УДК 614.8.084

# ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СПУСКАЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

**И.В. Евсеев, В.М. Юров**
**(*Военная академия РВСН им. Петра Великого*)**

*Изложены теоретические основы численного метода аэродинамической эквивалентности асимметричных спускаемых летательных (космических) аппаратов. Проведен анализ численных методов расчета аэродинамических производных и аэродинамических коэффициентов тел некруговой формы. Результаты работы могут быть использованы для оперативного определения аэродинамических коэффициентов при решении задач оптимизации.*
***Ключевые слова:*** *спускаемые летательные (космические) аппараты, аэродинамические коэффициенты, аэродинамическая эквивалентность, численный метод, некруговые формы.*

## Введение

В настоящее время большой научный и практический интерес представляют асимметричные (некруговые) формы летательных (космических) аппаратов (ЛА), получаемых путем различных модификаций поперечных сечений осесимметричных форм. Такие модификации вызваны желанием сохранить преимущества (конструктивные, технологические или эксплуатационные) традиционных круговых конических или цилиндрических форм с одновременным улучшением их аэродинамических характеристик (АДХ) в соответствии с прикладными задачами. Так, например, желание обеспечить минимальное значение аэродинамического сопротивления при сохранении массы и объёма ЛА приводит к рассмотрению тел с поперечным сечением звездообразной формы, желание повысить аэродинамическое качество – к рассмотрению тел с эллиптическим поперечным сечением, а стремление обеспечить балансировку при ненулевом угле атаки – к рассмотрению тел с отклонением (срезом) наконечника или кормовой части. Таких модификаций круговых форм может быть очень много даже при решении одной конкретной задачи.

Однако использование тел некруговой формы на практике сдерживается сложностью и особенностями расчетных и экспериментальных методов определения их характеристик, отсутствием систематических исследований и справочных данных по аэродинамическим характеристикам таких форм в силу большого их разнообразия. Понимая сложность указанной проблемы, авторы делают попытку её решения на основе теории аэродинамической эквивалентности.

Для определения аэродинамических характеристик ЛА различного типа широкое применение находят расчетно-теоретические методы. Они являются наиболее универсальными и позволяют рассматривать АДХ практически во всем диапазоне определяющих параметров. Наиболее точными среди теоретических методов являются методы численного интегрирования полной системы уравнений Навье-Стокса. Но их применение приводит к необходимости рассмотрения сложных задач, требующих значительных затрат машинного времени. Численное решение полной системы уравнений Навье-Стокса [1] показывает, что аэродинамические характеристики высокоскоростных ЛА можно рассчитывать в рамках невязкого газа с поправками на поверхностное трение и донное сопротивление (для высот $H < 60$ км).

Разработано множество численных методов для решения задачи расчета невязких течений около тел, обтекаемых до-, транс- и сверхзвуковым потоком газа [1 – 14].

Расчет АДХ тупого тела большого удлинения расчетно-теоретическими методами производится последовательно по зонам: дозвуковой, трансзвуковой в окрестности притупления и сверхзвуковой на боковой поверхности ЛА. Для расчета в дозвуковой и трансзвуковой областях влияния широко применяются методы прямых и интегральных соотношений [12]. Однако данные методы не позволяют получить приемлемую точность решения в случае с телами, имеющими сложную геометрию. Более точным для определения газодинамических функций в до- и трансзвуковой области течения около лобовой поверхности тела является метод установления [7]. Этот метод позволяет определять непрерывное течение как в дозвуковой, так и в примыкающей к ней сверхзвуковой области течения.

После того, как определено решение в окрестности притупления, дальнейший расчёт в сверхзвуковой области продолжается одним из методов группы конечно-разностных методов или методом характеристик. К числу наиболее распространенных методов решения систем уравнений в сверхзвуковой области относится метод сеток (Бабенко-Воскресенского) [1]. В том случае, когда проводится расчет группы тел со сферическим притуплением, целесообразно проводить решение задачи только в сверхзвуковой области, а в качестве исходных данных использовать результаты расчетов на сфере, взятые из справочников. Изложенный подход позволяет существенно сократить используемые машинные ресурсы.

Однако численные методы имеют ряд недостатков, препятствующих их широкому внедрению в инженерную практику. В частности, применение данной группы методов для расчета обтекания асимметричных тел требует значительного времени счета на ЭВМ вследствие большого числа лучей расчетной сетки и ограничивается классом безотрывных течений. Следует отметить, что указанные методы обладают ограниченными возможностями по расчету аэродинамических характеристик при углах атаки, превышающих величину угла полураствора корпуса. Эти методы позволяют определять аэродинамические коэффициенты конкретного тела при конкретных условиях движения. Для тела, хотя бы немного отличающегося от исходного, необходимо вновь проводить расчеты. А это означает, что при проведении больших серий расчетов, необходимых для решения задач исследования характеристик и проектирования асимметричных ЛА, будут чрезвычайно велики затраты машинного времени даже для современных ЭВМ. Поэтому они находят применение в основном на конечных стадиях проектирования ЛА, когда его форма известна, а также как проверочные для других более оперативных методов.

В процессе поиска оптимальных форм корпусов перспективных ЛА возникает необходимость расчета АДХ асимметричных тел с различного рода изломами поперечного сечения, таких как крылатые ЛА или ЛА с органами управления. Задача определения газодинамических параметров и АДХ таких ЛА имеет ряд особенностей по сравнению с аналогичной задачей для гладких тел и особенно для осесимметричных ЛА. Эти особенности обусловлены более сложной картиной течения между ударной волной и поверхностью ЛА, а также сложностью алгоритмов расчета.

В некоторых случаях решение задачи обтекания тел с изломами контура поперечного сечения удается получить с помощью размазывания (сглаживания) разрыва на малом интервале, в который попадает несколько узловых точек достаточно мелкой конечно-разностной сетки. Однако кривая сглаживания заранее не известна, и для ее выбора нужно, в общем случае, проводить методические расчеты. Кроме того, для обеспечения высокой точности необходима густая расчётная сетка, что приводит к увеличению машинного времени счета.

Во многих же случаях существующие теоретические численные методы вообще не позволяют провести газодинамический расчет таких тел. Такое положение имеет место, например, при возникновении внутренних отрывных зон, поэтому численные методы обладают ограниченными возможностями по определению АДХ тел сложной формы.

В связи с этим для оценки аэродинамических характеристик широко применяются приближенные методы, использующие теорию Ньютона – метод местных конусов, гиперзвуковая теория подобия и др. [15 – 22]. Указанные приближенные методы позволяют оперативно находить значения коэффициента избыточного давления на поверхности тела, минуя предварительный расчет полей газодинамических параметров в потоке. Вследствие этого они обладают рядом недостатков. Основными из них являются низкая точность результатов и несоответствие комплексу условий движения ЛА из-за ограниченности применяемых теорий.

К другой группе приближенных методов относятся методы приближенного расчета всего поля течения, для которых характерны меньшие затраты машинного времени счета по сравнению с «точными» численными методами и большая точность расчетов по сравнению с приближенными методами первой группы. Эти методы имеют бесспорное преимущество по сравнению с другими приближенными методами, так как теоретически обоснованы – опираются на решение уравнений газовой динамики. Одним из таких методов является линейный метод аэродинамической эквивалентности [23]. Этот метод применялся для расчета аэродинамических коэффициентов тел с малой асимметрией в сверхзвуковой области течения [24].

Дальнейшим развитием данного метода является теория нелинейной аэродинамической эквивалентности [14, 25 – 28]. Рассматривается метод определения аэродинамических производных и аэродинамических коэффициентов асимметричных тел. Этот метод в отличие от линейного учитывает нелинейные факторы влияния формы тела и кинематических параметров движения, что существенно повышает точность расчетов. Метод основан на принципе аэродинамической эквивалентности, согласно которому аэродинамические коэффициенты исходного тела с произвольным поперечным сечением равны аэродинамическим коэффициентам иного гладкого эквивалентного тела.

**Постановка задачи определения аэродинамических коэффициентов**

Теоретические основы аэродинамической эквивалентности рассматриваются на примере пространственного обтекания объемного асимметричного тела стационарным сверхзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа. Тело имеет форму поперечного сечения в виде квадрата, эллипса, треугольника, круга со срезом, круга с крыльями небольшого размаха и др. Введена декартовая правая система координат $XYZ$ (рис. 1), которой соответствует цилиндрическая система $xr\varphi$.

Поверхность тела в цилиндрической системе координат задается уравнением $r = G(x,\varphi)$.

С целью сокращения изложения будем считать, что тело имеет плоскость симметрии $X0Y$. Положение вектора скорости набегающего потока $\bar{V}_\infty$ определяется малым пространственным углом атаки $\alpha$ и углом $\psi$ между плоскостью симметрии тела и плоскостью угла атаки. Движение газа относительно тела описывается трехмерной стационарной системой уравнений [1]:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d\bar{V}}{dt} + \frac{1}{\rho}\mathrm{grad}p = 0; \\ &\frac{d\rho}{dt} + \rho\mathrm{div}\bar{V} = 0; \\ &\frac{d}{dt}\left(\frac{V^2}{2} + h\right) = 0, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

где $\bar{V}$, $p$, $\rho$, $h$ – соответственно вектор скорости, давление, плотность и энтальпия газа.

На поверхности тела выполняется граничное условие безотрывного обтекания:

$$\bar{V}\,\bar{n} = 0, \quad (2)$$

где $\bar{n} = \dfrac{\left|\dfrac{\partial G}{\partial x}; \quad -1; \quad \dfrac{1}{G}\dfrac{\partial G}{\partial \varphi}\right|}{\sqrt{1 + (\dfrac{\partial G}{\partial x})^2 + (\dfrac{1}{G}\dfrac{\partial G}{\partial \varphi})^2}}$ – единичная нормаль к поверхности тела.

На поверхности головной ударной волны $r = r_b(x,\varphi)$ выполняются условия сохранения потоков массы, импульса и энергии:

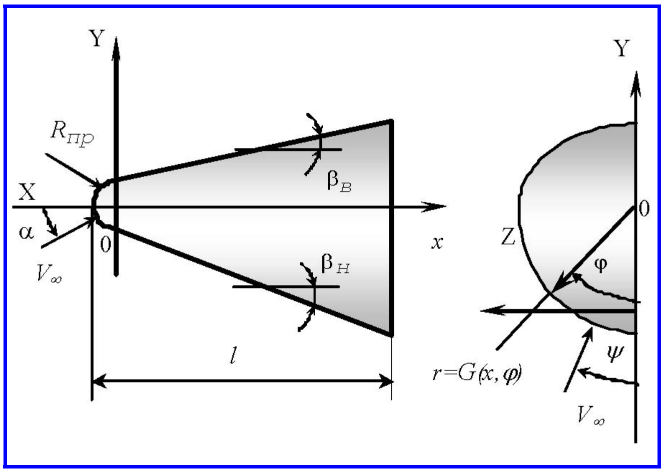


**Рис. 1. Система координат**

$$\rho_\infty(\bar{V}_\infty \bar{n}) = \rho(\bar{V}\,\bar{n});$$

$$p_\infty + \rho_\infty(\bar{V}_\infty \bar{n})^2 = p + \rho(\bar{V}_\infty \bar{n})(\bar{V}\,\bar{n});$$

$$h_\infty + \frac{(\bar{V}_\infty \bar{n})^2}{2} = h + \frac{(\bar{V}\,\bar{n})^2}{2}; \quad (3)$$

$$(\bar{V} - \bar{V}_\infty)\bar{\tau}_1 = 0;$$

$$(\bar{V} - \bar{V}_\infty)\bar{\tau}_2 = 0,$$

где $\bar{n} = \dfrac{\left|\dfrac{\partial r_b}{\partial x}; \quad -1; \quad \dfrac{1}{r_b}\dfrac{\partial r_b}{\partial \varphi}\right|}{\sqrt{1 + (\dfrac{\partial r_b}{\partial x})^2 + (\dfrac{1}{r_b}\dfrac{\partial r_b}{\partial \varphi})^2}}$ – внешняя единичная нормаль к поверхности ударной волны;

$\bar{\tau}_1 = \left|1; \quad \dfrac{\partial r_b}{\partial x}; \quad 0\right|$; $\bar{\tau}_2 = \left|0; \quad \dfrac{1}{r_b}\dfrac{\partial r_b}{\partial x}; \quad 1\right|$ – векторы, расположенные по касательной к поверхности волны плоскости.

Индексом $\infty$ отмечаются параметры невозмущенного потока.

Интегральные выражения для аэродинамических коэффициентов (АК) представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} C_R &= \frac{1}{qs}\int_{-1}^{l}\int_{0}^{2\pi}(p - p_\infty) f_R\, dx\, d\varphi; \\ m_R &= \frac{1}{qsl}\int_{-1}^{l}\int_{0}^{2\pi}(p - p_\infty) f_m\, dx\, d\varphi, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$C_R = \begin{vmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{vmatrix};\ m_R = \begin{vmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{vmatrix};$$

$$f_R = \begin{vmatrix} G\dfrac{\partial G}{\partial x} \\ G\cos\varphi + \dfrac{\partial G}{\partial \phi}\sin\varphi \\ -G\sin\varphi + \dfrac{\partial G}{\partial \phi}\cos\varphi \end{vmatrix};$$

$$f_m = \begin{vmatrix} -G\dfrac{\partial G}{\partial \varphi} \\ x\dfrac{\partial G}{\partial \varphi}\cos\varphi - G(G\dfrac{\partial G}{\partial x} + x)\sin\varphi \\ -x\dfrac{\partial G}{\partial \varphi}\sin\varphi - G(G\dfrac{\partial G}{\partial x} + x)\cos\varphi \end{vmatrix};$$

$s$ – характерная площадь тела; $q$ – скоростной напор.

Четную периодическую функцию $G(x,\varphi)$, описывающую поверхность исходного асимметричного тела, представим рядом Фурье:

$$G(x,\varphi) = b_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n(x)\cos n\varphi.$$

Вводится фиктивный малый параметр асимметрии формы тела $\varepsilon$ такой, что

$$G(x,\ \varphi) = b_0(x) + \varphi \sum_{n=1}^{\infty} b_n^{\varepsilon}(x)\cos n\varphi. \qquad (5)$$

Если провести теперь линеаризацию системы уравнения (1), граничных условий (2), (3) и интегральных выражений для аэродинамических коэффициентов по малым параметрам $\alpha$ и $\varepsilon$, то приходим к линейному методу аэродинамической эквивалентности [23].

В соответствии с этим методом аэродинамические коэффициенты исходного негладкого тела с уравнением поверхности $r = G(x,\varphi)$ будут равны аэродинамическим коэффициентам эквивалентного гладкого тела, поверхность которого задаётся функцией, состоящей из суммы первых двух членов ряда Фурье исходной функции $G(x,\varphi)$, т. е.

$$r = G^{Э}(x,\varphi) = b_0(x) + \varphi\, b_1^{\varepsilon}(x)\cos\varphi.$$

При этом имеют место следующие выражения для аэродинамических коэффициентов, удобные при практическом использовании:

$$\begin{aligned} &C_x = C_x^0[b_0(x)]; \\ &C_y = \varepsilon C_y^{\varepsilon}[b_0(x), b_1^{\varepsilon}(x)] + \alpha C_y^{\alpha}[b_0(x)]\cos\psi; \\ &C_z = -\alpha C_y^{\alpha}\sin\psi; \\ &m_x = 0; \\ &m_y = \alpha m_z^{\alpha}\sin\psi; \\ &m_z = \varepsilon m_z^{\varepsilon}[b_0(x), b_1^{\varepsilon}(x)] + \alpha m_z^{\alpha}[b_0(x), b_1^{\varepsilon}(x)]\cos\psi. \end{aligned} \qquad (6)$$

Распределение давления по окружной координате $\varphi$ при этом

$$p = p_0(b_0) + \varepsilon p_1^{\varepsilon}(b_0, b_1^{\varepsilon})\cos\varphi + \alpha p_1^{\alpha}\cos(\varphi + \psi). \qquad (7)$$

В такой постановке, как видно из равенств (6) и (7), на аэродинамические коэффициенты и газодинамические параметры оказывают влияние только первые два коэффициента Фурье $b_0$ и $b_1$, коэффициенты $C_y$, $C_z$, $m_y$, $m_z$ зависят от $\alpha$ и $\varepsilon$ только линейно, а коэффициенты $C_x$ и $m_x$ вообще не зависят ни от угла атаки, ни от асимметрии тела. В то же время результаты расчетов более точными «трехмерными» методами (таблица) показывают существенную зависимость аэродинамических коэффициентов и газодинамических параметров, особенно коэффициентов $C_x$ и $m_x$ от неучтенных коэффициентов Фурье $b_n$ и нелинейных факторов влияния $\alpha$ и $\varepsilon$. Погрешность в определении аэродинамических коэффициентов линейным методом аэродинамической эквивалентности может быть недопустимо большой и достигать 20 – 30 % и более.

**Результаты расчетов трехмерными методами**

| $L/R_{пр}$ | α, град | Метод | $C_x$ | $C_y$ | $m_z$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 21 | 0 | точный | 0,1036 | 0,06157 | 0,04531 |
| | | линейный | 0,09345 | 0,06964 | 0,05196 |
| | | расхожд., % | 9,80 | 13,1 | 8,85 |
| | 5 | точный | 0,1332 | 0,2216 | 0,1479 |
| | | линейный | 0,09345 | 0,2154 | 0,1441 |
| | | расхожд., % | 29,8 | 2,77 | 2,63 |
| 40 | 0 | точный | 0,09371 | 0,08507 | 0,06085 |
| | | линейный | 0,08441 | 0,08676 | 0,06163 |
| | | расхожд., % | 9,92 | 1,98 | 1,28 |
| | 5 | точный | 0,1166 | 0,2511 | 0,1696 |
| | | линейный | 0,08441 | 0,2742 | 0,1826 |
| | | расхожд., % | 27,6 | 9,2 | 7,70 |

Примечание. $\beta_н = 12{,}5°$; $\beta_в = 7{,}5°$; M = 20; форма поперечного сечения – полуэллипс.

В связи с этим задача будет заключаться в повышении точности определения аэродинамических характеристик путем учета влияния коэффициентов $b_n$ ($n > 1$) и нелинейностей по α и ε на аэродинамические коэффициенты и газодинамические параметры при одновременном сохранении удобств данной структуры.

Искомыми функциями являются составляющие скорости $u$, $v$, $w$, давление $p$, плотность ρ, радиус головной ударной волны $r_b(x,\varphi)$, определяемые в целях расчета значений аэродинамических коэффициентов тела и аэродинамических производных. Решение газодинамической задачи будем рассматривать в виде разложения в ряд по малым параметрам ε и α вектора искомых газодинамических функций $X = \{u, v, w, p, \rho\}$, радиуса головной ударной волны $r_\rho$ и вектора аэродинамических коэффициентов и моментов $C=\{C_x, C_y, C_z, m_x, m_y, m_z\}$:

$$
\begin{aligned}
&X = X_0 + \varepsilon X^{\varepsilon} + \varepsilon^2 X^{\varepsilon\varepsilon} + \alpha X^{\alpha} + \alpha^2 X^{\alpha\alpha} + \alpha\varepsilon X^{\alpha\varepsilon} + \ldots;\\
&r_b = r_b^0 + \varepsilon r_b^{\varepsilon} + \varepsilon^2 r_b^{\varepsilon\varepsilon} + \alpha r_b^{\alpha} + \alpha^2 r_d^{\alpha\alpha} + \alpha\varepsilon r_b^{\alpha\varepsilon} + \ldots; \qquad (8)\\
&C = C_0 + \varepsilon C^{\varepsilon} + \varepsilon^2 C^{\varepsilon\varepsilon} + \alpha C^{\alpha} + \alpha^2 C^{\alpha\alpha} + \alpha\varepsilon C^{\alpha\varepsilon} + \ldots .
\end{aligned}
$$

Периодические по φ коэффициенты первых двух рядов (8) представим, в свою очередь, рядами Фурье. При этом используем свойства четности по φ функций $Y = \{u, v, p, \rho\}$ и $r_b$ и нечетности $w$, вытекающих из симметрии задачи относительно плоскости $X0Y$ (для случая расположения вектора $\overline{V}_\infty$ в плоскости симметрии тела). Ограничимся также в представлениях (8) членами до второго порядка малости включительно. Тогда можем записать следующие разложения:

$$
\begin{aligned}
&Y = Y_0 + \left(\alpha\sum_{n=0}^{\infty} Y_n^{\alpha} + \alpha^2\sum_{n=0}^{\infty} Y_n^{\alpha\alpha} + \varepsilon\sum_{n=0}^{\infty} Y_n^{\varepsilon} + \right.\\
&\left. + \varepsilon^2\sum_{n=0}^{\infty} Y_n^{\varepsilon\varepsilon} + \alpha\varepsilon\sum_{n=0}^{\infty} Y_n^{\alpha\varepsilon}\right)\cos n\varphi;\\
&w = \left(\alpha\sum_{n=0}^{\infty} w_n^{\alpha} + \alpha^2\sum_{n=0}^{\infty} w_n^{\alpha\alpha} + \varepsilon\sum_{n=0}^{\infty} w_n^{\varepsilon} + \right.\\
&\left. + \varepsilon^2\sum_{n=0}^{\infty} w_n^{\varepsilon\varepsilon} + \alpha\varepsilon\sum_{n=0}^{\infty} w_n^{\alpha\varepsilon}\right)\sin n\varphi; \qquad (9)\\
&r_b = r_{b0} + \left(\alpha\sum_{n=0}^{\infty} r_{bn}^{\alpha} + \alpha^2\sum_{n=0}^{\infty} r_{bn}^{\alpha\alpha} + \varepsilon\sum_{n=0}^{\infty} r_{bn}^{\varepsilon} + \right.\\
&\left. + \varepsilon^2\sum_{n=0}^{\infty} r_{bn}^{\varepsilon\varepsilon} + \alpha\varepsilon\sum_{n=0}^{\infty} Y_{bn}^{\alpha\varepsilon}\right)\cos n\varphi.
\end{aligned}
$$

Для численного решения и установления структуры АК существенно исключить заведомо не оказывающие влияния на АК и заведомо равные нулю коэффициенты в разложениях (9).

Для выявления коэффициентов разложения, не оказывающих влияния на АК, подставим представления для функции $G(x,\varphi)$ вида (5) и представления для давления на поверхности тела вида (9) в интегральные соотношения для АК (4). В результате указанных подстановок и соответствующих математических преобразований можно установить, что на значения АК с точностью до второго порядка малости могут оказать влияние в разложении (9) для давления коэффициенты: $p_0, p_n^{\alpha}, p_n^{\varepsilon}, p_0^{\alpha\alpha}, p_1^{\alpha\alpha}, p_0^{\varepsilon\varepsilon}$, $p_1^{\varepsilon\varepsilon}, p_0^{\alpha\varepsilon}, p_1^{\alpha\varepsilon}$, т. е. все коэффициенты первого порядка, а из бесконечного числа коэффициентов второго порядка оказывают влияние на АК только коэффициенты Фурье с индексами 0 и 1.

Для определения среди них коэффициентов, заведомо равных нулю, необходимо получить системы уравнений с соответствующими граничными условиями для определения коэффициентов разложения (9).

По значениям аэродинамических производных в соответствии с функциональными зависимостями могут быть определены значения аэродинамических коэффициентов в функции от α, ε и $b_n$. Такой метод определения аэродинамических коэффициентов в отличие от линейного называют нелинейным методом аэродинамической эквивалентности. В соответствии с этим методом аэродинамические коэффициенты исходного негладкого тела с уравнением поверхности $r = G(x,\varphi)$ будут равны аэродинамическим коэффициентам эквивалентного гладкого тела, поверхность которого задается функцией, состоящей из суммы первых $N$ членов ряда Фурье исходной функции $G(x,\varphi)$. Поскольку нелинейный метод учитывает влияние коэффициентов $b_n$ ($n > 1$) и нелинейностей по $\alpha$ и $\varepsilon$ на аэродинамические коэффициенты, то он позволяет существенно повысить точность их определения при одновременном сохранении достоинств линейного метода.

**Литература**


1. Бабенко К.И. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом / К.И. Бабенко, Г.П. Воскресенский, А.Н. Любимов [и др.]. – М.: Наука, 1964. – 505 с.
2. Исследование сверхзвукового обтекания удлиненных тел с эллиптической формой поперечного сечения / А.В. Антонец, Ю.М. Липницкий // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1976. – № 6. – С. 155 – 159.
3. Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов / Н.С. Бачманова, В.И. Лапыгин, Ю.М. Липницкий // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1973. – № 6. – С. 152 – 155.
4. Воскресенский Г.П. Сверхзвуковое обтекание заостренных и сплюснутых тел / Г.П. Воскресенский, В.С. Татаренчик, О.А. Шепетиевский. – М.: Институт прикладной математики АН СССР, 1976. – 41 с.
5. Дьяконов Ю.Н. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел / Ю.Н. Дьяконов, Л.В. Пчелкина, И.Д. Сандомирская. – М.: МГУ, 1971. – 406 с.
6. Еремин В.В. Численные методы исследований отрывных и струйных течений / В.В. Еремин, В.В. Крикунов, Ю.М. Липницкий [и др.]. – М., 1975. – 123 с.
7. Любимов А.Н., Русанов В.В. Течение газа около тупых тел. Ч. 1, 2. – М.: Наука, 1970. : Ч. 1 – 287 с., ч. 2. – 379 с.
8. Численный анализ сверхзвуковых течений около неосесимметричных тел под углом атаки и скольжения / Ю.Я. Михайлов, Г.Г. Нерсесов // Труды ЦАГИ. – 1977. – Вып. 1808. – С. 3 – 22.
9. Петров К.П. Аэродинамика тел простейших форм: научное издание / К.П. Петров. – М.: Факториал, 1998. – 432 с.
10. Русанов В.В. Пространственное обтекание затупленного тела сверхзвуковым потоком газа / В.В. Русанов // – Жуковский : ВММФ, 1968. – № 3.
11. Сахаров В.И., Шевелев Ю.Д. О расчете стационарного невязкого обтекания пространственных тел / В.И. Сахаров, Ю.Д. Шевелев // Изв. АН СССР «Механика жидкости и газа». – 1980. – № 4.
12. Метод расчета пространственного обтекания тел с отошедшей ударной волной / Г.Ф. Теленин, Г.П. Тиняков // Доклады АН СССР. – 1964. – № 5.
13. Товнент Л.Н. Исследования характеристик и схем ЛА, предназначенных для возвращения в атмосферу с использованием подъемной силы / Л.Н. Товнент; пер. с англ. ВЦП ND – 39908. – 1981.
14. Юров В.М. Аэродинамическая эквивалентность асимметричных тел с учетом нелинейных факторов влияния формы тела и угла атаки / В.М. Юров // Изв. РАН «Механика жидкости и газа». – 1993. – № 6. – С. 116 – 122.
15. Расчет течений совершенного газа около эллиптических конусов при больших углах атаки / А.П. Базжин, О.Н. Трусова, Н.Ф. Челышева // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1968. – № 4. – С. 45 – 51.
16. Борисов Б.В. Газовая динамика, гидравлика и аэродинамика: в 2 ч. / Б.В. Борисов, Е.А. Карпович, Б.Н. Федотов. – Ч. 1. – М: МО СССР, 1972. – 345 с.
17. Годунов С.К. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С.К. Годунов, А.В. Забродин. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
18. Законы подобия при гиперзвуковом обтекании тел с несимметричным притуплением / В.В. Еремин, Ю.М. Липницкий, Г.Ф. Теленин // Проблемы механики и теплообмена в космической технике. – 1982. – С. 36 – 41.
19. Исследования распределения давления на телах с несущей поверхностью в виде конического сегмента / М.И. Казаков, В.И. Шеин. – М.: РКТ, 1980. – Сер. II. – Вып. I. – С. 5 – 17.
20. Краснов Н.Ф. Основы аэродинамического расчета / Н.Ф. Краснов, В.Ф. Захарченко, В.Н. Кошевой. – М.: Высш. школа, 1984. – 264 с.
21. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н. Управление и стабилизация в аэродинамике / Н.Ф. Краснов, В.Н. Кошевой; под ред. Н.Ф. Краснова. – М.: Высш. школа, 1978. – 480 с.
22. Швец А.И. Аэродинамика сверхзвуковых форм / А.И. Швец. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – 289 с.
23. Метод расчета аэродинамических коэффициентов некоторых объемных тел с произвольным поперечным сечением / Г.Г. Скиба, Б.Н. Федотов // Изв. АН СССР «Механика жидкости и газа». – 1976. – № 6. – С. 92 – 98.
24. Скиба Г.Г. Математические методы газовой динамики / Г.Г. Скиба. – М.: МО СССР, 1988. – 147 с.
25. Скиба Г.Г., Юров В.М. Метод определения аэродинамических коэффициентов асимметричных тел с учетом нелинейных факторов влияния формы тела // Изв. РАН «Механика жидкости и газа». – 1992. – № 2. – С. 121 – 128.
26. Юров В.М. Оперативный нелинейный метод расчета аэродинамических коэффициентов асимметричных тел / В.М. Юров, И.В. Евсеев. – М.: ВА РВСН, 1998. – 12 с.
27. Юров В.М. Аэродинамическая эквивалентность асимметричных тел при их нестационарном движении / В.М. Юров. – Жуковский: ЦАГИ, 1999. – С. 56 – 64.
28. Юров В.М., Евсеев И.В. Метод расчета аэродинамических коэффициентов асимметричных тел с произвольной формой поперечного сечения / В.М. Юров, И.В. Евсеев. – Жуковский : ЦАГИ, 1999. – С. 64 – 71.


*Поступила в редакцию 02.03.2011*

***Игорь Валентинович Евсеев**, канд. техн. наук, зам. начальника кафедры, т. (495) 698-35-46.*
***Владимир Михайлович Юров**, канд. техн. наук, доцент, т. (495) 698-35-46.*