задача уже была решена с использованием хорошо зарекомендовавшего себя при решении подобных задач НТС-кода [29], именно это решение используется для сравнения.

Расчетная область представляет собой параллелепипед 26Dx26Dx1.7D (D = 0.3м - сторона цилиндра). Наблюдатели располагаются на окружности радиуса R/D=3.3, с центром (0,0,0), а контрольная поверхность метода ФВХ совпадает с поверхностью самого цилиндра (Рисунок 2.22).

Расчетная сетка (Рисунок 2.23) состоит из четырехугольных ячеек, ее размер составляет 2.5 миллиона узлов. Сетка сгущена к стенкам с коэффициентом сгущения 1.15, а размер пристенного шага выбран таким образом, чтобы обеспечивать значение $y^+<1$.

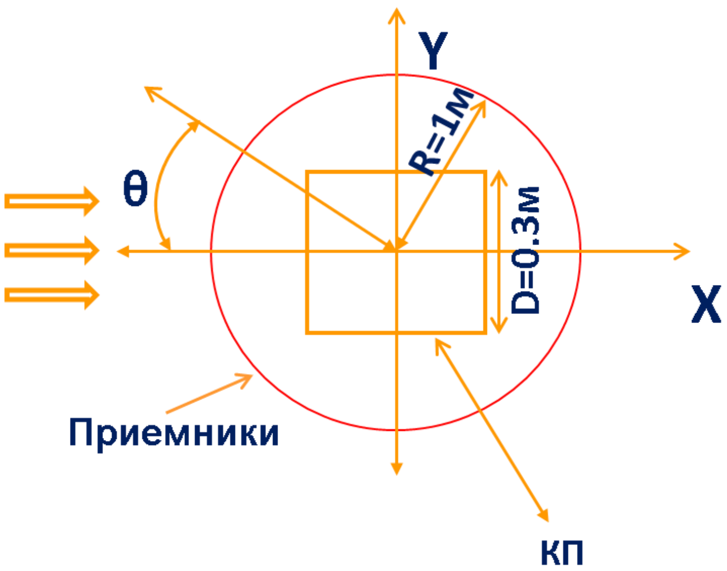


Рисунок 2.22 Схема расчетной области

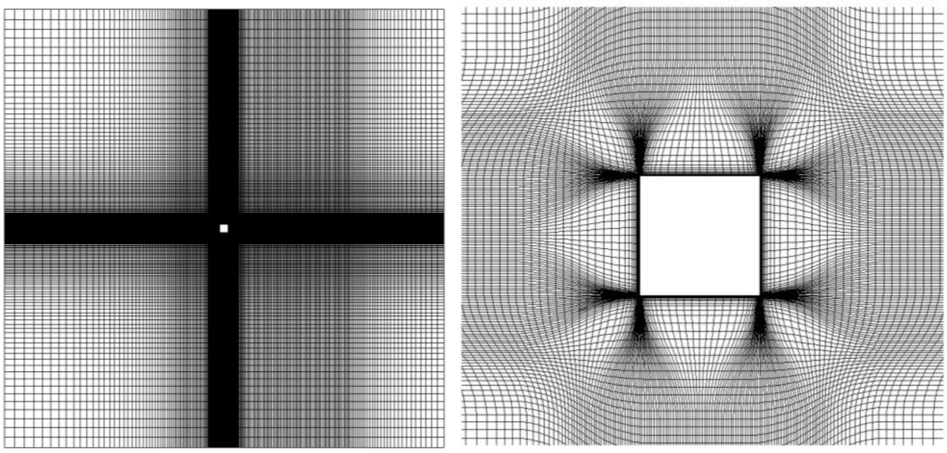


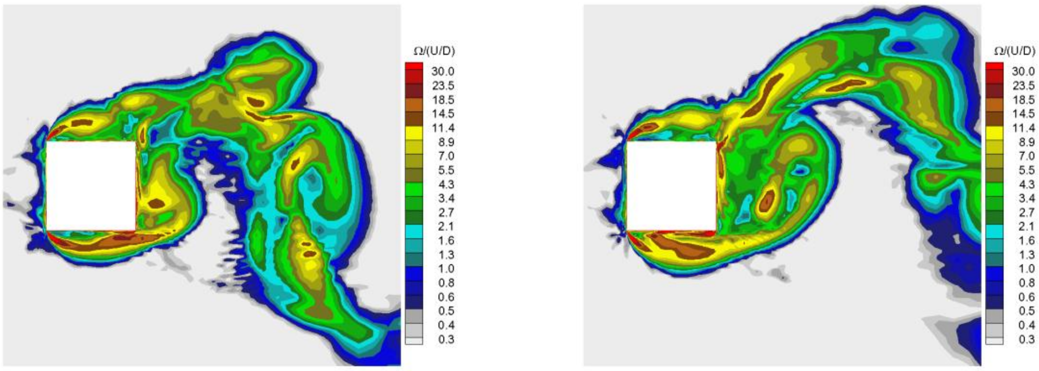
Рисунок 2.23 Фрагмент используемой сетки

Для несжимаемого течения на входе задается скорость и турбулентные характеристики, давление экстраполируется изнутри области, на выходе задается давление, скорость и турбулентные характеристики экстраполируются. Для сжимаемого течения на всех свободных внешних границах задаются характеристические условия, а поверхность цилиндра считается теплоизолированной. По поперечной координате используются периодические граничные условия.

Задача решается в рамках гибридного RANS/LES подхода IDDES [35], являющегося развитием метода DDES [16], позволяющим рассчитывать как течения с обширными зонами отрыва, так и пристенные пограничные слои.

2.3.2. Результаты расчетов

Поскольку квадратный цилиндр является плохо обтекаемым телом, в следе за ним возникает дорожка Кармана (Рисунок 2.24). Однако, в отличие от ламинарного обтекания круглого цилиндра, рассмотренного в разделе 2.2, благодаря турбулентному характеру течения мгновенные поля для сжимаемого и несжимаемого течения не являются идентичными. Видно, что с передних углов цилиндра происходит отрыв, возникает слой смешения, который вниз по потоку теряет устойчивость и турбулизуется.



б)

Рисунок 2.24 Поле завихренности а)несжимаемое течение б)сжимаемое течение

Распределения коэффициента давления и среднеквадратичных пульсаций давления на стенке (Рисунок 2.25) мало различаются для обеих постановок задач и хорошо согласуются с решением, полученным с использованием НТС-кода. Некоторое различие в решении наблюдается в донной области за цилиндром (этому соответствуют значения углов $130° < \theta < 230°$). Причиной такого различия может служить более детально разрешение турбулентных структур НТС-кодом за счет использования схем более высокого порядка.

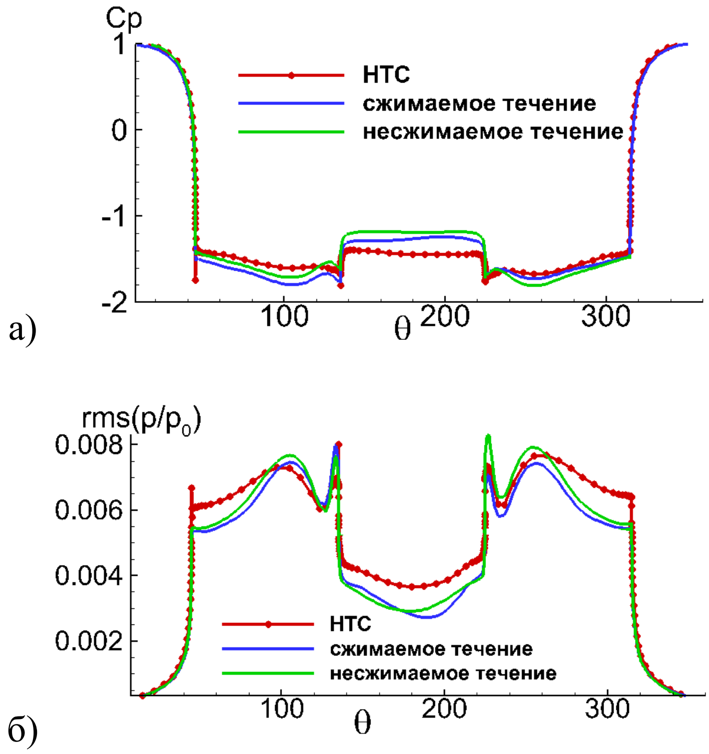


Рисунок 2.25 Распределение гидродинамических величин на стенке
а) коэффициент давления б) среднеквадратичные пульсации давления

Спектры, полученные в рамках сжимаемой и несжимаемой постановок задачи, практически одинаковы, небольшое различие наблюдается лишь в низкочастотной части спектра (Рисунок 2.26). В частности, совпадает положение и значение максимума при числе Струхаля St=0.4.

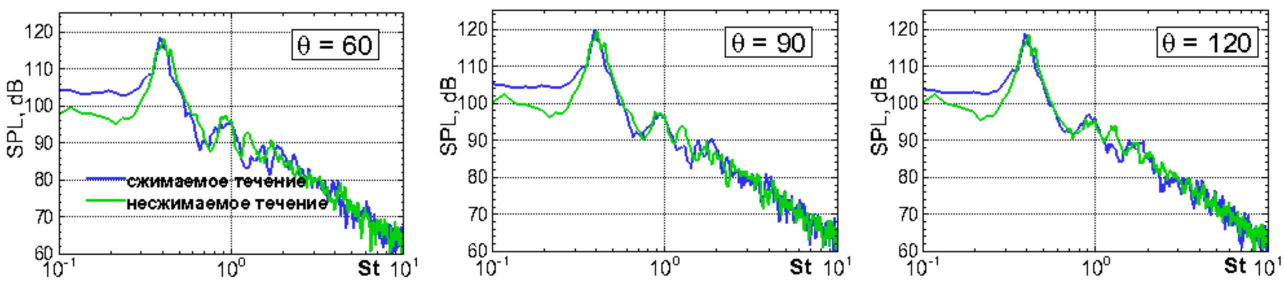


Рисунок 2.26 Сравнение акустических спектров, полученных во FLUENT для сжимаемого и несжимаемого течений для трех положений наблюдателя

Сравнение с результатами НТС-кода (Рисунок 2.27) свидетельствует о хорошем согласовании как положения и значения максимума, так и спектров при числах Струхаля St>0.4. Различие в низкочастотной части спектра, скорее всего, обусловлено недостаточной эффективностью неотражающих граничных условий во FLUENT. Стоит отметить, что в НТС-коде для предотвращения отражения волн от границ расчетной области реализованы «поглощающие» слои. Идея этого метода состоит во взвешивании решения, получаемого на каждом шаге по времени, с известным стационарным полем. Видимо, для более точного описания низкочастотной составляющей шума во FLUENTе необходимо реализовать «поглощающие» слои.

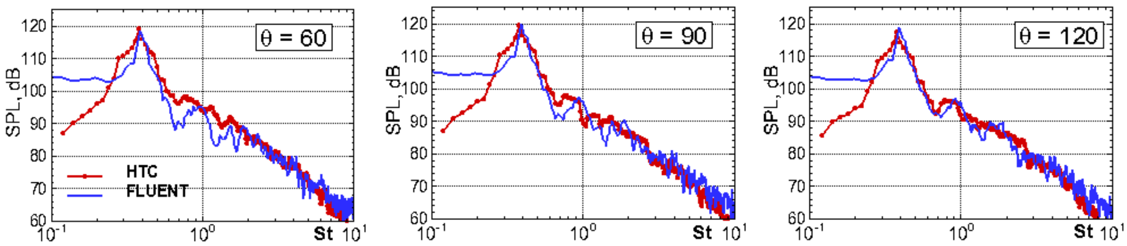


Рисунок 2.27 Сравнение акустических спектров, полученных во FLUENT, для сжимаемого течения при использовании твердой и проницаемой контрольной поверхностей, с результатами НТС-кода для трех положений наблюдателя

В целом, результаты расчета данной задачи свидетельствуют о применимости несжимаемой постановки для расчета шума при турбулентном обтекании плохообтекаемых тел

2.4. Задача о расчете шума при обтекании крылового профиля NACA0012

Целью расчета данной задачи была проверка применимости FLUENT для расчета шума от задней кромки при безотрывном обтекании крыловых профилей.

2.4.1. Постановка задачи

Как уже отмечалось во введении, расчет шума при обтекании крыловых профилей является актуальной задачей. Существует большое количество работ, как экспериментальных (см., например, [36]), так и расчетных ([31], [21], [37]), которые освещают данную проблему. Однако, в большинстве случаев рассматривается обтекание крыловых профилей под большими углами атаки, в этом случае задача сводится к расчету шума от плохообтекаемых тел. При малых углах атаки значительный интерес представляет шум, создаваемый при взаимодействии турбулентных пограничных слоев за задней кромкой профиля (подробнее описание различных механизмов генерации шума дано в [36]).

В настоящей работе рассматривается задача об обтекании крылового профиля NACA 0012 под нулевым углом атаки при условиях, соответствующих условиям эксперимента [37]. Число Рейнольдса, построенное по скорости набегающего потока, U_∞, хорде крылового профиля, C, и кинематической вязкости на бесконечности, ν_∞, составляет $Re=U_\infty C/\nu_\infty=1.5\cdot 10^6$. Расчет проводился в несжимаемой и в сжимаемой постановках, в последнем случае число Маха, построенное по скорости набегающего потока, U_∞, и скорости звука на бесконечности, c_∞, равно $M=U_\infty/c_\infty=0.1664$.

Решение подобной задачи в рамках LES с моделированием ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое требует огромных вычислительных ресурсов, недоступных в настоящее время. Одним из возможных путей сокращения вычислительных затрат является применение комбинированного RANS-LES расчета [38], в рамках которого в большей части расчетной области осуществляется RANS расчет, предъявляющий менее жесткие требования к используемым сеткам, а LES расчет проводится только в ограниченной малой области, включающей окрестность задней кромки. Именно этот подход использовался в настоящей работе.

Схема расчетной области (Рисунок 2.28) типична для комбинированных RANS-LES расчетов. (Здесь $\delta_{ПС}$ – толщина пограничного слоя вблизи RANS-LES интерфейса). Радиус расчетной области составляет примерно 25 длин хорды крылового профиля. Толщина расчетной области в направлении поперек течения 5% хорды, что равняется трём толщинам пограничного слоя $\delta_{ПС}$ на интерфейсе.

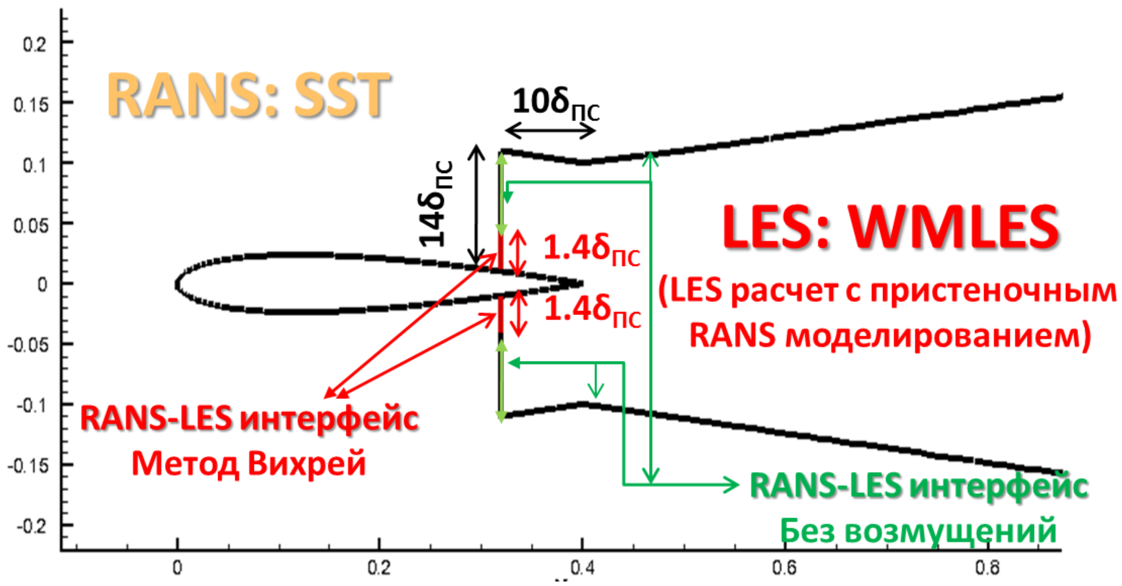


Рисунок 2.28 Схема расчетной области

Сетка (Рисунок 2.29, красным цветом обозначена LES область, синим – RANS) размером $4{\cdot}10^6$ ячеек состоит из шестигранников вокруг крылового профиля и шестигранников и призм в свободном потоке. В LES области в окрестности задней кромки сетка является равномерной как по направлению потока (Δ=0.1$\cdot\delta_{ПС}$), так и поперек течения (Δ=0.05$\cdot\delta_{ПС}$). Шаг сетки по нормали к стенке обеспечивает выполение условия y^{+}<1, а коэффициент сгущения составляет 1.15. В RANS области шаг сетки поперек течения составляет Δ=0.5$\cdot\delta_{ПС}$.

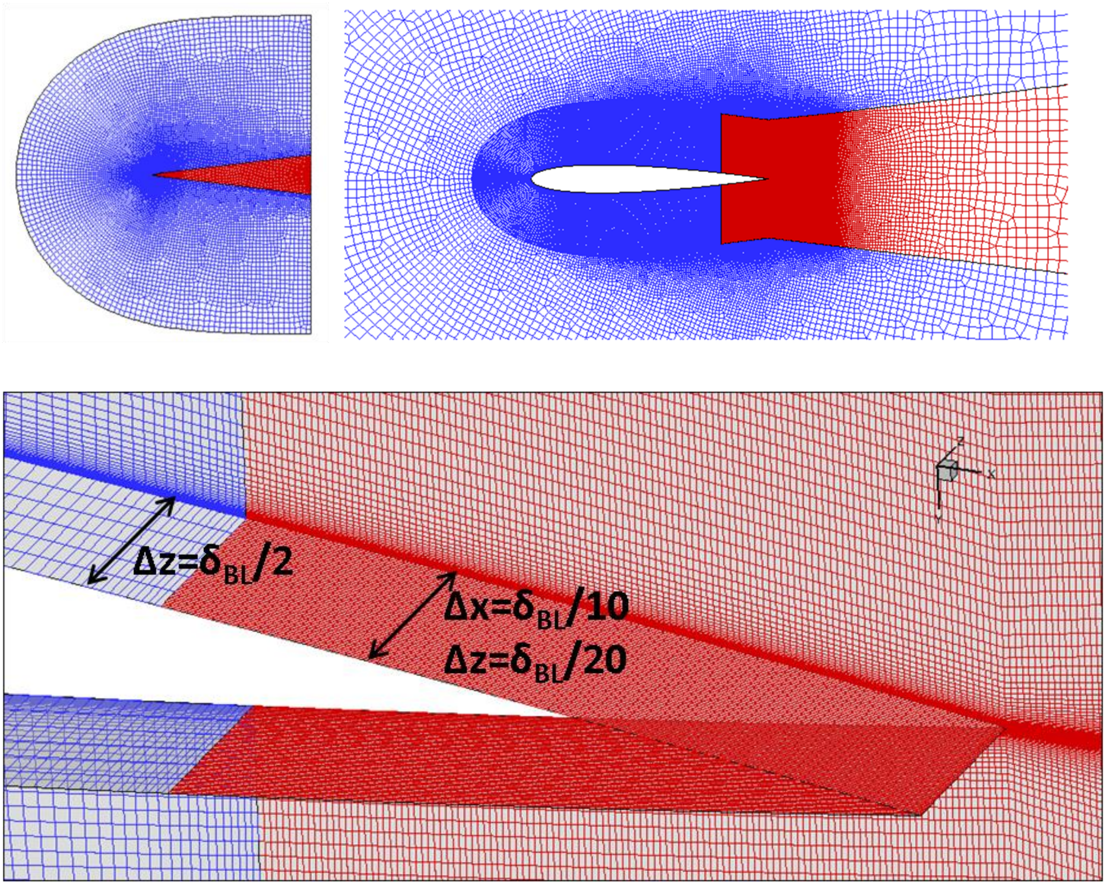


Рисунок 2.29 Используемая сетка

Для несжимаемого течения на входе задается скорость и турбулентные характеристики, давление экстраполируется изнутри области, на выходе задается давление, скорость и турбулентные характеристики экстраполируются. Для сжимаемого течения на всех свободных внешних границах задаются характеристические условия, а поверхность профиля считается теплоизолированной. По поперечной координате используются периодические граничные условия.

При использовании комбинированного RANS/LES расчета крайне сложной задачей является создание разрешенных турбулентных структур в присоединенных пограничных слоях. Методы, использующиеся для этого, сами являются источниками шума, причем его интенсивность может многократно превышать интенсивность шума от задней кромки. В настоящей работе на RANS-LES интерфейсе на участке высотой $1{,}4\cdot\delta_{ПС}$ используется метод вихрей (МВ, в англоязычной литературе Vortex Method) [12].

В RANS зоне для моделирования турбулентности используется k-ω SST модель Ментера [15]. В LES зоне в качестве подсеточной модели используется алгебраическая WMLES модель [23], представляющая собой модель Прандтля с пристенным демпфированием во внутренней части пограничного слоя и моделью Смагоринского во внешней.

2.4.2. Результаты расчетов

Анализ коэффициентов трения и давления для двух вариантов течения (Рисунок 2.30) показывает, что сжимаемый и несжимаемый расчеты дают одинаковые распределения этих величин на поверхности профиля. Видно, что коэффициент трения резко падает вниз по потоку от RANS/LES интерфейса, что свидетельствует о недостаточно качественном воспроизведении турбулентных пульсаций Методом Вихрей. При этом коэффициент давления на поверхности крылового профиля хорошо согласуется с экспериментом.

Профили средней скорости, напряжений Рейнольдса и разрешенной кинетической энергии в следе вблизи задней кромки (Рисунок 2.31) также близки для сжимаемого и несжимаемого расчета.

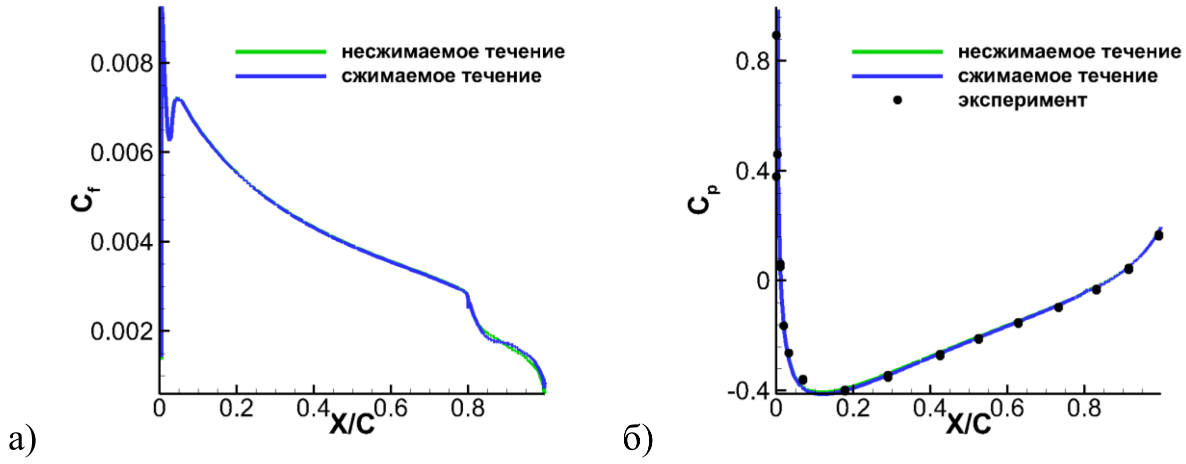


Рисунок 2.30 Распределение гидродинамических величин по поверхности крылового профиля для расчета несжимаемого течения в полной области а) коэффициент трения б) коэффициент давления

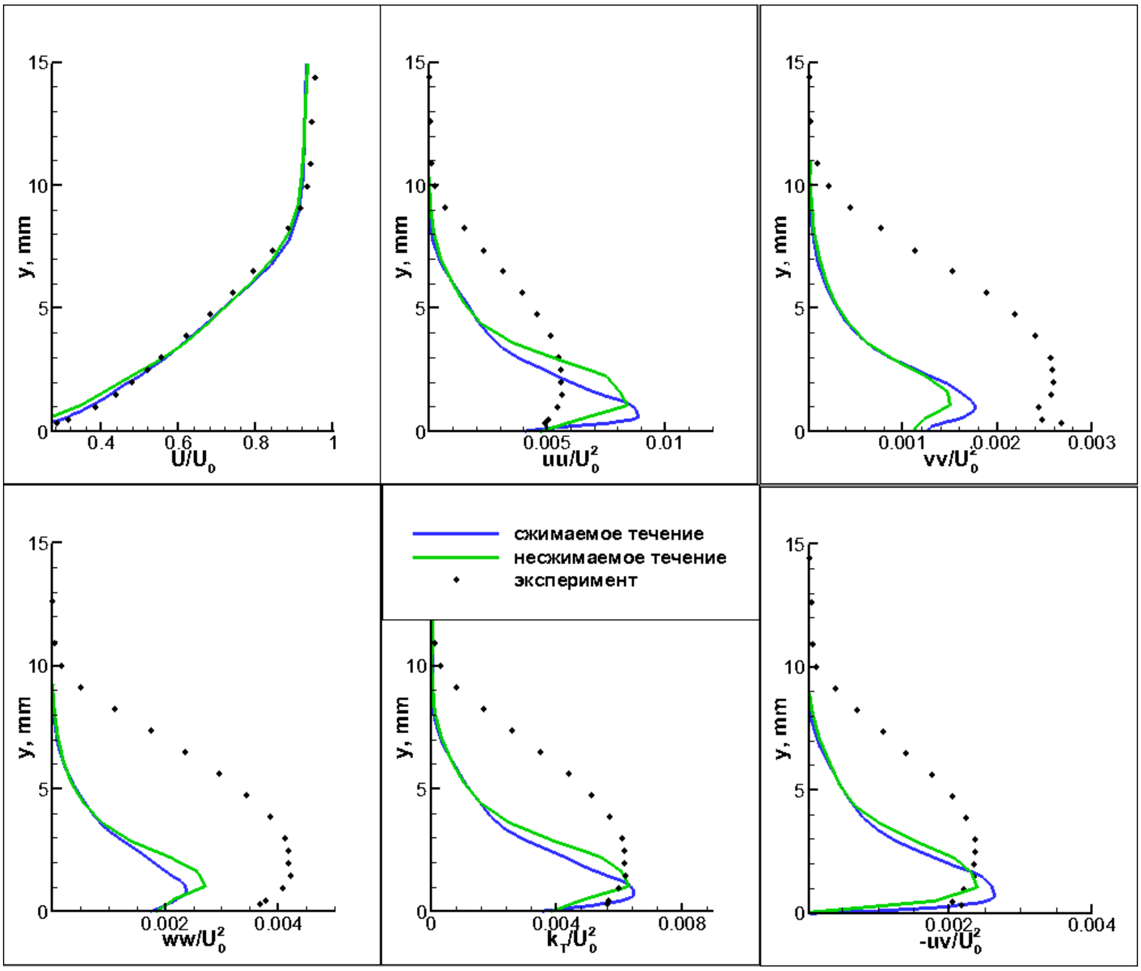


Рисунок 2.31 Профили гидродинамических величин x/c=1.0038: средняя скорость, напряжения Рейнольдса, разрешенная кинетическая энергия

Профиль осредненной по времени скорости хорошо согласуется с экспериментальными данными. Что касается кинетической энергии турбулентности и Рейнольдсовых напряжений, совпадение с экспериментом гораздо хуже. Хотя максимум разрешенной кинетической энергии k_T и касательной компоненты Рейнольдсовых напряжений uv практически совпадает с экспериментальными значениями, положение экстремума для всех представленных величин располагается ниже экспериментального. Кроме того, максимальное значение нормальной компоненты напряжений Рейнольдса uu переоценено, тогда как для остальных нормальных компонент оно занижено. Причины такого рассогласования, видимо, кроются в недостатках MB.

Структура турбулентности вниз по потоку от RANS/LES интерфейса, представленная на полях завихренности (Рисунок 2.32), одинакова для сжимаемого и несжимаемого течений.

Поле производной давления по времени (Рисунок 2.33) свидетельствует об отсутствии акустических волн при расчете в рамках несжимаемой жидкости. В сжимаемом расчете наблюдается распространение волн, однако их источником является RANS-LES интерфейс, а не окрестность задней кромки профиля (см., например, [7]). Такой сильный источник ложного шума, к сожалению, делает практически невозможным определение шума от окрестности задней кромки профиля.

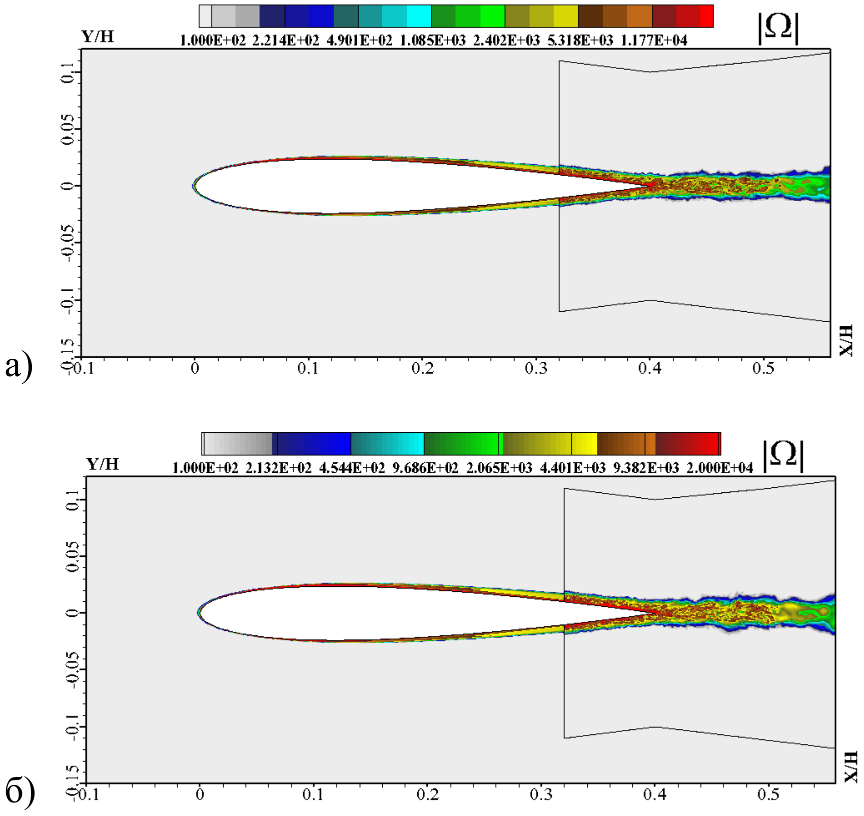


Рисунок 2.32 Поле завихренности а) несжимаемое течение б) сжимаемое течение

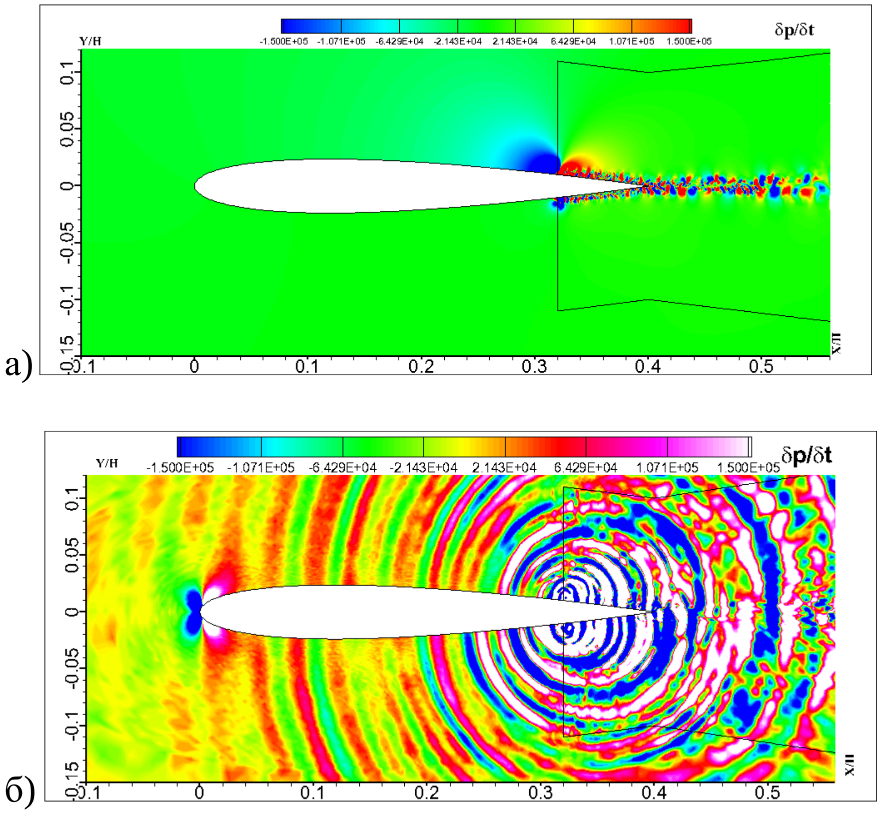


Рисунок 2.33 Поле производной от давления по времени а) несжимаемое течение б) сжимаемое течение

Распределение среднеквадратичных пульсаций давления по поверхности крылового профиля (Рисунок 2.34) имеет ярко выраженный максимум в окрестности интерфейса при X/C=0.8. Это также свидетельствует о том, что RANS/LES интерфейс с МВ является источником ложного дополнительного шума, причем в сжимаемом случае этот источник больше.

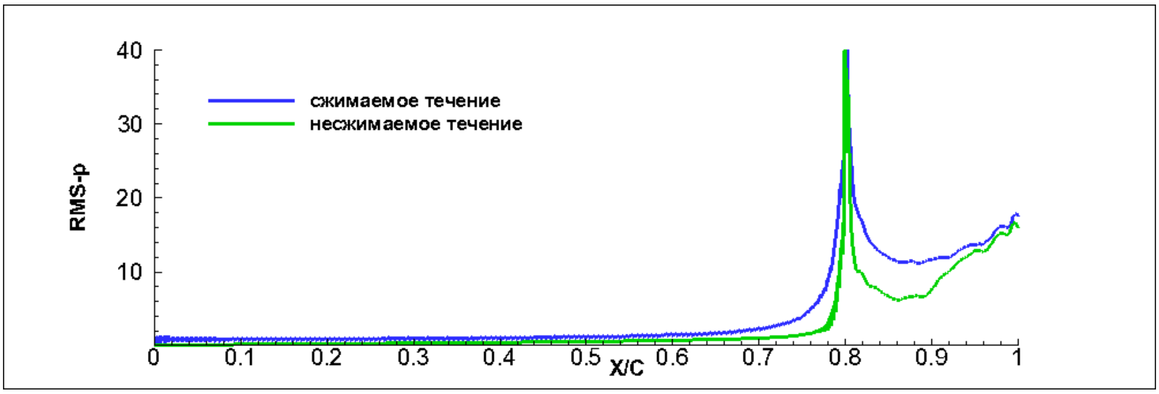


Рисунок 2.34 Распределение среднеквадратичных пульсаций давления по поверхности профиля

Для более детального анализа интерфейса рассмотрим спектры давления на поверхности между положением интерфейса и задней кромкой с шагом d/c=0.05 (Рисунок 2.35).

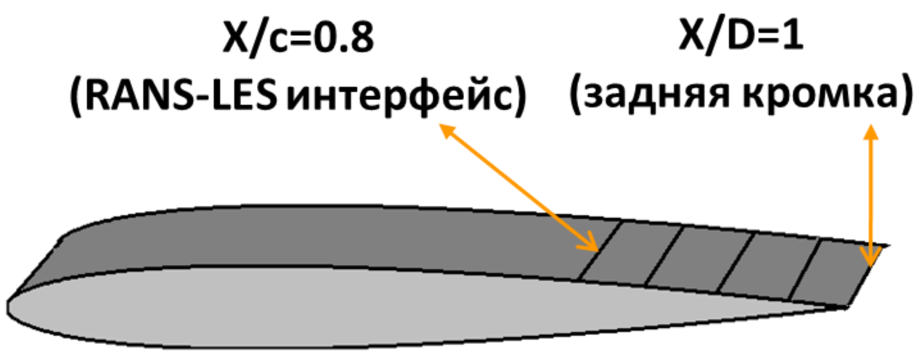
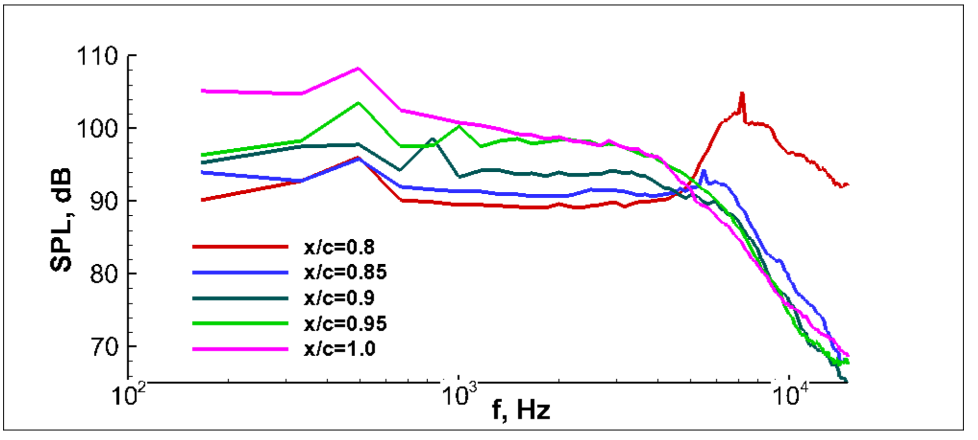


Рисунок 2.35 Схема линий, на которых получены акустические спектры

В несжимаемом случае спектр, построенный на линии интерфейса, имеет максимум на частоте f ≈ 6.5 кГц (Рисунок 2.36), при удалении от интерфейса максимум становится менее выраженным и далее пропадает совсем. Очевидно, что этот максимум связан с методом вихрей и является ложным. Видно, что затронуты частоты начиная с f*>5кГц, таким образом, шум от задней кромки может быть описан только при частотах f<5кГц.

В сжимаемом случае спектр, построенный на линии интерфейса, располагается выше остальных. Метод вихрей, по-видимому, затрагивает все частоты. Для сжимаемой постановки данный метод оказывается непригодным.

а) 

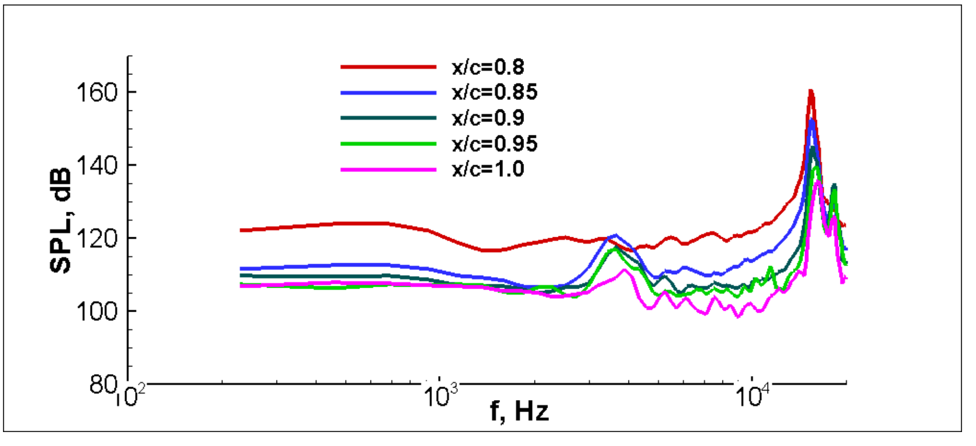
б) 

Рисунок 2.36 Спектры на поверхности крыла в различных сечениях

а)несжимаемое течение б) сжимаемое течение

Сравнение характеристик шума в точке наблюдателя с экспериментальными данными (Рисунок 2.37) свидетельствует о качественно правильном поведении шума в несжимаемом расчете при f<5кГц, количественное различие составляет около 6 дБ. На более высоких частотах ясно виден шум, производимый методом вихрей.

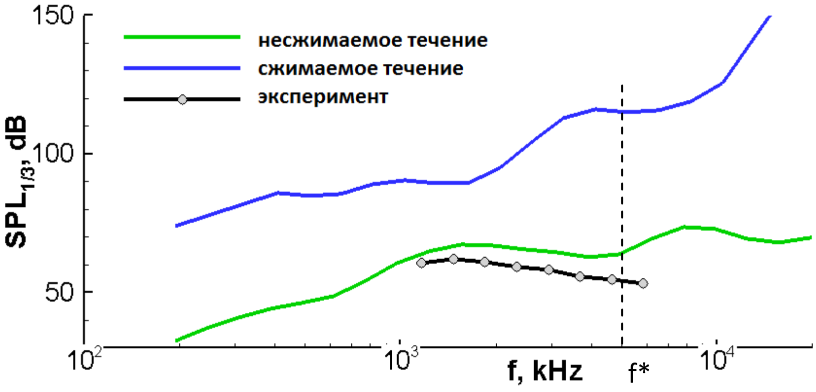


Рисунок 2.37 Третьоктавный спектр в точке положения наблюдателя

При расчете в рамках сжимаемого газа поведение спектра совершенно неправильное.

Таким образом, шум от задней кромки полностью маскируется ложным шумом, вызванным применением MB на RANS/LES интерфейсе. Для успешного решения подобных задач необходимо использовать методы генерации турбулентности, которые не оказывают существенного влияния на акустические характеристики.

Заключение

В работе проведена оценка возможностей коммерческого пакета общего назначения FLUENT для расчета шума методом ФВХ.

Показано, что FLUENT позволяет получить решение с высокой степенью точности, как на этапе гидродинамического расчета, так и при расчете акустических характеристик. Предоставляемый FLUENT акустический постпроцессор, базирующийся на интегральном методе Фокса Вильямса и Хокингса, работает корректно в случае ненулевого внешнего потока.

Расчет шума при обтекании плохообтекаемых тел (как ламинарном, так и турбулентном) при умеренных числах Маха может проводиться с использованием несжимаемой постановки задачи на этапе газодинамического расчета.

Для более точного описания низкочастотного шума необходимо использование «поглощающих слоев».

Метод Вихрей для создания турбулентности на RANS/LES интерфейсе непригоден при решении задач аэроакустики в рамках комбинированного RANS/LES подхода. Необходимо использовать другие методы задания турбулентного контента, которые не будут источником ложного шума.

Список литературы

1 Стретт Дж. В. (лорд Рэлей) Теория звука. М.: ГИТТЛ, 1955, Т.1., стр. 503.

2 Гутин Л.Я. О звуковом поле вращающегося винта. ЖТФ, №5, 1936, стр. 899—906.

3 Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды, Наука, 1981, стр. 208.

4 Lighthill M.J. 1952. On sound generated aerodynamically: I. General theory. Proceedings of Royal Society. Vol. A211, 1952, p. 564-587.

5 Lighthill M.J. 1952. On sound generated aerodynamically: II. Turbulence as a Source of Sound. Proceedings of Royal Society. Vol. A222, 1954, p. 1-32.

6 Garrison L.A., Lyrintzis A. S., Blaisdell Purdue G. A.. RANS-Based Noise Predictions of Jets with Internal Forced Mixers. Purdue University, West Lafayette, IN, 47907

7 Verhoeven O. Trailing Edge Noise Simulations using IDDES in OpenFOAM, Delft University of Technology, Master of Science Thesis, 2011

8 F. Farassat and M. K. Myers. Extension of Kirchho®s Formula to Radiation from Moving Surfaces. Journal of Sound and Vibration, 123(3), 1988, p.451-460.

9 Ffowcs Williams J.E., Hawkings D.L. Sound Generated by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. Philosophical Transactions of the Royal Society. Vol. A264, numb. 1151, 1961, p.321-342.

10 K.S. Brentner, F.Farassat. Analitical Comparision of the Acoustics Analogy and Kirchhoff Formulations for Moving Surfaces. AIAA Journal. Vol. 36, numb.8, 1998

11 Paliath U., Morris P.J. Prediction of noise from jets with different nozzle geometries. AIAA paper 2004-3026, May 2004

12 F. Mathey. Aerodynamic noise simulation of the flow past an airfoil trailing-edge using a hybrid zonal RANS-LES. Computers & Fluids, numb. 37, 2008, p. 836-843

13 А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, М.Л. Шур. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений. С-Пб, Изд. Политехнического Ун-та, 2012, стр.88

14 Л. Г. Лойцянский. МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА. М., Дрофа, 2003, стр. 840

15 F. R. Menter. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal, 32(8), 1994, p.1598–1605.

16 P. R. Spalart, S. Deck, M. L. Shur, K. D. Squires, M. K. Strelets, and A. Travin, “A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities,” *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 20, no. 3, 2006, p. 181-195.

17 Юн А.А. Теория и практика моделирования турбулентных течений. М., 2009

18 J. Y. Murthy, W. J. Minkowycz, E. M. Sparrow, and S. R. Mathur, Survey of Numerical Methods, in Handbook of Numerical Heat Transfer, 2nd ed., W. J. Minkowycz, E. M. Sparrow, and J. Y. Murthy, Eds. 2006, p. 1-984.

19 S. R. Mathur and J. Y. Murthy, A pressure-based method for unstructured meshes, Numerical Heat Transfer, vol. 32, 1997, p. 195–215.

20 S. E. Kim, S. R. Mathur, J. Y. Murthy , and D. Choudhury, A reynolds averaged Navier-Stokes solver using unstructured mesh-based finite-volume scheme, AIAA Paper, vol. 98–0231, 1998.

21 Kim S. E., Large eddy simulation using an unstructured mesh based finite-volume solver, AIAA Paper, vol. 2004-2548, 2004.

22 Rhie C. M. and Chow W. L., Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation, AIAA Journal, vol. 21, no. 11, , 1983, p. 1525–1532.

23 FLUENT Theory Guild, 2012

24 S. Armsfield and Street R., The Fractional-Step Method for the Navier-Stokes Equations on Staggered Grids: Accuracy of Three Variations, Journal of Computational Physics, vol. 153, 1999, p. 660–665.

25 Dukowwicz J. K. and Dvinsky A. S., Approximate Factorization as a High-Order Splitting for the Implicit Incompressible Flow Equations, Journal of Computational Physics, vol. 102, 1992, p. 336–347.

26 Kefan Tang M.S. Numerical Simulation of the Flow-Induced Noise by Means of the Hybrid method by LES and Aeroacoustic Analogy. Siegen University. Dissertation, 2004.

27 F. Farassat. Derivation of Formulations 1 and 1A of Farassat. NASA/TM-2007-214853

28 O. Inoue and N. Hatakeyama. Sound Generation by a Two-Dimensional Circular Cylinder in a Uniform Flow. J. Fluid Mech., 471, 2002, p.285 – 314.

29 Strelets M.K. Detached eddy simulation of massively separated flows. AIAA Paper 2001-0879, Jan. 2001.

30 S. Moreau, D. Nealz, Y. Khalighi, M. Wang, AND G. Iaccarino. Validation of unstructured-mesh LES of the trailing-edge flow and noise of a Controlled-Di®usion airfoil. Center for Turbulence Research, Proceedings of the Summer Program, 2006.

31 By S. Moreau, J. Christophe‡ AND M. Roger. LES of the trailing-edge flow and noise of a NACA0012 airfoil near stall. Center for Turbulence Research. Proceedings of the Summer Program, 2008.

32 M.Wang, S.Moreau, G.Iaccarino and M.Roger. LES prediction of pressure fluctuation on low speed airfoil. Center for Turbulence Research. Annual Reseach Brief, 2004.

33 Y. Addad & R. Prosser & D. Laurence & S. Moreau & F. Mendonca. On the Use of Embedded Meshes in the LES of External Flows. Flow Turbulence Combust, numb.80, 2008, p.393–403.

34 J. Christophe ∗ and J. Anthoine, S. Moreau. Trailing Edge Noise of a Controlled-Diffusion Airfoil at Moderate and High Angle of Attack. 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), 2009, Miami, FL

35 M. L. Shur, P. R. Spalart, M. K. Strelets, and A. K. Travin, “A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modeled LES capabilities,” International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 29, pp. 1638-1649, 2008.

36 Thomas F. Brooks, D. Stuart Pope, and Michael A. Marcolini. Airfoil Self-Noise and Prediction. NASA Reference Publication 1218, 1989

37 M. Kamruzzaman, Th. Lutz, W. Würz, W. Z. Shen, W. J. Zhu, M. O. L. Hansen2, F. Bertagnolio3 and H. Aa. Madsen. Validations and improvements of airfoil trailing-edge noise prediction models using detailed experimental data. WIND ENERGY, numb.15, 2012, p.45–61

38 J. Frohlich and D. Von Terzi. Hybrid LES/RANS Methods for the Simulation of Turbulent Flows. Progress in Aerospace Sciences, vol. 44, no. 5, 2008, p. 349-377.

39 Демидов Д. Исследование возможностей и точности алгоритмов расчёта аэродинамического шума на основе вихреразрешающих подходов к описанию турбулентности, предоставляемых программой FLUENT. Магистерская диссертация, 2009