DOI: 10.17117/na.2015.08.1108

Поступила (Received): 26.08.2015

<http://ucom.ru/doc/na.2015.08.1108.pdf>

Зарянкин А.Е., Рогалев А.Н. Механизм отрыва потока от плавных поверхностей

Zaryankin A.E., Rogalev A.N.
Mechanism of flow separation from smooth surfaces

В статье анализируются особенности течения жидких и газообразных сред в диффузорных каналах на основе осредненного уравнения Прандтля для пограничного слоя. Показано, что в этом случае вблизи стенки существует слой жидкости или газа, где напряжение трения τ увеличивается по направлению нормали к обтекаемой поверхности ($\partial\tau / \partial y > 0$), что и обеспечивает возможность безотрывного течения рабочих сред в диффузорных каналах

Ключевые слова: диффузор, продольный градиент давления, напряжение трения, скорость, обретенная поверхность, пограничный слой

In this paper we analyze the features of the flow of liquids and gases in the diffuser channels on the basis of the averaged equation for the Prandtl boundary layer. Paper shows that near the wall there is a layer of liquid or gas, where the shear stress τ increases in the direction normal to the streamlined surface ($\partial\tau / \partial y > 0$), which provides unseparated flow structure in working diffuser channels

Key words: diffuser, a longitudinal pressure gradient, shear stress, velocity, finned surface boundary layer

Зарянкин Аркадий Ефимович

Доктор технических наук, профессор
Национальный исследовательский университет
«МЭИ»
г. Москва, Красноказарменная, 14

Zaryankin Arcady Efimovich

Doctor of Engineering Sciences, Professor
National Research University «Moscow Power
Engineering Institute»
Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14

Рогалев Андрей Николаевич

Кандидат технических наук, старший
преподаватель
Национальный исследовательский университет
«МЭИ»
г. Москва, Красноказарменная,

Rogalev Andrey Nikolaevich

Candidate of Engineering Sciences, Senior Lecturer
National Research University «Moscow Power
Engineering Institute»
Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14

Исследование выполнено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00944 от 16 июля 2014 г.)

Среди проблем теоретической и практической гидрогазодинамики проблема отрыва потока от плавных обтекаемых поверхностей относится к числу центральных проблем, так как при возникновении отрыва кризисным образом меняется вся картина течения. Неизбежным следствием возникновения отрыва потока с обтекаемых поверхностей, является переход от стационарного течения к нестационарному. В случае, если движение рабочих сред происходит

внутри каналов при отрыве потока от их стенок резко увеличивается гидравлическое сопротивление, растут безвозвратные потери энергии, увеличивается акустическое излучение и резко возрастают динамические нагрузки на все поверхности, находящиеся в области движущихся сред.

В силу отмеченных отрицательных последствий, связанных с возникновением отрыва движущихся рабочих сред от стенок каналов различной формы, проблема сохранения безотрывного течения в проточных частях различных устройств и установок приобретает исключительно важную практическую задачу.

Однако, для ее хотя бы частичного решения необходимо иметь ясное представление о механизме возникновения отрыва потока от обтекаемых поверхностей.

К сожалению, в большинстве публикаций явление отрыва потока рассматривается на качественном уровне с привлечением простейших механических аналогий [1, 2, 3, 4, 5].

Сравнивая между собой всю имеющуюся информацию о причинах возникновения отрыва потока с плавных обтекаемых поверхностей можно отметить практически полную идентичность всех (кроме формулировки Л. Прандтля [1]) соображений, суть которых можно выразить всего одним предложением.

Отрыв потока от плавных обтекаемых поверхностей происходит в области диффузорного течения и наступает в том сечении, где кинетической энергии жидкости, движущейся в пограничном слое, не хватает для преодоления перепада давления, действующего в направлении, противоположном направлению движения жидкости.

Физическая картина возникновения отрыва потока от обтекаемых плавных поверхностей

Информационная ценность приведенной трактовки причин отрыва пограничного слоя от обтекаемой поверхности ограничена двумя достаточно очевидными положениями, согласно которым отрыв пограничного слоя происходит в диффузорной области при положительном градиенте давления ($dP/dx > 0$) и чем больше кинетическая энергия потока у обтекаемой поверхности, тем при большем значении продольного градиента давления dP/dx происходит отрыв потока.

Однако, сложившееся представление о причинах отрыва пограничного слоя с обтекаемых поверхностей не базируются на анализе изменений всех действующих силовых факторов, которые имеют место при движении рабочих сред в диффузорных областях, и не объясняют причину безотрывного течения вблизи стенки, где всегда действующий против течения перепад давления, больше кинетической энергии, движущейся в пристеночной области жидкости.

Приведенная выше классическая интерпретация механизма отрыва пограничного слоя от обтекаемых поверхностей в диффузорной области течения базируется, по существу, на аналогии инерционного движения твердых тел в гору.

В движущихся жидкостях и газах ситуация принципиально другая. В поперечном сечении пограничного слоя при удалении от обтекаемой поверхно-

сти меняются и скорости, и напряжения трения, причем характер этих изменений определяется знаком действующего продольного градиента давления.

Соответственно, анализ силовых факторов, определяющих течение рабочих сред в пределах пограничного слоя необходимо вести на основе осредненных уравнений Прандтля, записанного для плоского течения [6]:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{dp}{dx} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

Здесь u и v – проекции вектора скорости $\vec{c}$ на координатные оси, а $\tau = \tau_l + \tau_m$ – суммарное напряжение трения в пределах пограничного слоя, состоящее из молекулярного напряжения трения $\tau_l = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$ (μ – коэффициент вязкости) и турбулентного касательного напряжения τ_m .

На внешней границе пограничного слоя согласно определению $\partial \tau / \partial y = 0$ уравнение (1) переходит в уравнения Эйлера для плоского течения идеальной жидкости:

$$\left. \begin{aligned} \rho \left(u_t \frac{\partial u_t}{\partial x} + v_t \frac{\partial u_t}{\partial y} \right) &= - \frac{dp}{dx} \\ \rho \left(u_t \frac{\partial v_t}{\partial x} + v_t \frac{\partial v_t}{\partial y} \right) &= - \frac{dp}{dy} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + v_t \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Решение системы уравнений (3) для конкретного канала позволяет найти распределение градиентов давления в этом канале и, в частности, распределение продольного градиента давления $\partial p / \partial x$ вдоль его стенок.

Поскольку в поперечном сечении пограничного слоя согласно второму уравнению Прандтля давление не меняется ($\partial p / \partial y = 0$), то найденное таким образом распределение давлений и его продольного градиента может быть принято в качестве первого приближения для всего фиксированного поперечного сечения этого слоя.

Далее из уравнения (1) следует, что на обтекаемой поверхности:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\partial \tau}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (4)$$

То есть знак продольного градиента давления $\partial p / \partial x$ всегда совпадает со знаком поперечного градиента напряжения трения на стенке.

Это условие имеет очень важное значение при анализе тех изменений, которые происходят в пределах пограничного слоя с приближением к сечению, где происходит отрыв потока от обтекаемой стенки.

При умножении уравнения (1) на элементарный объем жидкости $dV = dx dy dz$ получим балансовое уравнение всех сил, действующих на элементарные частицы жидкости, движущиеся в пределах пограничного слоя:

$$\rho dx dy dz \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{dp}{dx} dx dy dz + \frac{\partial \tau}{\partial y} dx dy dz \quad (5)$$

Представим это уравнение в виде:

$$\frac{dp}{dx} dx dy dz = \frac{\partial \tau}{\partial y} dx dy dz - \rho dx dy dz \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6)$$

Здесь внешнее силовое воздействие, обусловленное продольным градиентом давления, $dF_p = \frac{dp}{dx} dx dy dz$ уравнивается силами трения $dF_\tau = \frac{\partial \tau}{\partial y} dx dy dz$ и инерционными силами $dF_u = \rho dx dy dz \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right)$.

В приведенном уравнении (6) элементарная сила внешнего воздействия:

$$dF_p = dF_\tau - dF_u \quad (7)$$

Если сила dF_p согласно второму уравнению Прандтля не меняется в поперечном сечении пограничного слоя, то величины dF_τ и dF_u всегда меняются таким образом, чтобы их алгебраическая сумма оставалась неизменной в любом поперечном сечении пограничного слоя и равной силе внешнего воздействия dF_p .

Соответственно, движение жидкости вдоль обтекаемой поверхности остается безотрывной пока выполняется указанное условие, т.е. пока деформация эпюр распределения сил dF_τ и dF_u под действием внешних (в данном случае геометрических) воздействий обеспечивают компенсацию силы dF_p .

Качественный характер изменения эпюры распределения касательных напряжений по поперечному сечению пограничного слоя можно получить на основании следующих трех граничных условий:

- 1) При $y = 0$ $\partial \tau_w / \partial y = dp/dx$
- 2) При $y = \delta$ $\tau = 0$
- 3) При $y = \delta$ $\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0$

а) конфузорное течение, б) – безградиентное течение, в) – диффузорное течение

Рис. 1. Эпюры распределения напряжения трения в пределах пограничного слоя при различных видах течения среды

Построенные с учетом этих условий качественные зависимости $\tau = f(y)$ для конфузорного ($dp/dx < 0$), безградиентного ($dp/dx = 0$) и диффузорного ($dp/dx > 0$) течений приведены на рисунке 1.

Сравнивая между собой эпюры касательных напряжений можно отметить принципиальную разницу между рассматриваемыми распределениями напряжений в конфузорном и диффузорном течениях.

Если в конфузоре касательные напряжения максимальны непосредственно на стенке и далее они монотонно убывают до нуля на внешней границе пограничного слоя, то в диффузорах максимум напряжений располагается на некотором расстоянии y_c от обтекаемой поверхности и с удалением от стенки рассматриваемые напряжения при $y < y_c$ увеличиваются и только при $y \geq y_c$ они начинают снижаться. Соответственно, в конфузорах поперечный градиент напряжений $\partial\tau/\partial y < 0$ и с удалением от стенки монотонно снижается до нуля.

В диффузорах при $y < y_c$ величина $\partial\tau/\partial y$ с удалением от стенки растет ($\partial\tau/\partial y > 0$), а затем при $y > y_c$ начинает монотонно снижаться ($\partial\tau/\partial y < 0$).

Соответствующие зависимости $\partial\tau/\partial y = f(y)$ для рассматриваемых трех типов течения изображены на рисунке 2.

а) конфузорное течение, б) – безградиентное течение, в) – диффузорное течение

Рис. 2. Эпюры распределения поперечных градиентов напряжений трения в пограничном слое при различных видах течения среды

Качественно, таким образом, в поперечном сечении пограничного слоя меняются и силы трения dF_τ . Важным результатом приведенного анализа является вывод о том, что в диффузорной области течения на расстоянии $y < y_c$ силы трения направлены в сторону движения жидкости.

То есть, на этом расстоянии вышележащие слои увлекают за собой нижележащие (заторможенные) слои жидкости, обеспечивая тем самым принципиальную возможность безотрывного течения при положительном значении продольного градиента давления (смотри определение отрыва по Л. Прандтлю).

Если теперь сложить распределение всех сил, действующих в пределах пограничного слоя, то при безотрывном течении всегда должен реализоваться тот баланс силовых факторов, который показан на рисунке 3.

а) – изменение продольного градиента давления в зависимости от поперечной координаты y , б) – изменение поперечного градиента напряжения трения в поперечном сечении пограничного слоя, в) – изменение инерционных сил в поперечном сечении пограничного слоя, г) – балансовая эпюра действующих сил в поперечном сечении пограничного слоя

Рис. 3. Эпюры силовых факторов, действующих в пограничном слое при диффузном течении

Расстояние от стенки y_c , на котором сохраняется положительное значение поперечного градиента напряжения трения (сила трения dF_τ), обеспечивающее возможность в пристеночной области двигаться жидкости против действующей в противоположном направлении силы dF_p , прямо зависит от величины положительного градиента давления dp/dx . Чем больше продольный градиент давления dp/dx , тем больше значение координаты y_c . Другими словами величина y_c определяет степень ответной реакции движущейся жидкой среды на внешнее (в данном случае геометрическое) воздействие, определяемое градиентом давления dp/dx .

Однако возможность ответной реакции потока на внешнее воздействие имеет определенные пределы, превышение которых и ведет к его отрыву от обтекаемой поверхности.

При этом известные условия в точке отрыва пограничного слоя, сводящиеся к равенству нулю в точке отрыва напряжения трения на стенке ($\tau_w = 0$) и поперечного градиента скорости ($\frac{du}{dy} = 0$), необходимо дополнить условием равенства нулю на стенке и поперечного градиента напряжения трения

($\frac{\partial \tau}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0$). Если первые два условия можно отнести к необходимым услови-

ям отрыва потока, то равенство нулю величины $\left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=0}$ уже является достаточным условием отрыва потока.

Следует отметить, что возможность безотрывного течения в диффузорной области при нулевом значении напряжения трения на обтекаемой поверхности впервые было показано в [3], где этот случай рассматривается как условие получения наиболее высокого коэффициента восстановления энергии в диффузорах.

Из приведенного анализа всех силовых факторов, действующих в пределах пограничного слоя, теоретически вытекает такой же вывод. Для обеспечения безотрывного течения важно не абсолютное значение напряжения трения на стенке, а его поперечный градиент $\partial \tau_w / \partial y$, так как именно эта величина определяет силу трения на обтекаемой стенке, величина которой и определяет возможность движения жидкости против действующего в диффузорах продольного градиента давления.

Переход от безотрывного к отрывному течению происходит кризисным образом в результате невозможности выполнения в некотором сечении канала основного граничного условия:

$$dp/dx = \left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (8)$$

Как уже отмечалось выше по мере увеличения продольного градиента давления dp/dx происходит увеличение расстояния от стенки y_c , где меняется знак производной $\partial \tau / \partial y$. При этом одновременно увеличивается и максимальное значение $\left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=y_c}$. При некотором значении dp/dx дальнейшее увеличение координаты y_c и максимального значения напряжения трения становится невозможным, и безотрывный режим кризисным образом сменяется на режим с отрывом пограничного слоя от обтекаемой поверхности.

Таким образом, отрыв потока от обтекаемой поверхности это его кризисное состояние, при котором оказываются полностью исчерпанными все возможные структурные изменения в пограничном слое, обеспечивающие возможность движения жидкости против действующего положительного градиента давления, определяемого геометрической формой канала или геометрической формой обтекаемого тела.

Рассмотренная физическая картина возникновения отрыва потока от обтекаемой поверхности и математическая формулировка условия его неизбежного возникновения $\left(\left. \frac{\partial \tau}{\partial y} \right|_{y=0} \right)$ позволит не только дать более обоснованную физическую трактовку известным способом предотвращения отрыва, но и разработать новые эффективные способы воздействия на характер течения в диффузорах различного типа.

Выводы

1. В результате проведенного обзора литературы показано, что при описании механизма отрыва потока от плавных обтекаемых поверхностей исполь-

зуется в основном одна и та же качественная модель отрыва, базирующаяся на аналогии движения твердого тела к вершине наклонной плоскости.

2. На основе осредненного уравнения Л. Прандтля для движения жидкости в пределах пограничного слоя составлено балансовое уравнение для всех элементарных сил, действующих на частицы жидкости в пограничном слое, и показано, что в диффузорных областях течения (при положительных градиентах давления) непосредственно у стенки возникает область с положительным значением поперечного градиента напряжения трения ($\partial\tau/\partial y > 0$), который и обеспечивает за счет увлекающего движения вязкими силами нижележащим слоям жидкости возможность ее движения против действующего в противоположном направлении перепада давления в той области, где кинетическая энергия жидкости близка к нулю.

3. Проведенное исследование дало основание для следующей формулировки отрыва потока от обтекаемой поверхности.

Отрыв потока от плавных обтекаемых поверхностей – это его кризисное состояние, при котором полностью исчерпаны возможности движущейся среды к деформации эпюр распределения инерционных сил трения, обеспечивающих ответную реакцию потока на внешнее геометрическое воздействие, определяемое продольным положительным градиентом давления.

Список используемых источников:

1. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. Ижевск: НИЦ РХН, 2000.
2. Самойлович Г.С. Гидрогазодинамика. М.: Машиностроение, 1990.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.-Л.: Государственное издательство технической литературы, 1950. 679 с.
4. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т. Аэродинамика отрывных течений. Высшая школа, 1988.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
6. Зарянкин А.Е. Механика несжимаемых и сжимаемых жидкостей. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. 590 с.