Хаотическая аэродинамика крыла экраноплана: Основания. Общая теория

А.Н. Панченков

Нижегородский государственный технический университет
Россия, 603000, г. Нижний Новгород, ул. М.Горького, д.148, кв.26.

I. Общие сведения

Как известно, проблема динамики и стабилизации экранопланов входит в число ключевых фундаментальных проблем их создания. Выполненный в монографии «Экспертиза экранопланов» [1] анализ привел меня к заключению о том, что на сегодня исследования и результаты исследований динамики и стабилизации носят элементарный (и можно сказать поверхностный) характер. Здесь в определенной степени оказывается справедливым вывод о том, что неразработанность этой проблемы является одним из основных препятствий на пути создания современных эффективных экранопланов.

Стратегия развития динамики экранопланов очевидна и ясна: динамика экранопланов должна создаваться по образу и подобию динамики современных самолетов. Но нам до этого очень далеко.

Динамика современных самолетов – хаотическая динамика, а динамика экранопланов застряла на начальных этапах эпохи детерминизма. Отсюда и возникает главная задача общей проблемы экранопланов: *нам нужна хаотическая динамика экранопланов*. Здесь существует важный аспект: в хорошей науке математические модели летательных аппаратов опираются на аэродинамику.

Из этого факта и следует основная логическая формула:

Хаотическая динамика экраноплана $\rightarrow$ хаотическая аэродинамика крыла экраноплана

Следствие этой формулы очевидно: Нам нужна хаотическая аэродинамика экраноплана; без нее надежд на создание достоверной, доброкачественной и эффективной хаотической динамики экранопланов нет. Именно это и определяет актуальность и востребованность в общей проблеме создания экранопланов хаотической аэродинамики крыла экраноплана.

Поскольку турбулентность является одним из видов хаоса, то нестрого хаотическую аэродинамику можно мыслить как аэродинамику крыла в турбулентном потоке. Но это узкий взгляд; в общем случае хаотическая аэродинамика крыла является аэродинамикой крыла в хаотической сплошной среде. Состояние дел в околоэкранной аэродинамике таково, что в текущий момент у нас есть все необходимое для создания концепции, методологии и инструментальных средств хаотической аэродинамики экраноплана.

В этом необходимом выделяются три части:

1. Аэродинамика крыла в ограниченной жидкости (А.Н. Панченков [2,3]).
2. Аэродинамика низколетящего крыла (А.Н. Панченков [4÷7] К.В. Рождественский, Шейла Виднел).
3. Энтропия и Аналитическое Естествознание (Шеститомник А.Н. Панченкова [8÷13]).

В идеологии хаотической аэродинамики важное значение имеет установленный мною в книге «Энтропия-2: Хаотическая механика» следующий факт: Естественной средой обитания турбулентности является комплексное фазовое пространство [9].

При этом определяющим фактором, приводящим к целесообразности и необходимости комплексификации. является существование в хаотической сплошной среде ротора. Напомню, что уравнения Навье-Стокса были введены в гидродинамику для описания ламинарных потоков вязкой несжимаемой жидкости: при этом вопрос об обоснованности и достоверности их применения для турбулентных потоков до сих пор остается открытым. Конкретные материалы и факты, устанавливающие необходимость перехода в проблеме турбулентности к комплексным уравнениям Навье-Стокса, содержатся в моей книге [9] и статьях [14], [15]. В проблеме турбулентности, обычно, возникновение турбулентности связывают с потерей устойчивости ламинарного движения. Я принял другую гипотезу, никак не связанную с потерей устойчивости ламинарного движения.

В этой гипотезе причина турбулентности кроется в разрушении ламинарного потока. Разрушение ламинарного потока, как некоторой структуры, прямо не связано с устойчивостью движения; речь идет не о потере устойчивости, а о разрушении одной структуры (ламинарного потока) и о возникновении вслед за разрушением другой структуры (турбулентного потока). Разрушение и возникновение структуры происходит в хаосе, что и определяет ключевую роль хаотической аэродинамики.

Развитие эффективной теории турбулентности, на основе гипотезы разрушения ламинарного потока естественным образом требует введения комплексных базовых геометрических объектов и комплексных уравнений Навье-Стокса. Здесь полезно и следующее суждение: на глубинном уровне феноменология турбулентности в комплексных пространствах опирается на происходящий в текущий период времени переход от механики материальной точки к механике ориентированной материальной точки [10,11]. Теперь я приведу один ключевой факт. Лежащий в основании хаотической аэродинамики крыла экраноплана постулат имеет формулировку: *Концептуальная модель хаотической аэродинамики крыла экраноплана является конкретизацией энтропийной концептуальной модели* [13].

II. Комплексное фазовое пространство: базовый геометрический объект хаотической аэродинамики над полем вещественных чисел

Базовый геометрический объект хаотической аэродинамики – фазовое пространство конструируется традиционным способом путем расширения базового геометрического объекта гидродинамики – конфигурационного пространства [9].

Фазовым пространством называется многообразие Ω *с локальными координатами* $\{q, p\}$ *:*

$$\Omega = \{q, p \mid q \in \Omega_q;\ p \in \Omega_p;\ \Omega = \Omega_q \times \Omega_p;\ \Omega \subset R^3 \oplus R_3\}; \qquad (1)$$
$$\Omega_q = \{q \mid \Omega_q \subset R^3\};\ \Omega_p = \{p \mid \Omega_p \subset R_3\}.$$

Здесь: 1. R^3 – трехмерное евклидово пространство.
2. R_3 – сопряженное трехмерное евклидово пространство.
3. Ω_q – конфигурационное пространство.
4. Ω_p – пространство импульса.
5. q – обобщенная координата.
6. p – импульс.

В свою очередь, комплексное фазовое пространство имеет вид:

$$\Omega = \{q, p \mid q \in \Omega_q;\ p \in \Omega_p;\ \Omega = \Omega_q \times \Omega_p;\ \Omega \subset \mathbb{C}^3 \oplus \mathbb{C}_3\}; \qquad (2)$$
$$\Omega_q = \{q \mid \Omega_q \subset \mathbb{C}^3\};\ \Omega_p = \{p \mid \Omega_p \subset \mathbb{C}_3\}.$$

Здесь: 1. $\mathbb{C}^3$ – комплексное трехмерное евклидово пространство.
2. $\mathbb{C}_3$ – сопряженное комплексное евклидово пространство.
3. Ω_q – конфигурационное пространство.
4. Ω_p – пространство импульса.
5. q – комплексная обобщенная координата.
6. p – комплексный импульс.

III. Объект хаотической аэродинамики: хаотическая сплошная среда

Объект хаотической аэродинамики крыла экраноплана я ввел следующим утверждением:

Утверждение 1. *Объектом хаотической аэродинамики крыла экраноплана является хаотическая сплошная среда.*

Обращаясь к монографиям моего шеститомника «Энтропия» в комплексном фазовом пространстве объект хаотической аэродинамики – хаотическая сплошная среда вводится следующим определением.

Определение 1. *Хаотической сплошной средой называется абстрактный объект, определяемый аксиомами:*

1. Хаотическая сплошная среда находится в ограниченной области комплексного пространства $\mathbb{C}^n \oplus \mathbb{C}_n$*, называемой комплексным фазовым пространством.*

2. В комплексном фазовом пространстве состояние хаотической сплошной среды характеризуется двойственными локальными координатами: q *– обобщенной координатой;* p *– импульсом.*

При этом: $q \in \Omega_q$; $p \in \Omega_p$; $\Omega_q \subset \mathbb{C}^n$; $\Omega_p \subset \mathbb{C}_n$; $\Omega = \Omega_q \times \Omega_p$.

3. Состояния хаотической сплошной среды параметризованы: параметром параметризации является комплексное астрономическое время z.

4. Хаотическая сплошная среда обладает комплексной плотностью $\rho = \rho(q, p, z)$.

5. Масса хаотической сплошной среды – сохраняющаяся величина.

6. В комплексном фазовом пространстве определена энтропия хаотической сплошной среды.

7. Экстремальным принципом хаотической сплошной среды является принцип максимума энтропии Панченкова.

8. Фундаментальной симметрией является двойственность.

Сужение этого объекта на вещественное фазовое пространство выглядит так.

Определение 2. *Хаотической сплошной средой называется абстрактный объект, определяемый аксиомами:*

1. Хаотическая сплошная среда находится в ограниченной области пространства $R^n \oplus R_n$*, называемой фазовым пространством.*

2. В фазовом пространстве состояние хаотической сплошной среды характеризуется двойственными локальными координатами: q *– обобщенной координатой;* p *– импульсом.*

При этом: $q \in \Omega_q$; $p \in \Omega_p$; $\Omega_q \subset R^n$; $\Omega_p \subset R_n$; $\Omega = \Omega_q \times \Omega_p$.

3. Состояния хаотической сплошной среды параметризованы: параметром параметризации является астрономическое время t.

4. Хаотическая сплошная среда обладает плотностью $\rho = \rho(q,p,t)$.

5. Масса хаотической сплошной среды – сохраняющаяся величина.

6. В фазовом пространстве определена энтропия хаотической сплошной среды.

7. Экстремальным принципом хаотической сплошной среды является принцип максимума энтропии Панченкова.

8. Фундаментальной симметрией хаотической сплошной среды является двойственность.

Замечание: *Масса хаотической сплошной среды определяется следующим образом:*

$$m = \int_{\Omega} \rho \, d\Omega; \ \{q, p\} \in \Omega. \tag{3}$$

IV. Энтропийные многообразия

Принцип максимума энтропии Панченкова выделяет в фазовом пространстве основной геометрический объект – энтропийное многообразие. Энтропийное многообразие – это многообразие фазового пространства, на котором поддерживается глобальная симметрия – закон сохранения энтропии [8].

$$Э = \{q, p \mid Э \subset \Omega, \ H_f\}. \tag{4}$$

Первым сужением энтропийного многообразия вещественного фазового пространства является соленоидальное многообразие:

$$\mu = \left\{ q, p | \mu \subset Э;\ \text{div}A;\ A = \left[\frac{\partial q}{\partial t}; \frac{\partial p}{\partial t} \right] \right\}. \tag{5}$$

На соленоидальном многообразии симметрия – закон сохранения энтропии поддерживается уравнением

$$\sigma = \text{div}A\text{: } \sigma = 0;\ \{q,p\} \in \mu. \tag{6}$$

Введение в теорию потенциала ускорений приводит к очередному сужению энтропийного многообразия – многообразию потенциала ускорений:

$$\pi = \left\{ q, p \,|\, \pi \subset \mu;\ \Theta;\ \xi = \begin{pmatrix} 0 & -E \\ E & 0 \end{pmatrix} \right\}. \tag{7}$$

Здесь: Θ – потенциал ускорений, $\xi = \begin{pmatrix} 0 & -E \\ E & 0 \end{pmatrix}$ – кососимметрическая матрица метрики (метрика), E – единичная диагональная матрица.

На вещественном многообразии потенциала ускорений справедливы канонические уравнения потенциала ускорений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} &= -\frac{\partial \Theta}{\partial p};\ \{q,p\} \in \pi; \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{\partial \Theta}{\partial q}. \end{aligned} \tag{8}$$

Подмногообразие многообразия потенциала ускорений, содержащее потенциал импульса, носит название Гильбертова поля.

Гильбертово поле имеет вид:

$$\Im = \{ q, p \,|\, \Im \subset \pi;\ \Psi \}.$$

На Гильбертовом поле

$$p \triangleq \text{grad}\Psi;\ \Psi = \Psi(q, t)$$

и справедливо уравнение потенциала ускорений:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \Theta;\ \{q,p\} \in \Im.$$

Сужение Гильбертова поля, содержащее хаотические потоки я выполнил с помощью специализации основной структуры – потенциала ускорений. Этот потенциал ускорений и выделяет из состава Гильбертова поля подмногообразие – особое Гильбертово поле.

$$L_s = \left\{ q, p \,|\, L_s \subset \Im;\ \Theta = -\left(\dot{q} | p \right)_{R^3} - \Pi \right\}. \tag{9}$$

Основное энтропийное многообразие диффузии реализуется путем задания на особом Гильбертовом поле двух известных фундаментальных структур:

$$\Psi = H_q;\ H_q = -\ln\eta;\ q \in L_s. \tag{10}$$

Этим актом и конструируется Диффузионное поле:

$$D_s = \left(q, p \,|\, D_s \subset L_s; \Psi = H_q;\ H_q = -\ln\eta \right). \tag{11}$$

В формуле (10): H_q – энтропия Панченкова; η – плотность хаотической сплошной среды конфигурационного пространства.

V. Хаотические потоки на Диффузионном поле: два онтологических уровня

В составе аналитического Естествознания хаотическая аэродинамика крыла экраноплана идентифицируется посредством определения.

Определение 3. *Хаотическая аэродинамика крыла экраноплана – это аэродинамика потоков на Диффузионном поле комплексного, либо вещественного фазового пространства.*

На Диффузионном поле реализуются два онтологических уровня хаотических потоков:

1. Динамический уровень. 2. Макроскопический уровень.

Хаотический поток динамического уровня – это поток обобщенной координаты: он описывается первым уравнением канонической системы потенциала ускорений (8).

Поток макроскопического уровня – это поток импульса: он описывается вторым уравнением канонической системы потенциала ускорений (8).

Общее представление уравнения потока обобщенной координаты я принял в известном виде:

$$\begin{aligned}&\dot{q} = u\colon u = \chi p + \omega;\ q \in D_s;\\ &p = \operatorname{grad}\Psi;\ \omega = \operatorname{rot}B;\ \Omega_q = R^3.\end{aligned} \tag{12}$$

Это уравнение четко и ясно иллюстрирует принципиальное отличие хаотической аэродинамики от классической.

Выполнив переход от основного геометрического объекта классической аэродинамики – конфигурационного пространства к новому основному геометрическому объекту – Диффузионному полю, я выполнил расширение переменных:

$$\left\{u \middle| q \in D_s\right\} \to \left\{p;\omega \middle| \{q,p\} \in D_s\right\}.$$

VI. Разделение уравнений Навье-Стокса

Вне всякого сомнения, центральное место в хаотической аэродинамике занимает проблема разделения уравнений Навье-Стокса. Истоки этой проблемы лежат в структуре диффузионного потока, определяемой уравнением (12). Как только мы ввели в теорию структуру хаотического потока на Диффузионном поле (диффузионного потока), мгновенно возникла проблема разделения общего потока, определяемого вектором скорости «u» на поток импульса и поток вихря (ротора). В этой проблеме приоритетная роль принадлежит статье А.Н. Панченкова и К.И. Матвеева «General-Entropy analysis of Navier-Stokes Equations» [16]. Авторы этой работы впервые сформулировали и решили проблему разделения уравнений Навье-Стокса. Последующие результаты по развитию этой проблемы содержатся в моих монографиях «Эконофизика» и «Аналитическое Естествознание» [12, 13].

Суть проблемы разделения состоит в редукции уравнений Навье-Стокса к двум комплектам уравнений: канонической системе уравнений потенциала ускорений и уравнениям вихря. Сама проблема разделения уравнений Навье-Стокса относится к математической гидродинамике и я в настоящей статье подробно изучать ее не буду. Здесь нам нужны только несколько основных окончательных результатов ее исследования.

В хаотической аэродинамике в частном случае вещественного фазового пространства уравнения Навье-Стокса выступают в роли уравнений состояния.

Эти уравнения в развиваемую теорию я ввел следующей гипотезой.

Гидродинамическая гипотеза: *На Диффузионном поле диффузионные аэродинамические потоки описываются уравнениями Навье-Стокса.*

Эта гипотеза приводит к основному результату: неполному комплекту основных уравнений:

$$\dot{q} = u:\ u = \chi p + \omega;\ q \in D_s:\ t \in [0, T]$$
$$\frac{Du}{Dt} = -\mathrm{grad}Y + \nu \Delta u; \tag{13}$$
$$p = \mathrm{grad}\Psi;\ \omega = \mathrm{rot}B;\ Y = \frac{P}{\rho}.$$

В этих уравнениях: P – давление в воздушном потоке, ρ – плотность воздуха.

Разделение уравнений Навье-Стокса поддерживается двумя гипотезами:

1. Гипотеза независимости: Вихрь не зависит от импульса.
2. Сильная симметрия Де-Рама

$$(\omega | p)_{R^3} = 0:\ \{\rho, \omega\} \in D_s.$$

Основной результат процедуры разделения ясен: изъятие из теории уравнений Навье-Стокса и конструирование новой более эффективной системы основных уравнений хаотической аэродинамики.

И здесь ключевое звено:

Нахождение потенциала структуры $\Pi \triangleq \Pi(q, t)$.

Стандартное представление потенциала структуры имеет вид:

$$\Pi = -\chi \mathrm{di\upsilon} p + \tilde{\Pi};\ q \in D_s. \tag{14}$$

С помощью известной математической техники разделения я получил следующее уравнение связи:

$$\Pi = \frac{Y}{\chi} - \frac{\chi}{2}\|p\|^2_{R^3} - \nu \mathrm{di\upsilon} p - \Phi + \frac{1}{2\chi}\|\omega\|^2_{R^3} \tag{15}$$
$$\mathrm{grad}\Phi = [p \times \Omega];\ \Omega = \mathrm{rot}\omega;\ q \in D_s.$$

В свою очередь, потенциал ускорений определяется следующей формулой:

$$\Theta = -\chi \|p\|^2_{R^3} + \chi \mathrm{di\upsilon} p - \tilde{\Pi};\ q \in D_s. \tag{16}$$

VII. Основные уравнения хаотической аэродинамики

В вещественном фазовом пространстве комплект основных уравнений хаотической аэродинамики крыла экраноплана выглядит следующим образом:

1. Уравнение диффузионного потока

$$\dot{q} = u;\ u = \chi p + \omega;\ \{q, p\} \in D_s; \tag{17}$$
$$p = \mathrm{grad}\Psi;\ \omega = \mathrm{rot}B.$$

2. Уравнение импульса

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \mathrm{grad}\Theta;\ \mathrm{grad} = \frac{\partial}{\partial q};\ \{q, p\} \in D_s. \tag{18}$$

3. Уравнение потенциала ускорений

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \Theta:\ \Theta = -\chi \|p\|^2_{R^3} + \chi \mathrm{di\upsilon} p - \tilde{\Pi};\ \{q, p\} \in D_s. \tag{19}$$

4. Уравнение независимости

$$\mathrm{grad}\Phi = [p \times \Omega];\ \Omega = \mathrm{rot}\omega;\ \{q,p\} \in D_s.$$

5. Сильная симметрия Де-Рама

$$(\omega|p)_{R^3} = 0;\ \{q,p\} \in D_s.$$

6. Уравнение связи

$$\tilde{\Pi} = \Pi + \chi \mathrm{div} p:\ \Pi = \frac{Y}{\chi} - \frac{\chi}{2}\|p\|^2_{R^3} - \nu \mathrm{div} p - \Phi + \frac{1}{2\chi}\|\omega\|^2_{R^3};\ \{q,p\} \in D_s.$$

7. Уравнение вихря

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \omega}{\partial t} = [\omega \times \Omega] - \nu \mathrm{rot}\Omega;\ q \in D_s \\ &\Omega = \mathrm{rot}\omega;\ \mathrm{rot}\Omega = -\Delta\omega. \end{aligned} \tag{20}$$

В хаотической аэродинамике крыла экраноплана основной проблемой является проблема движения низколетящего крыла в диффузионной среде. И здесь необходима еще одна **гипотеза**: *Крыло экраноплана расположено на Диффузионном поле.* Эта гипотеза обобщается и на экран: опорная поверхность расположена на Диффузионном поле.

VIII. Гиперболический импульс

Новым, неизвестным в классической аэродинамике, уникальным результатом является факт существования в диффузионной сплошной среде гиперболического импульса. Впервые я гиперболический импульс обнаружил и описал в книге «Энтропия-2: хаотическая механика» [9].

Гиперболический импульс обязан своим происхождением характерному уравнению диффузионного хаоса – уравнению гиперболичности

$$p \cdot q = \gamma;\ \gamma = \begin{Vmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \\ \gamma_3 \end{Vmatrix}:\ \{q,p\} \in D_s. \tag{21}$$

Это уравнение и определяет гиперболический импульс:

$$p = \frac{\gamma}{q};\ \{q,p\} \in D_s. \tag{22}$$

В теорию диффузии гиперболический импульс вводится известным определением.

Определение 4. *Гиперболический импульс – это импульс, входящий в характерное уравнение диффузионного хаоса – уравнение гиперболичности.*

Для хаотической аэродинамики важно следующее свойство: *Гиперболический импульс – характерная элементарная структура диффузионного хаоса.*

В характерной частной реализации Диффузионного поля $\tilde{\Pi} = 0$ и потенциал ускорений будет:

$$\Theta = -\chi\|p\|^2_{R^3} + \chi \mathrm{div} p. \tag{23}$$

Этот потенциал ускорений и определяет гиперболический импульс хаотической аэродинамики. Для стационарного процесса $\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \Theta_0;\ \Theta_0 = \mathrm{const};$ и, полагая $\Theta_0 = 0$, мы и получаем из (23) значение гиперболического импульса

$$p_k = -\frac{1}{q_k};\ k = 1,\ 2,\ 3. \tag{24}$$

В методологии и символьном выводе хаотической аэродинамики важную роль играет связь параметров $\{\nu, \chi\}$. В частном случае безвихревого диффузионного хаоса $(\omega = 0)$ уравнение связи (15) при $\tilde{\Pi} = 0$ будет

$$\frac{Y}{\chi} - \frac{\chi}{2}\|p\|^2_{R^3} - (\chi - \nu)\operatorname{di\upsilon} p = 0. \tag{25}$$

Теперь я буду предполагать, что ядро гиперболического импульса (особая точка) находится в окрестности входящей кромки крыла.

В этом случае в окрестности входящей кромки будут справедливы асимптотические оценки:

$$1.\ q_k \sim O(\varepsilon);\ p_k \sim \frac{1}{O(\varepsilon)}. \quad 2.\ \left\{\|p\|^2_{R^3};\ \operatorname{di\upsilon} p\right\} \sim \frac{1}{O(\varepsilon^2)}. \tag{26}$$

Очередным звеном идеологии и символьного анализа гиперболического импульса будет следующая достаточно очевидная и правдоподобная гипотеза.

Гипотеза ограниченности давления: *В окрестности входящей кромки крыла давление имеет асимптотическую оценку:*

$$Y \sim \frac{1}{O(\varepsilon^\beta)};\ \beta < 2. \tag{27}$$

Простейший асимптотический анализ уравнения (25) с участием асимптотических оценок (26), (27) и приводит к нужному результату:

$$\chi = 2\nu. \tag{28}$$

IX. Познавательный пример: Плоская задача о стационарном движении тонкого низколетящего крыла

В характерной задаче околоэкранной аэродинамики – плоскостной задаче о стационарном движении тонкого низколетящего крыла следует, прежде всего, ввести вспомогательный импульс "$\tilde{p}$":

$$\tilde{p} \triangleq p + \frac{\vec{v}_0}{\chi}:\ \vec{v}_0 = \begin{Vmatrix} -v_0 \\ 0 \\ 0 \end{Vmatrix}.$$

Далее, с целью упрощения символики, следует выполнить переобозначение:

$$\tilde{p} \to p.$$

После переобозначения нам в символьных структурах (включая основные уравнения) следует выполнить замену:

$$\|p\|^2_{R^3} \to \|p\|^2_{R^3} - \frac{v_0}{\chi}p_1:\ p = \begin{Vmatrix} p_1 \\ p_2 \\ 0 \end{Vmatrix}. \tag{29}$$

В результате потенциал ускорений познавательного примера будет определяться формулой:

$$\Theta = v_0 p_1 - \chi\|p\|^2_{R^3} + \chi \operatorname{di\upsilon} p + \tilde{\Pi};\ \{q, p\} \in D_s. \tag{30}$$

В свою очередь, уравнения диффузионного потока и уравнения импульса будут:

$$\dot{q} = u:\ u_1 = \chi p_1 + \omega_1 - v_0;\qquad u_2 = \chi p_2 + \omega_2;\ u_3 = 0. \tag{31}$$

$$v_0 \frac{\partial p_1}{\partial q_1} = \frac{\chi}{2}\frac{\partial}{\partial q_1}\|p\|^2_{R^3} - \frac{\chi}{2}\Delta p_1 + \frac{1}{2}F_1;$$
$$v_0 \frac{\partial p_1}{\partial q_2} = \frac{\chi}{2}\frac{\partial}{\partial q_2}\|p\|^2_{R^3} - \frac{\chi}{2}\Delta p_2 + \frac{1}{2}F_2; \tag{32}$$
$$\vec{F} = \mathrm{grad}\tilde{\Pi};\ \vec{F} = \begin{Vmatrix} F_1 \\ F_2 \\ 0 \end{Vmatrix};\ \Delta = \frac{\partial^2}{\partial q_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial q_2^2}.$$

Следуя установившейся традиции, задачу познавательного примера нужно привести к безразмерному виду с помощью двух характерных величин.

1. Характерная длина: a – полухорда крыла
2. Характерная скорость: v_0 – скорость набегающего потока.

В этом акте первое действие: преобразование обобщенной координаты

$$q \to \{x, y, z\}:\ x = \frac{q_1}{a};\ y = \frac{q_2}{a};\ z = \frac{q_3}{a}.$$

Второе действие: введение характерного отстояния.

Теперь введем стандартным способом уравнение связи

$$\bar{h}(x) = \bar{h}(0) + \frac{1}{2}\eta(x);\ \bar{h} = \frac{h}{2a}. \tag{33}$$

в котором $\bar{h}(x)$ – местное относительное отстояние; $\bar{h}(0)$ – относительное отстояние задней кромки крыла и $\eta(x)$ – форма нижней поверхности крыла.

В символике уравнения связи характерное относительное отстояние определяется следующим образом:

$$\bar{h} = \bar{h}(2);\ \bar{h}(2) = \bar{h}(x)_{|x=2}.$$

Третье действие: введение числа Рейнольдса.

$$\mathrm{Re} = \frac{2v_0 a}{\nu},\ \text{либо}\ \mathrm{Re} = \frac{4v_0 a}{\chi}.$$

Четвертое действие: преобразование скорости; ротора; импульса; давления.

$$u = v_0\bar{u};\ \omega = v_0\bar{\omega};\ p = \frac{\bar{p}}{4a}.$$

В терминах безразмерных переменных уравнения (31) и (32) выглядят так:

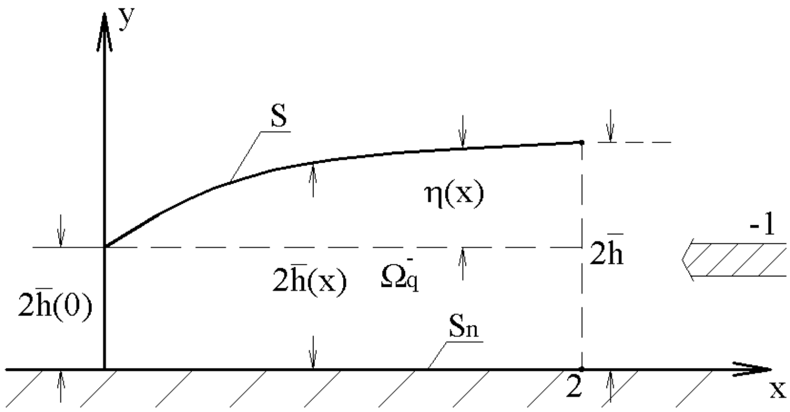
$$1.\ \bar{u}_1 = 2\mu\bar{p}_1 + \bar{\omega}_1 - 1;\ \{x, y\} \in D_s:\qquad \bar{u}_2 = 2\mu\bar{p}_2 + \bar{\omega}_2;\ \bar{u}_3 = 0;\ \mu = \frac{1}{2\,\mathrm{Re}}. \tag{34}$$

$$2.\ \frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x} = \mu \frac{\partial}{\partial x}\left\| \overline{p} \right\|^2_{R^3} - \mu \Delta \overline{p}_1 + \frac{1}{2}\overline{F}_1;$$

$$\frac{\partial \overline{p}_2}{\partial y} = \mu \frac{\partial}{\partial y}\left\| \overline{p} \right\|^2_{R^3} - \mu \Delta \overline{p}_2 + \frac{1}{2}\overline{F}_2;\ \{x, y\} \in D_s: \tag{35}$$

$$\overline{F}_k = \frac{4a^2}{v_0} F_k;\ k = 1,\ 2;\ \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

Кинематику и геометрию характерной задачи иллюстрирует следующий рисунок.



В задаче одними из краевых условий будут два условия на плоском экране Sn:

1. Условие неперетекания

$$\overline{u}_2 = 0:\ y = 0.$$

2. Условие прилипания

$$\overline{u}_1 = -1:\ y = 0.$$

X. Гиперболический импульс познавательного примера

Важное значение в феноменологии познавательного примера имеет структура гиперболического импульса. Эта структура устанавливается путем анализа системы уравнений импульса (35).

Поскольку гиперболический импульс $\overline{p}_1$ зависит только от координаты «x»; а гиперболический импульс $\overline{p}_2$ – только от координаты «y», то на основе гипотезы ограниченности давления из системы (35) получаем два уравнения

$$\frac{\partial \overline{p}_2}{\partial y} = \overline{p}_2^2 + b;\ \frac{\partial \overline{p}_1}{\partial x} = \overline{p}_1^2 - \frac{1}{\mu}\overline{p}_1. \tag{36}$$

Здесь первое уравнение при b=0 переходит в уравнение гиперболического импульса с хорошо известным решением

$$\overline{p}_2 = -\frac{1}{y - d}.$$

Но со вторым уравнением все не так: оно не описывает гиперболический импульс. Как известно, принятое сужение (упрощение) системы (35) в виде двух уравнений (36) справедливо при постулировании существования двух гиперболических импульсов $\{\overline{p}_1, \overline{p}_2\}$. Но второе уравнение (36) не содержит гиперболический импульс $\overline{p}_1$ и, следовательно, нужное нам решение есть тривиальное решение $\overline{p}_1 = 0$. Итог здесь имеет ключевое значение: *В познавательном примере в окрестности входящей кромки крыла существует только вертикальный гиперболический импульс.*

Именно вертикальный гиперболический импульс создает при остальных детерминированных условиях в окрестности входящей кромки крыла локальную зону диффузионного хаоса: в терминологии моей хаотической механики – диффузионного экстремального пограничного слоя (ЭПС).

XI. Характерная задача: Плоская задача о стационарном движении пластины вблизи экрана

В этой задаче существует опорное решение (первое приближение), в основе которого лежит широкоизвестное условие

$$\frac{\partial \overline{Y}}{\partial y} = 0;\ \{x,y\} \in \Omega_q^-;$$
$$\Omega_q^- = \left\{x,y \middle|;\ x \in [0,2];\ y \in \left[0, 2\overline{h}(x)\right]\right\}. \tag{37}$$

Характеризация опорного решения задается следующими уравнениями диффузионного потока

$$\overline{u}_1 = \overline{\omega}_1;\ \overline{\omega}_1 = \overline{\omega}_1(y);\ \{x,y\} \in D_s;$$
$$u_2 = 0,\ u_3 = 0. \tag{38}$$

Для диффузионного потока (38)

$$\Delta\overline{u} = \Delta\overline{\omega};\ \Delta\overline{\omega} = \frac{\partial^2 \overline{\omega}_1}{\partial y^2};\ \angle_\varepsilon \overline{\omega} = 0.\ (\angle_\varepsilon \overline{\omega} \text{ – производная Ли})$$

В свою очередь из уравнения Навье-Стокса и условия (37) получаем:

$$\overline{\omega}_1 = \overline{\omega}_1(y):\ \frac{\partial \overline{Y}}{\partial x} = G;\ G = \text{const};\ \overline{Y} = \frac{Y}{v_0^2}. \tag{39}$$

Этот результат генерирует основное уравнение задачи:

$$\frac{\partial^2 \overline{\omega}_1}{\partial y^2} = D_2. \tag{40}$$

Это уравнение и определяет структуру опорного диффузионного потока:

$$1.\ \ \overline{u}_1 = \overline{\omega}_1:\ \overline{\omega}_1 = \frac{D_2}{2} y^2 + D_1 y + D_0;\ 2.\ \ \overline{Y} = Gx + G_0;$$
$$3.\ \ \overline{h}(x) = \overline{h}_0 + \frac{\alpha}{2} x;\ \alpha \sim O(\varepsilon);\ 4.\ \ \overline{u}_2 = 0,\ \overline{u}_3 = 0. \tag{41}$$

Здесь существует одна важная деталь: диффузионный поток (41) – напорный поток. Эта деталь отличает решение (41) от классического решения уравнений Навье-Стокса в плоской задаче о движении вязкой жидкости между параллельными стенками [17]. Напомню, что в (41) α – угол атаки пластинки. Если ограничиться первым приближением, то из решения (41) можно выделить частное решение, удовлетворяющее двум краевым условиям:

1. Условие подвижного экрана: $\overline{\omega}_1 = -1;\ y = 0$.

2. Условие на выходящей кромке крыла: $\overline{Y} = 0:\ x = 0$.

Эти условия определяют два коэффициента:

$$D_0 = -1;\ G_0 = 0. \tag{42}$$

В канонах околоэкранной аэродинамики коэффициент подъемной силы низколетящего крыла имеет представление:

$$C_y = C_y^+ + C_y^-$$

Здесь: C_y^- – коэффициент подъемной силы нижней поверхности крыла, C_y^+ – коэффициент подъемной силы верхней поверхности крыла.

Хорошо известны и следующие асимптотические оценки

$$C_y^- \sim O\left(\frac{\alpha}{\overline{\overline{h}}}\right);\ C_y^+ \sim O(\alpha).$$

Ясно, что для низколетящей пластинки будет справедливо приближение:

$$C_y \simeq C_y^-. \tag{43}$$

Именно этим приближением я и ограничусь в изучаемой характерной задаче.

Обращаясь к известным формулам подъемной силы крыла в стационарном плоско-параллельном потоке:

$$D = C_y \rho v_0^2 a;\ D = \rho \int_0^{2a} Y\, d\, q_1;\ D = \rho a \int_0^{2} Y\, d\, x;$$

я для коэффициента подъемной силы получил расчетную формулу.

$$C_y = \int_0^2 \overline{Y}\, d\, x. \tag{44}$$

В итоге, формулы (41) (42) (44) привели меня к следующему результату

$$C_y \simeq 2G + O\left(\alpha \cdot \ln \overline{h}\right);\ G \sim O\left(\frac{\alpha}{\overline{\overline{h}}}\right). \tag{45}$$

Если подчинить вывод параметра G условию согласования построенного решения с квадрупольной теорией крыла и принять $G = \frac{\alpha}{2\overline{h}}$, то мы и получим известную формулу [5].

$$C_y = \frac{\alpha}{\overline{\overline{h}}};\ \overline{h} = \overline{h}_0 + \alpha. \tag{46}$$

Теперь нам следует вспомнить важный факт: опорный диффузионный поток (41) – это точное решение уравнений Навье-Стокса. Этот факт приводит к следующему выводу.

Утверждение 2. *Напорный диффузионный поток вязкой жидкости – точное решение уравнений Навье-Стокса содержит в себе частное решение, обладающее коэффициентом подъемной силы, совпадающий с коэффициентом подъемной силы квадрупольной теории крыла.*

XII. Характерная задача: Второе приближение

Включение в диффузионный поток гиперболического импульса и формирует уравнения потока второго приближения:

$$\overline{u}_1 = \overline{\omega}_1;\ \{x,y\} \in D_s;\ \overline{u}_2 = 2\mu\overline{p}_2;\ \overline{u}_3 = 0;\ \overline{\omega}_1 = \frac{D_2}{2}y^2 + D_1 y - 1;\ \overline{p}_2 = -\frac{1}{(y-d)} + G_1;\ d = 2\overline{h} + \varepsilon. \tag{47}$$

В символьном выводе второго приближения относительное давление имеет представление

$$\overline{Y} \triangleq \overline{Y}_1 + \overline{Y}_2$$

$\overline{Y}_1 = Gx + G_0$ – давление первого приближения;

$\overline{Y}_2$ – давление гиперболического импульса.

В следующем действии, путем несложных приближенных вычислений, основанных на идеологии асимптотического анализа, из второго уравнения импульса (35) я получил формулу:

$$\overline{Y}_2 = -\frac{A\alpha}{(y-d)};\ d = 2\overline{h} + \varepsilon. \tag{48}$$

Для получения истинного давления, действующего на нижнюю поверхность пластинки, следует обратиться к гипотезе VII и выполнить сужение формулы (48) на нижнюю поверхность пластинки:

$$\overline{Y}_{2|y\in D_s} \to \overline{Y}_{2|y=2\overline{h}_0+\alpha x}:\ \overline{Y}_2 = -\frac{A\alpha}{\alpha(2-x)+\varepsilon}. \tag{49}$$

Теперь относительное давление (при $G_0 = -\dfrac{A\alpha}{2\alpha+\varepsilon}$) будет определяться формулой:

$$\overline{Y} = Gx + A\alpha\left(\frac{1}{\alpha(2-x)+\varepsilon} - \frac{1}{2\alpha+\varepsilon}\right). \tag{50}$$

В заключительном звене исследования на основе формул (44) (50) я получил асимптотическое значение коэффициента подъемной силы

$$C_y \simeq A_1 + A\ln\varepsilon + O(\alpha). \tag{51}$$

Обращаю внимание на замечательный факт: коэффициент подъемной силы формулы (51) содержит три произвольных параметрах $\{A_1, A, \varepsilon\}$.

У нас существует произвол (свобода их выбора) и, в одной из интерпретаций, эти параметры можно рассматривать как хаотические количества. В другой интерпретации можно принять детерминированные значения:

$$A_1 = \frac{\alpha}{\overline{h}};\ \varepsilon = \overline{h}^{\beta};\ A = \frac{B\alpha}{\beta}.$$

В этом случае из (51) следует формула

$$C_y \simeq \frac{\alpha}{\overline{h}} + B\alpha\ln\overline{h} + O(1);\ B \sim O(1).$$

При определенном выборе параметра «В» из этой формулы можно получить все многочисленные формулы известных теорий низколетящего крыла (включая мою квадрупольную теорию).

Литература

1. *Панченков А.Н. Драчев П.Т., Любимов В.И. (2006). Экспертиза экранопланов.* Н Новгород: ООО «Типография «Поволжье» 656с.
2. *Панченков А.Н. (1965). Гидродинамика подводного крыла.* Киев: Наукова думка. 550с.
3. *Панченков А.Н. (1975). Теория потенциала ускорений.* Новосибирск: Наука. СО. 220 с.
4. *Панченков А.Н. (1982). Асимптотические методы в экстремальных задачах механики.* Новосибирск: Наука. СО. 215с.
5. *Панченков А.Н. (1983). Теория оптимальной несущей поверхности.* Новосибирск: Наука. СО. 256с.
6. *Панченков А.Н. Орлов Ю.Ф. и др. (1983). Математическая технология пакета прикладных программ «Полет».* Новосибирск: Наука. СО. 232с.
7. *Панченков А.Н. Ружников Г.М. и др. (1983). Асимптотические методы в задачах оптимального проектирования и управления движением.* Новосибирск: Наука. СО. 265с.
8. *Панченков А.Н. (1999). Энтропия.* Нижний Новгород: Издательство общества «Интелсервис». 592 с.
9. *Панченков А.Н. (2002). Энтропия-2: Хаотическая механика.* Нижний Новгород: Издательство общества «Интелсервис». 713с.
10. *Панченков А.Н. (2004). Инерция.* Йошкар-Ола: Издательство ГУП «МПИК». 417с.
11. *Панченков А.Н. (2005). Энтропийная механика.* Йошкар-Ола: Издательство ГУП «МПИК». 576с.
12. *Панченков А.Н. (2007). Эконофизика.* Н.Новгород. ООО «Типография Поволжье», 528с.
13. *Панченков А.Н. (2008). Аналитическое Естествознание.* Саранск: ГУП РМ «Красный Октябрь». 640с.
14. *Panchenkov A.N. (2006). Complex Spaces In Hydrodynamics: Complex Navier-Stokes Equations.* http ://arXiv.org/abs/phvsics/0609159.
15. *Panchenkov A.N. (2007). The Entropy Model of Hydrodynamics.* «Проблемы нелинейного анализа в инженерных системах» №1(27). v. 13, p. 1-22.
16. *Panchenkov A.N., and Matveev K.I. (2005). General Entropy Analysis of Navier Stokes Equations.* Far East Journal of Applied Mathematics, 21(1). pp. 17-30.
17. *M.Milne-Thomson (1960). THEORETICAL HYDRODYNAMICS. London. Macmillan and Co. LTD. NewYork. St. Martin`s Press.*

Хаотическая аэродинамика крыла экраноплана: Основания. Общая теория

А.Н. Панченков

Аннотация

Статья посвящена основаниям и развитию хаотической аэродинамики крыла экраноплана – новому самостоятельному разделу околоэкранной аэродинамики. Основной проблемой хаотической аэродинамики крыла экраноплана является проблема движения низколетящего крыла в диффузионной среде. Объектом хаотической аэродинамики крыла аэроплана является хаотическая сплошная среда, а концептуальная модель хаотической аэродинамики крыла экраноплана является конкретизацией энтропийной концептуальной модели. Принципиальным отличием хаотической аэродинамики А.Н. Панченкова от классической аэродинамики является то, что в основе ее математической модели лежит каноническая система потенциала ускорений, а не уравнения Навье-Стокса. Это другой способ описания хаоса. Теорию статьи поддерживает шеститомная монография А.Н. Панченкова «Энтропия».