

## **АНАЛИЗ RANS/ILES МЕТОДОМ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВОЗДУХОЗАБОРНИКЕ**

© 2019 г. *Д.А. Любимов*

ФГУП «Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова»  
lyubimov@ciam.ru

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-08-00271).

DOI: 10.1134/S023408791910006X

С помощью RANS/ILES метода проанализировано влияние переменной теплоемкости на особенности течения и спектры пульсаций давления для различных режимов работы модельного высокоскоростного воздухозаборника. Зависимость теплоемкости от температуры описывается полиномом четвертой степени. Дано краткое описание метода расчета и технологии вычисления теплоемкости с высоким порядком на гранях расчетных ячеек, согласованной со способом расчета параметров течения. Расчеты выполнены при температуре набегающего потока, соответствующей реальным условиям полета.

Ключевые слова: RANS/ILES, высокоскоростной воздухозаборник, помпаж, спектры пульсаций давления, переменная теплоемкость.

### **ANALYSIS BY RANS/ILES METHOD THE INFLUENCE OF VARIABLE HEAT CAPACITY ON THE CHARACTERISTICS OF PRESSURE PULSATIONS IN A HIGH-SPEED AIR INTAKE**

*D.A. Lyubimov*

Central Institute of Aviation Motors

Using the RANS/ILES method, the effect of variable heat capacity on flow characteristics and pressure pulsation spectra for various modes of operation of a model high-speed air intake was analyzed. The dependence of the heat capacity on temperature is described by a fourth-degree polynomial. A brief description of the calculation method and the technology for calculating the heat capacity with a high order on the faces of the computational cells, consistent with the method for calculating flow parameters, are given. The calculations were performed at the free-stream temperature corresponding to the actual flight conditions.

Key words: RANS/ILES, high-speed air intake, buzz, pressure pulsations spectra, variable heat capacity.

## 1. Введение

Воздухозаборник (ВЗ) высокоскоростного летательного аппарата является устройством, от которого зависит надежная работа всей силовой установки. Главная задача ВЗ – эффективное торможение потока. Оно осуществляется в системе косых скачков уплотнения, при этом на рабочем режиме течение в ВЗ должно быть близко к стационарному. Однако в случае отрыва пограничного слоя в канале ВЗ, пониженного числа Маха набегающего потока, высокого давления на выходе из ВЗ, течение в канале изолятора ВЗ становится нестационарным, сопровождающимся пульсациями давления большой интенсивности, что может привести к нарушению работы двигателя или повреждению ВЗ. Это является побудительным мотивом для активного исследования течений в высокоскоростных ВЗ на различных режимах, определения уровня пульсаций давления в канале ВЗ и их спектральных характеристик. Традиционно такие исследования проводятся экспериментально [1,2]. Анализ литературы показал, что даже при исследовании помпажных режимов основное внимание уделяется изучению зависимости от времени колебаний давления в канале ВЗ и определению их частоты. Так в [3,4] экспериментально и с помощью расчетов методом DDES исследовались помпажные режимы работы высокоскоростных ВЗ. В [5] экспериментально изучена зависимость частоты и амплитуды помпажных колебаний и их гармоник от степени дросселирования сверхзвукового ВЗ. Авторами [6] экспериментально получены спектры пульсаций давления в разных точках канала изолятора высокоскоростного ВЗ на режимах незапуска. В статье [1] в эксперименте установлена зависимость спектральной плотности мощности и частоты помпажных колебаний от степени дросселирования. В недавней работе [7] экспериментально и с помощью нестационарного метода RANS установлено влияние периодического выдува струи с внутренней стороны обечайки на течение в изоляторе ВЗ и спектральную плотность мощности пульсаций давления на выходе из изолятора.

Применение экспериментальных методов ограничивает сложность и высокую стоимость аэродинамических труб, способных создать в рабочей части высокоскоростной поток с необходимыми характеристиками. Кроме того, в эксперименте температура, как правило, ниже, чем в реальных условиях полета. В этом случае теплоемкость воздуха  $C_p$ , которая зависит от температуры, отличается от той, которая реализуется в полете. В результате в эксперименте другой, чем в полете, показатель адиабаты  $\gamma$ , и, как следствие, другие углы скачков уплотнения и интенсивность торможения потока в них. При численном моделировании можно воспроизвести реальные ре-

жимные параметры полета в том числе и по температуре, однако расчеты часто проводятся при постоянной  $C_p$ . При расчетах нестационарных режимов течения в ВЗ, осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса (RANS) не позволяют обеспечить достаточной точности расчетов и получить важные для практики параметры турбулентности, например, пульсации давления. В этом случае следует использовать подходы, в которых турбулентные вихри разрешаются явным образом. При современном уровне развития компьютеров это – методы LES (Large Eddy Simulation) или комбинированные RANS/LES методы. Вторые методы более предпочтительны, поскольку в этом случае течение в присоединенных пограничных слоях рассчитывается с помощью RANS на относительно грубых сетках, а вне их – с помощью LES. Использование RANS/LES методов позволяет проводить расчеты реалистических конфигураций при больших числах Рейнольдса. Однако применение вихреразрешающих методов требует специализированных разностных схем с низким уровнем схемной вязкости для аппроксимации конвективных членов уравнений Навье-Стокса. Наилучшими являются центрально-разностные схемы, либо противопоточные немонотонные схемы высокого порядка: они позволяют использовать явную подсеточную (SGS) модель турбулентности. Такие подходы пригодны для расчета дозвуковых течений. При расчете сверхзвуковых течений со скачками уплотнения требуются монотонные разностные схемы, которые в большинстве своем имеют высокий уровень схемной вязкости. В результате суммарный уровень вязкости – схемной и подсеточной – может оказаться слишком большим, что исказит физическую картину течения. Это заметно ограничивает круг разностных схем для расчета течений со скачками уплотнения вихреразрешающими методами.

Известны примеры расчетов высокоскоростных ВЗ комбинированными методами. В [8] при расчете сектора осесимметричного гиперзвукового ВЗ использовался метод IDDES. Расчеты проводились на сетке с  $87 \times 10^6$  ячейками. В [9] течение в модельном изоляторе гиперзвукового ВЗ исследовано с помощью RANS/LES метода. Общее число ячеек сетки составляло  $16 \times 10^6$ , из них в канале изолятора –  $3.1 \times 10^6$  ячеек. Примеры расчетов течений в высокоскоростных ВЗ с помощью вихреразрешающих методов можно найти в статьях [10-12].

Для расчета течений со скачками уплотнения с помощью LES эффективным является использование вариантов этого метода без явной подсеточной модели (Implicit LES – ILES): ее функции выполняет схемная вязкость. Подобным свойством обладает ряд нелинейных монотонных схем

высокого порядка. Существует большое количество публикаций, посвященных построению и применению ILES. Интересными являются работы [11-13], где представлены варианты RANS/ILES метода высокого разрешения, в которых для расчета параметров на гранях расчетных ячеек использованы сохраняющие монотонность (Monotonicity Preserving – MP) схемы пятого MP5 и девятого MP9 порядков из [14]. Указанный RANS/ILES метод успешно применялся для расчетов течений в высокоскоростных ВЗ на рабочих, дроссельных и помпажных режимах [10,11]. В [10] расчеты ВЗ, описанного в [3], проводились с помощью версии метода [13], переход от RANS к ILES происходил аналогично методу DES [15]. В [11] переключение от RANS к ILES осуществляется сходным образом с методом IDDES [16]. В [11] исследовано течение в модельном высокоскоростном ВЗ [2]. Расчеты проводились при постоянной теплоемкости воздуха. Получено хорошее совпадение с данными эксперимента, который проводился при  $T=102\text{K}$ .

В настоящей статье представлены результаты расчетов RANS/ILES методом течения в модельном высокоскоростном ВЗ [2] при различном дросселировании. Расчеты проводились при температуре набегающего потока  $T=217\text{K}$  при постоянной и при зависящей от температуры теплоемкости. Установлено влияние дросселирования и переменной теплоемкости на течение, уровень и спектральные свойства пульсаций давления в канале ВЗ.

## 2. Метод расчета

Для расчетов использован эффективный RANS/ILES метод, описанный в статье [11]. Основные черты следующие. Уравнения Навье-Стокса, описывающие течения сжимаемого газа, и уравнение переноса записаны в консервативной форме. Конвективные потоки на гранях расчетных ячеек в уравнениях Навье-Стокса вычислялись с помощью схемы Роу:

$$\mathbf{f}_{i+1/2} = 1/2[\mathbf{f}(\mathbf{q}_L)+\mathbf{f}(\mathbf{q}_R)] - 1/2|A|(\mathbf{q}_R - \mathbf{q}_L). \quad (1)$$

В (1)  $\mathbf{f}_{i+1/2}$ ,  $\mathbf{f}(\mathbf{q}_L)$ ,  $\mathbf{f}(\mathbf{q}_R)$  – векторы конвективных членов уравнений с левой и правой стороны грани ячейки соответственно,  $|A|$  – «модуль» матрицы Якоби. Высокое разрешение метода достигалось с помощью применения монотонной противопоточной схемы 9-го порядка MP9 [14] для вычисления параметров  $\mathbf{q}_R$  и  $\mathbf{q}_L$  на гранях ячеек. При приближении к границам расчетной области в (1) использовались разностные схемы меньших порядков с более коротким разностным шаблоном [13].

Около стенок решение находилось с помощью нестационарных уравнений RANS с моделью турбулентности [17]. Вдали от стенок использовался ILES. В этом случае турбулентная вязкость должна быть равна нулю. Это

достигается модификацией расстояния от центра рассматриваемой ячейки до стенки  $d_w$  в диссипативном члене уравнения для модели турбулентности [17]. Модифицированное расстояние  $d_{ILES}$  вычислялось следующим образом:

$$d_{ILES} = \max(d_{\Delta}, d_f). \quad (2)$$

Входящие в (2) величины определяются следующим образом:

$$d_{\Delta} = d_w \quad \text{при} \quad d_w \leq C_{\Delta} \Delta_{\max}, \quad d_{\Delta} = 10^{-6} H \quad \text{при} \quad d_w > C_{\Delta} \Delta_{\max}, \quad (3)$$

$$d_f = d_w f_d \quad \text{при} \quad f_d \geq f_{d\min}, \quad d_f = 10^{-6} H \quad \text{при} \quad f_d < f_{d\min}. \quad (4)$$

Входящая в формулы (4) функция  $f_d$  имеет такой же вид, как и в методе IDDES [16]:

$$f_d = \max(f_{dt}, f_b)(1 + f_e \Psi). \quad (5)$$

Функция  $f_{dt}$  в (5) определена следующим образом:

$$f_{dt} = \text{th}((C_{dt} r_{dt})^3). \quad (6)$$

В выражениях (3) и (6)  $C_{\Delta} = 1$ ,  $C_{dt} = 8$ . Прочие функции, входящие в формулы (3) и (6), совпадают с аналогичными в методе IDDES [16].

Для проведения расчетов с переменной теплоемкостью в описанный метод были внесены изменения. Зависимость теплоемкости от температуры в центрах расчетных ячеек аппроксимировалась полиномом четвертой степени JANAFF [18]. При использовании переменной теплоемкости  $C_p$ , и, как следствие, переменного показателя адиабаты  $\gamma$  нужно выбрать способ вычисления этих параметров на гранях расчетных ячеек по их значениям в центрах расчетных ячеек. В настоящем методе для обеспечения высокого разрешения параметры потока слева и справа от грани в (1) вычисляются с 9-м порядком с помощью сохраняющей монотонность схемы MP9 [14]. Далее необходимые для вычисления модуля матрицы Якоби параметры на грани расчетной ячейки определяются с использованием осреднения  $Ro_y$ :

$$f_{CF} = \alpha f_L + (1 - \alpha) f_R, \quad (7)$$

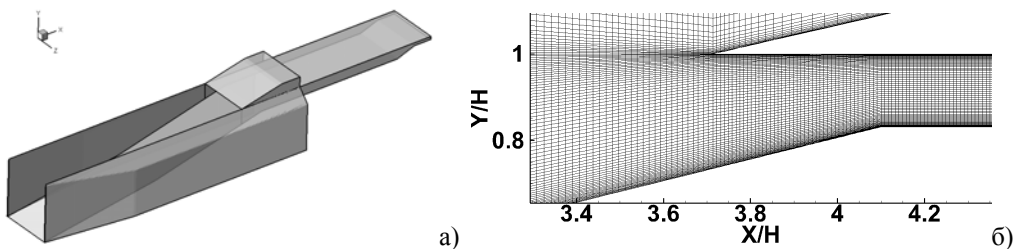
$$\alpha = \rho_L^{1/2} / (\rho_L^{1/2} + \rho_R^{1/2}). \quad (8)$$

В соотношениях (7) и (8) индексы  $L$  и  $R$  приписаны параметрам с левой и с правой стороны грани расчетной ячейки, параметры на грани обозначены индексом  $CF$ . В соотношении (7) под  $f$  подразумеваются компоненты скорости и энтальпия. В случае переменной теплоемкости она также вычисляется на грани расчетной ячейки с помощью соотношения (7) подобно тому, как

это сделано в [19]. Величины  $Cr$  слева и справа от грани расчетной ячейки определялись по значениям температуры слева и справа от грани, вычисленным с помощью схемы MP9. Затем по значению  $Cr_{CF}$  определялся показатель адиабаты  $\gamma_{CF}$ . В остальном численная реализация RANS/ILES метода не отличается от описанной в [11,13].

### 3. Геометрия ВЗ, режимные параметры и расчетная сетка

Геометрия ВЗ и режимные параметры за исключением температуры набегающего потока соответствуют приведенным в [2]. Геометрия ВЗ показана на рис.1. Торможение потока осуществлялось с помощью двух поверхностей торможения с углами  $9^\circ$  и  $14^\circ$ . Ширина ВЗ равнялась 54мм. Высота канала изолятора ВЗ составляла  $h=10$ мм. Высота входа в ВЗ:  $H=60$ мм. Далее все размеры отнесены к  $H$ . Передняя кромка обечайки располагалась на расстоянии  $3.71H$  от носика ВЗ. Изменение режима течения в ВЗ – дросселирование – достигалось с помощью уменьшения высоты канала изолятора перед его выходным сечением за счет изменения формы его нижней стенки. Это можно видеть на рис.1а. Величина дросселирования  $TR$  вычислялась по формуле:  $TR=1-S_{i,plug}/S_{isolator}$ , где  $S_{i,plug}$  – площадь выходного сечения ВЗ,  $S_{isolator}$  – площадь канала изолятора ВЗ. В расчетах величина  $TR$  менялась в диапазоне 0–0.5.



**Рис.1.** Общий вид геометрии ВЗ (а) и фрагмент расчетной сетки около входа в канал изолятора (б).

Вдоль верхней стенки канала изолятора ВЗ в эксперименте располагались датчики давления. В местах расположения датчиков, которые в [2] обозначены как СН4 ( $X/H=4.41$ ), СН7 ( $X/H=5.58$ ) и СН10 ( $X/H=6.55$ ), при описании результатов расчетов будут приведены 1/3-октавные спектры пульсаций давления. В расчете и в эксперименте [2] параметры набегающего потока равнялись: полное давление = 1.27МПа, статическое давление  $p_{inf}=891$ Па. Статическое давление на выходе из изолятора независимо от степени дросселирования было 50КПа. В расчетах статическая температура набегающего потока составляла 217К, в эксперименте – 102К. Числа Рейнольдса, вычис-

ленные по параметрам набегающего потока и высоте  $H$ , составляли в расчете и в эксперименте  $2.1 \times 10^5$  и  $3.12 \times 10^5$  соответственно.

Расчеты проводились на структурированной многоблочной сетке. Общее число ячеек сетки составляло  $3.3 \times 10^6$ . В канале изолятора в продольном, поперечном и вертикальном направлениях сетка содержала 370, 65 и 75 ячеек соответственно. Фрагмент расчетной сетки в продольном сечении показан рис.1б.

#### 4. Граничные условия

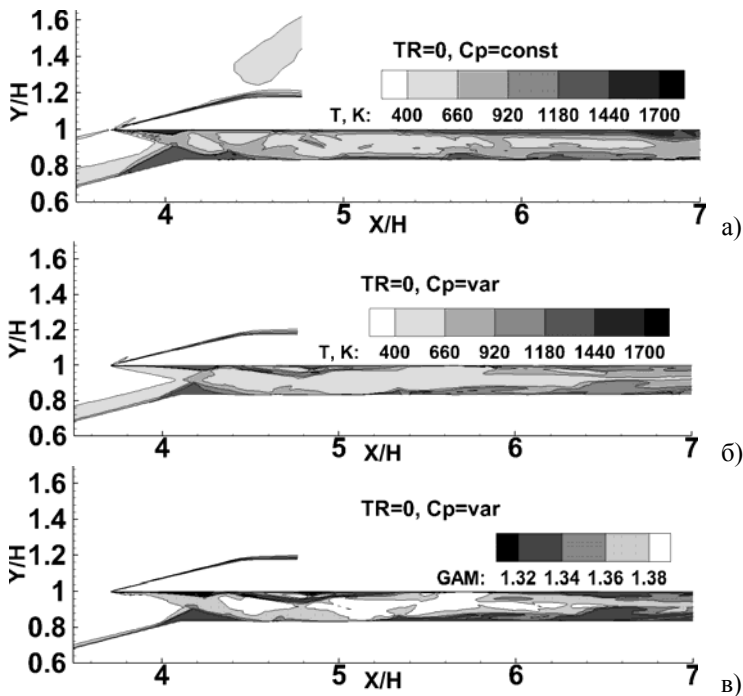
При выполнении расчетов использовались следующие граничные условия. На входной границе расчетной области поток сверхзвуковой, поэтому фиксировались все параметры течения. На выходной, верхней и боковых границах расчетной области течение также сверхзвуковое, при этом предполагалось, что поток вытекает изнутри расчетной области, поэтому все параметры сносились изнутри расчетной области. На выходе из канала изолятора задавалось постоянное статическое давление. На стенках ВЗ использовано комбинированное граничное условие: прилипание/«функция стенки» в зависимости от значения  $Y^+$  в центре ячейки у стенки. Переключение происходило при  $Y^+=2$ .

#### 5. Результаты расчетов

Расчеты проводились при постоянной теплоемкости воздуха ( $C_p = \text{const}$ ) и  $\gamma = 1.4$ , а также при переменной  $C_p$  ( $C_p = \text{var}$ ) и переменной  $\gamma$  для различной степени дросселирования, определяемого величиной  $TR$ . При  $TR=0$  поток в канале изолятора сверхзвуковой почти по всей его длине. На рис.2а,б показаны поля мгновенных значений статической температуры в продольном сечении в плоскости симметрии ВЗ. Видно, что для вариантов с постоянной и переменной теплоемкостью течение различно: наблюдаются разные системы косых скачков уплотнения в канале изолятора, что обусловлено разными значениями  $\gamma$ , а также различным размером отрывной зоны на входе в изолятор. При  $C_p = \text{var}$  максимальная температура в ядре течения ниже, чем у варианта с постоянной теплоемкостью – рис.2а,б. В случае  $C_p = \text{const}$  скачки имеют большую интенсивность. Области с пониженным уровнем  $\gamma$  расположены в пограничных слоях, в отрывной зоне и в окрестности выхода из изолятора, где поток затормаживается (рис.2в).

Интегральный уровень звукового давления (Overall Sound Pressure Level – OASPL) и 1/3-октавные спектры пульсаций давления для постоянной и переменной теплоемкости вдоль верхней стенки изолятора ВЗ представлены на рис.3. Видно, что при  $C_p = \text{const}$  на первой половине длины

изолятора OASPL (рис.3а) меняется немонотонно: в точках положения датчиков СН4, СН6 и СН8 он составляет 146-150дБ, пики наблюдаются в точках положения датчиков СН5 и СН7 (154-159дБ). Для варианта с  $C_p=var$  картина качественно похожая в точках расположения датчиков СН4-СН7, но с меньшим изменением OASPL по длине в пределах 153-157дБ. В точке положения датчика СН8 уровень пульсаций составляет 155дБ. Пики пульсаций соответствуют отрывным зонам, возникающим при взаимодействии скачков с пограничным слоем.



**Рис.2.** Поля параметров течения в канале изолятора ВЗ при  $TR=0$ : статической температуры: а)  $C_p=const$ , б)  $C_p=var$ ; в) показателя адиабаты  $\gamma$ .

1/3-октавные спектры (рис.3б и 3в) несколько различны для вариантов с постоянной и переменной теплоемкостью. В обоих случаях доминируют высокочастотные пульсации, обусловленные турбулентным характером течения. Но частоты, при которых достигаются максимумы и значения максимумов, различны. При  $C_p=const$  пик наблюдается при частотах 800–1200Гц, а для варианта с переменной теплоемкостью – 2–3КГц. В обоих случаях максимум пульсаций наблюдается в точке расположения датчика СН10: при  $C_p=const$  он составляет 150дБ, а при  $C_p=var$  – 145дБ. Пульсации в точке расположения датчика СН4 для  $C_p=const$  на 10-12дБ ниже, чем в других точках. Для варианта с переменной  $C_p$  спектры пульсаций давле-



ния в точках размещения этих датчиков в области средних и высоких частот достаточно близки. Наибольшие различия наблюдаются при относительно низких частотах. Однако причиной этого является недостаточная длина реализации, которую удалось получить при расчетах на доступных вычислительных ресурсах.

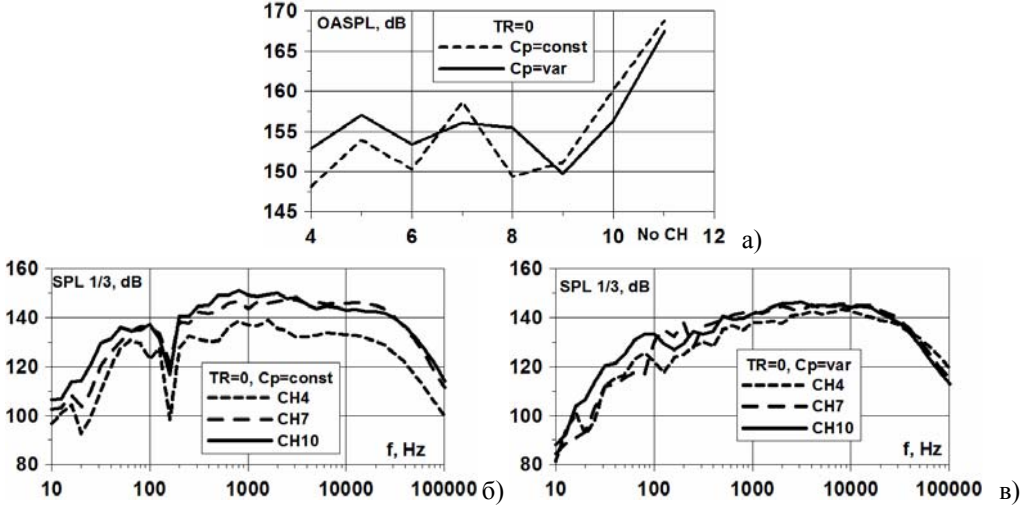


Рис.3. Распределение вдоль верхней стенки изолятора при  $TR=0$ : OASPL – а), 1/3-октавных спектров пульсаций давления для вариантов  $C_p = \text{const}$  – б) и  $C_p = \text{var}$  – в).

При увеличении  $TR$  влияние зависимости  $C_p$  от температуры на течение и характеристики пульсаций давления возрастает. Это показано на рис.4, где представлены поля параметров течения для  $TR=0.3h$ . При  $C_p = \text{const}$  торможение потока происходит в псевдоскачке (рис.4а), за которым течение дозвуковое, а при переменной теплоемкости в системе косых скачков – рис.4б. В этом случае поток остается сверхзвуковым почти до дроссельной вставки. Вследствие этого при  $C_p = \text{var}$  пиковые значения температуры в канале изолятора ниже. Это хорошо видно на рисунках. На рис.4в представлено поле мгновенных значений  $\gamma$ . В большей части канала изолятора области с пониженным уровнем  $\gamma$  примерно такие же, как и при  $TR=0$ . В окрестности дроссельной вставки поток имеет меньшую скорость и более высокую статическую температуру, чем на режиме без дросселирования, и значения  $\gamma$  ниже. Это видно при сравнении рис.3в и 4в.

Различный характер торможения обусловил разный уровень пульсаций статического давления по длине канала изолятора. Так при постоянной  $C_p$  он максимален в области псевдоскачка, в первой половине канала изолятора. Пиковый уровень 176дБ достигается в окрестности расположения датчика CH5. Высокий уровень пульсаций свидетельствует о том, что течение

в псевдоскачке имеет выраженный нестационарный характер с высокой интенсивностью колебания скачков уплотнения, образующих его структуру. При  $C_p=var$  торможение потока происходит в системе косых скачков уплотнения, интенсивность колебаний которых при взаимодействии с пограничным слоем относительно невелика.

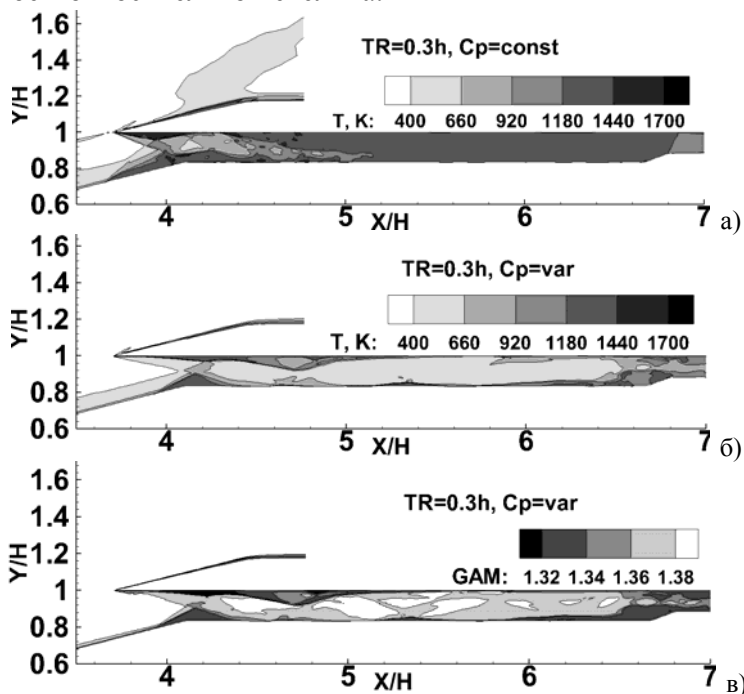


Рис.4. Поля параметров течения в канале изолятора ВЗ при  $TR=0.3h$ : пульсаций статического давления: а)  $C_p=const$ , б)  $C_p=var$ ; в) показателя адиабаты  $\gamma$ .

На рис.5а представлены значения OASPL вдоль верхней стенки канала изолятора в точках расположения датчиков СН4-СН10. Приведенные графики подтверждают описанный характер течения при постоянной и переменной теплоемкости на этом режиме. Видно, что при  $C_p=var$  в большей части канала изолятора уровень OASPL на верхней стенке значительно ниже и не превышает 156дБ. Также ниже и пиковые значения пульсаций давления в 1/3-октавном спектре у датчиков давления, расположенных ближе к входу в изолятор (рис.5б,в). Здесь разница в широком диапазоне частот составляет около 15дБ. При этом частоты, при которых достигается максимум, при  $C_p=const$  лежат в интервале примерно 20-30КГц, а при  $C_p=var$  – 5-10КГц. Для варианта с постоянной  $C_p$  до 5КГц уровень пульсаций в точках расположения всех трех датчиков почти одинаков. На более высоких частотах уровень пульсаций в точке расположения датчика СН10 ниже, чем у остальных, и эта разница почти не зависит от частоты (рис.5б). Это значит, что

уровень турбулентных пульсаций ниже, чем в первой половине изолятора, поскольку поток уже низкоскоростной. При  $C_p=var$  уровень пульсаций давления в точке расположения датчика CH10 выше, чем у других, на 12-15дБ: в этой части канала изолятора происходит интенсивное торможение потока, и течение выраженное турбулентное. Сравнение рис.3а и 5а показывает, что для переменной  $C_p$  OASPL в местах расположения датчиков CH4-CH8, где течение сверхзвуковое, примерно одинаков для обоих значений  $TR$ .

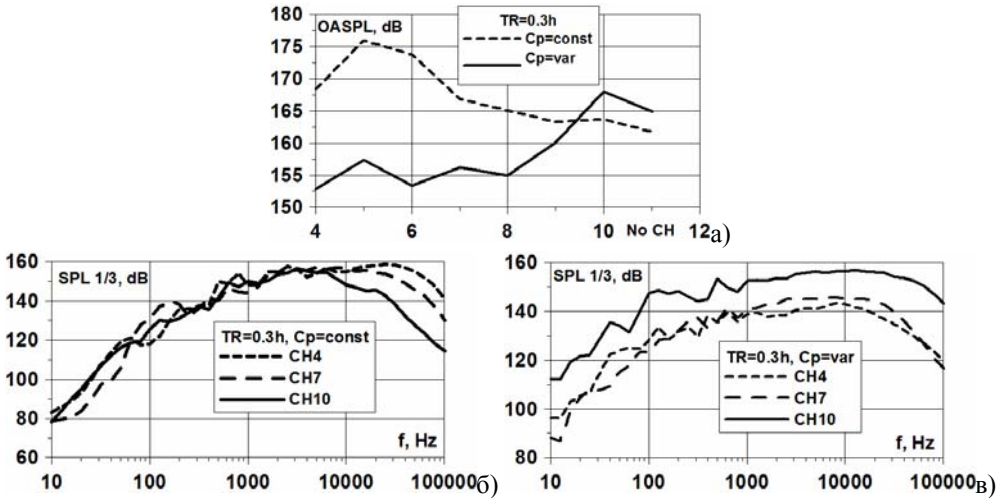


Рис.5. Распределение вдоль верхней стенки изолятора при  $TR=0.3h$ : OASPL – а), 1/3-октавных спектров пульсаций давления для вариантов  $C_p=const$  – б) и  $C_p=var$  – в).

При  $TR=0.4h$  у варианта при  $C_p=const$  наблюдается помпаж ВЗ: сопровождающийся появлением выбитой ударной волны – рис.6а. В эксперименте [2] и в расчете [11] при температуре набегающего потока 102К для этого  $TR$  также наступал помпаж. Для варианта с  $C_p=var$  торможение потока происходило в псевдоскачке. Это видно на рис.6б. Разный характер торможения привел к различному распределению температуры по длине изолятора: рис.6а,б. При  $C_p=var$  температура высокая в большей части канала изолятора, поскольку за псевдоскачком поток дозвуковой, и  $\gamma$  (рис.6в) имеет пониженный уровень по сравнению с режимом торможения протока в системе косых скачков (рис.4в).

OASPL и 1/3-октавные спектры при  $TR=0.4h$  приведены на рис.7. На помпажном режиме при  $C_p=const$  течение в канале изолятора нестационарное, сопровождающееся прохождением замыкающего скачка уплотнения через канал изолятора, уровень пульсаций давления высокий на всей длине канала изолятора и составляет 180-185дБ. Это показано на рис.7а. У варианта  $C_p=var$  (рис.7б) пик пульсаций (177дБ) расположен около входа в изолятор в окрестности расположения датчика CH5, где происходит торможение

потока в псевдоскачке. В дозвуковом потоке за псевдоскачком уровень пульсаций снижается, в точке расположения датчика СН10 он составляет 166дБ. На рис.7б, где представлены 1/3-октавные спектры для варианта с постоянной  $C_p$ , видно, что частота помпажа равна 315Гц. (В эксперименте [2], при температура набегающего потока 102К, частота помпажа 215Гц). На этой частоте наблюдается пик пульсаций давления 180дБ в точках расположения датчиков СН7 и СН10. При меньших частотах уровень пульсаций для этих датчиков одинаков. В точке расположения датчика СН4 он ниже на 7-20дБ (в зависимости от частоты). На частоте 3КГц уровень пульсаций давления для всех трех датчиков одинаков и составляет 160дБ. На более высоких частотах спектры близки к тем, которые наблюдались при  $TR=0.3h$  (рис.5б): быстрый спад с ростом частоты пульсаций около выхода из канала изолятора и небольшой подъем на частотах 10-40КГц около входа в изолятор, где располагался датчик СН4. Полученный результат означает, что при  $TR=0.3h$  и  $TR=0.4h$  для  $C_p=\text{const}$ , несмотря на то, что характер течения различен, уровень и спектральные свойства высокочастотных турбулентных пульсаций близки.

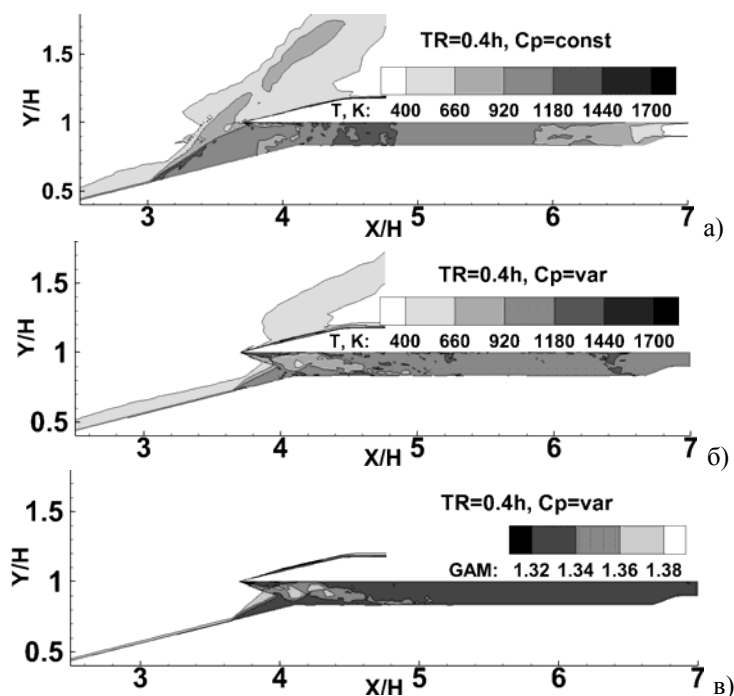


Рис.6. Поля параметров течения в канале изолятора ВЗ при  $TR=0.4h$ : статической температуры: а) –  $C_p=\text{const}$ , б) –  $C_p=\text{var}$ ; в) показателя адиабаты  $\gamma$ .

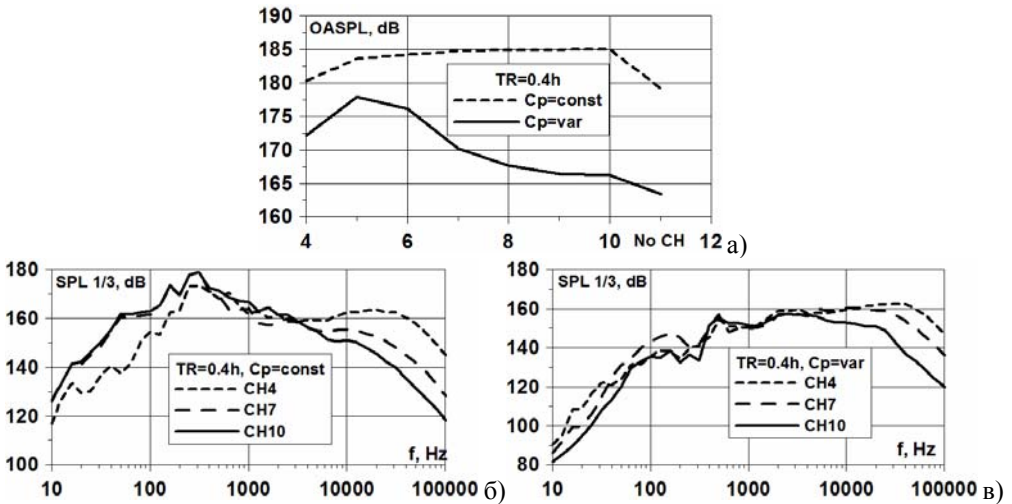


Рис.7. Распределение вдоль верхней стенки изолятора при  $TR=0.4h$ : OASPL – а), 1/3-октавных спектров пульсаций давления для вариантов  $C_p=const$  – б) и  $C_p=var$  – в).

При  $C_p=var$  торможение происходит в псевдоскачке, и 1/3-октавный спектр имеет небольшой подъем на высоких частотах, связанный с турбулентным характером течения. Зависимость от частоты уровня пульсаций давления для всех датчиков очень похожа на ту, которая наблюдалась у варианта с постоянной  $C_p$  при  $TR=0.3h$ . Это свидетельствует о том, что турбулентные эффекты в обоих случаях близки.

При  $TR=0.5h$  при постоянной и переменной  $C_p$  наступает помпаж ВЗ. На этом режиме уровень OASPL высокий как в случае постоянной, так и в случае переменной плотности. Около входа в изолятор он составляет 181–182дБ и нарастает по длине канала изолятора, достигая в точке расположения датчика CH10 186.7дБ для варианта с  $C_p=const$ . Формы кривых для постоянной и переменной теплоемкости одинаковы, но во втором случае кривая лежит примерно на 1дБ ниже. Полученные в расчетах помпажные колебания имеют нерегулярный характер, поэтому отсутствовала фиксированная частота помпажа для доступной длины реализации. Для варианта с  $C_p=const$  пики пульсаций в разных точках канала изолятора наблюдаются на разных частотах: 250Гц, 350Гц и 600Гц. Для переменной  $C_p$  – на частотах 250Гц и 500Гц. В эксперименте [2] частота помпажа составляла 276Гц при температуре набегающего потока 102К. На частотах выше 3КГц спектры пульсаций давления одинаковы для переменной и постоянной  $C_p$  и очень похожи на спектры, показанные на рис.7б для  $C_p=const$  при  $TR=0.4h$ . Они отличаются от тех, которые наблюдались, когда торможение потока происходило в псевдоскачке (рис.7в): уровень пульсаций давления спадает

быстрее с ростом частоты, это свидетельствует о том, что интенсивность турбулентных пульсаций в канале изолятора на помпажных режимах ниже.

### Заключение

С помощью модифицированного RANS/ILES метода проанализировано влияние степени дросселирования  $TR$  и переменной теплоемкости  $C_p$  на течение, уровень и спектральные свойства пульсаций давления в канале изолятора модельного высокоскоростного ВЗ.

Установлено, что переменная  $C_p$  заметно влияет на течение и характеристики пульсаций давления в ВЗ. На режиме с  $TR=0$  интенсивность косых скачков уплотнения, в которых происходит торможение потока, слабее, чем для постоянной теплоемкости. Пик пульсаций давления около стенок изолятора при постоянной и переменной  $C_p$  лежит в области высоких частот, обусловленных турбулентным характером течения при взаимодействии скачков с пограничным слоем. При  $TR=0.3h$  и  $C_p=\text{const}$  торможение потока в изоляторе происходит в псевдоскачке, при  $C_p=\text{var}$  – в системе косых скачков. При  $TR=0.4h$  при постоянной  $C_p$  наступает помпаж ВЗ, а для переменной  $C_p$  поток тормозится в псевдоскачке.

Установлено, что как для постоянной, так и для переменной теплоемкости, интегральный уровень звукового давления и его распределение по длине верхней стенки изолятора ВЗ определяется типом торможения потока: система косых скачков, псевдоскачок, помпаж независимо от того, при какой степени дросселировании реализуется данный режим торможения потока. Анализ 1/3-октавных спектров показал аналогичную картину. Для случаев, когда торможение происходит в косых скачках уплотнения, максимум пульсаций давления наблюдается в районе 10КГц, а его уровень составляет около 140дБ. При торможении в псевдоскачке, максимальный уровень пульсаций достигается на частотах 30-40КГц и составляет около 160дБ. На помпажных режимах максимум пульсаций – 180дБ и наблюдается на частоте помпажа. На частотах свыше 3КГц спектры пульсаций по уровню и зависимости от частоты похожи на те, которые наблюдались для случаев, когда торможение потока происходило в псевдоскачке.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H.-J. Tan, S. Sun, Z.-L. Yin.* Oscillatory Flows of Rectangular Hypersonic Inlet Unstart Caused by Downstream Mass-Flow Choking // *J. Prop. Power*, 2009, v.25. №1, p.138-147.
2. *Z. Li, W. Gao, H. Jiang, J. Yang.* Unsteady Behaviors of a Hypersonic Inlet Caused by Throttling in Shock Tunnel // *AIAA J.*, 2013, v.51, № 10, p.2485-2492.
3. *S. Trapier, S. Deck, P. Duvéau.* Delayed Detached-Eddy Simulation and Analysis of Supersonic Inlet Buzz // *AIAA J.*, 2008, v.46. №1, p.118-131.

4. *J. Chang, L. Wang, J. Qin.* Novel Oscillatory Patterns of Hypersonic Inlet Buzz // *J. Prop. Power*, 2012, v. 28, №6. p.1214-1221.
5. *D. Herrmann, F. Siebe, A. Gullhan.* Pressure fluctuation (Buzzing) and Inlet Performance of an Airbreathing Missile // *J. Prop. Power*, 2013, v.29. № 4, p.839-848.
6. *J.L. Wagner, K.B. Yuceil, A. Valdivia, N.T. Clemens, D.S. Dolling.* Experimental Investigation of Unstart in an Inlet/Isolator Model in Mach 5 Flow // *AIAA J.*, 2009, v.47, №6, p.1528-1542.
7. *W.-Y. Su, Y. Chen, F.-R. Zhang, P.-P. Tang.* Control of pseudo-shock oscillation in scramjet inlet-isolator using periodical excitation // *Acta Astronautica*, 2018, v.143, p.147-154.
8. *D.M. Peterson, R.R. Boyce, V. Wheatley.* Simulations of Mixing in an Inlet-Fueled Axisymmetric Scramjet // *AIAA J.*, 2013, v.51, №12, p.2823-2832.
9. *J.A. Boles, J.-I. Choi, J.R. Edwards, R.A. Baurle.* Simulations of High-Speed Internal Flows using LES/RANS Models // *AIAA Pap.*, 2009, №1324.
10. *Д.А. Любимов, И.В. Потехина.* Исследование нестационарных режимов работы сверхзвукового воздухозаборника RANS/ILES-методом // *TBT*, 2016, т.54, № 5, с.784-791.  
англ. пер.: *D.A. Lyubimov and I.V. Potekhina.* A Study of Unsteady-State Operating Conditions of a Supersonic Inlet by the RANS/ILES Method // *High Temp.*, 2016, v.54, №5, p.737-744.
11. *D.A. Lyubimov, A.O. Chestnykh.* Flow in a High-Velocity Mixed Compression Inlet Studied by the RANS/ILES Method in Different Operation Modes // *High Temp.*, 2018, v.56, №5, p.702-710.
12. *Д.А. Любимов.* Разработка и применение эффективного RANS/ILES метода для расчета сложных турбулентных струй // *TBT*, 2008, т.46, №2, с.271-282.  
англ. пер.: *D.A. Lyubimov.* Development and Applications of the Efficient Hybrid RANS/ILES Approach for the Calculation of Complex Turbulent Jets // *High Temp.*, 2008, v.46, №2, p.239-249.
13. *Д.А. Любимов.* Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // *TBT*, 2012, т.50, №3, с.450-466.  
англ. пер.: *D.A. Lyubimov.* Development and Application of a High $\gamma$  Resolution Technique for Jet Flow Computation Using Large Eddy Simulation // *High Temp.*, 2012, v.50, №3, p. 420-436.
14. *A. Suresh, H.T. Huynh.* Accurate Monotonicity-Preserving Schemes with Runge-Kutta Time Stepping // *J. of Computational Physics*, 1997, v.136, №1, p.83-99.
15. *P.R. Spalart, W.-H. Jou, M. Strelets, S.R. Allmaras.* Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach // *First AFOSR International conference on DNS/LES.* Rouston, Louisiana, USA, 1997, p.669-687.
16. *M.L. Shur, P.R. Spalart, M.K. Strelets, A.K. Travin.* A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modeled LES capabilities // *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2008, v.29, p.1638-1649.
17. *P.R. Spalart, S.R. Allmaras.* A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows // *La Recherche Aerospatiale.* 1994, № 1, p.5-21.
18. *B.J. McBride, S. Gordon, M.A. Reno.* Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species // *NASA TM*, 1993, №4513, 94p.
19. *J.L. Ziegler, R. Deiterding, J.E. Shepherd, D.I. Pullin.* An adaptive high-order hybrid scheme for compressible, viscous flows with detailed chemistry // *J. Computational Physics*, 2011, v.230, p.7598-7630.

Поступила в редакцию 04.03.2019  
После доработки 24.06.2019  
Принята к публикации 01.07.2019