ЗАМЕЧАНИЯ ПО СТАТЬЕ Г. И. ТАГАНОВА «К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНЫХ СРЫВНЫХ ЗОН» (ИЗВ. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5)

В статье Г. И. Таганова излагаются представления автора о течениях со стационарными срывными зонами за плохообтекаемыми телами и предлагаются три гидродинамические схемы таких течений.

Ниже приводятся некоторые доводы, из которых вытекает, что эти схемы противоречивы даже в рамках рассуждений автора и не подтверждаются известными теоретическими или экспериментальными данными.

1. Схема «вырожденного» течения (с идеальным диссипатором). Срывная зона ABC (см. фиг. 2 статьи) представляется областью с постоянным давлением p_k (за исключением пренебрежимо малой окрестности точки присоединения B). Сила трения F на границе AB этой области создает струю с импульсом $\rho u_k{}^2\delta_+{}^{**}$, которая поворачивается вблизи точки B на расстоянии l_k от тела и направляется в некий воображаемый «диссипатор», присоединенный к телу, воспринимающий весь этот импульс как *силу тяги* $T \approx F$. Эта сила *уменьшает* сопротивление тела практически вдвое по сравнению с таким же течением, но без диссипатора.

Последнее противоречит общим физическим представлениям о роли диссипации в потоке жидкости и рассуждениям автора по фиг. 5, на которой сопротивление тела с идеальным диссипатором (кривая AC) больше, а не меньше, чем с неидеальным диссипатором (кривая $AД$).

Такая искусственная схема потребовалась автору, видимо, только для того, чтобы приспособить к ней «идеально-жидкостную» схему Д. А. Эфроса с возвратной струйкой. Используя для определения импульса возвратной струйки известное автомодельное решение, касающееся ламинарного пограничного слоя на границе бесконечной струи с неподвижной жидкостью, и результаты расчета поперечного обтекания пластинки по схеме Эфроса, автор находит давление p_k, скорость u_k, расстояние l_k и коэффициент сопротивления c_x в двух предельных случаях:

$$1)\ R = \infty,\quad \bar{u}_k = u_k / u_\infty = 1,\quad \bar{p}_k = 2(p_k - p_\infty) / \rho u_\infty{}^2 = 0,\quad \bar{l}_k = l_k / d = \infty;$$

$$c_x = \pi / (\pi + 4) = 0.44;$$

$$2)\ R = R_{\lim} = 120,\ \bar{u}_k = 1.23,\ \bar{p}_k = -0.52,\ \bar{l}_k = 15,\ c_x = 0.62$$

Нетрудно видеть, что полученные величины не подтверждаются известными теоретическими и экспериментальными результатами.

Первый случай, $p_k = p_\infty$, в *любой* струйной модели соответствует, как предельный, модели Кирхгофа с $c_x = 2\pi / (\pi + 4) = 0.88$, и нет никаких физических оснований для уменьшения этого сопротивления вдвое (кстати говоря, по экспериментальным данным при $R \to \infty$ остается $p_k < p_\infty$, и для пластинки $c_x \approx 2$). Во втором случае, согласно измерениям Акривоса и др. [12] [1], для кругового цилиндра $\bar{u}_k = 0.3$—0.5 (вместо 1.23 в статье), $\bar{l}_k = 2$—5 (вместо 15), $c_x = 1.2$ (вместо 0.62) и, что особенно важно, $\bar{p}_k = -0.45 = \text{const}$ в диапазоне изменения числа Рейнольдса R от 20 до 200 (вместо существенной зависимости $\bar{p}_k$ от числа R по схеме автора).

Ошибка Г. И. Таганова, по-видимому, заключается в том, что он принял неправильную схему течения с постоянным давлением p_k по всей срывной области.

В действительности граница срывной зоны быстро разрушается и давление в следе за телом приближается к p_∞, причем след в целом развивается как изобарический пограничный слой. Реальная сила трения F на границе срывной зоны уравновешивается не потоком импульса возвратного течения, а в основном перепадом давлений $p_\infty - p_k$. При заданной величине разрежения p_k полное сопротивление тела с достаточной точностью определяется по *любой* из известных схем срывных течений невязкой жидкости (Рябушинского, Эфроса, Жуковского — Рошко, Чаплыгина — У Яо Цзу или Тулина).

2. Схема «невырожденного» циркуляционного течения (с неидеальным диссипатором). В этой схеме срывная зона содержит невязкую жидкость с постоянной завихренностью, отделенную от внешнего потенциального потока поверхностью разрыва. Для сохранения завихренности в реальном потоке вводится неидеальный диссипатор, снимающий дополнительный импульс сил трения; по мнению автора, возможной реализацией такого диссипатора будет трение на тыльной стороне пластины.

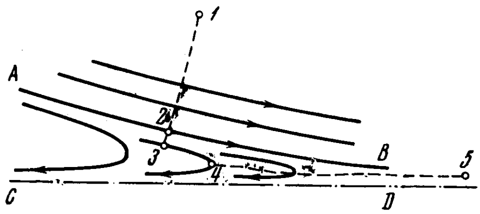
Для этого примера, по утверждению автора, сопротивление пластины, обтекаемой со срывной зоной, составляет величину порядка силы трения этой же пластины, обтекаемой под нулевым углом атаки, т. е. $c_x = 2 \cdot 1.328 R^{-1/2}$. В пределе при $R \to \infty$

---

[1] Номера ссылок соответствуют списку литературы в обсуждаемой статье. В связи со ссылкой [12] следует добавить более позднюю работу тех же авторов, опубликованную в J. Fluid Mech., 1965, vol. 21, pt. 4 (есть перевод в Сб. перев. и обз ин. период лит. «Механика», 1965, № 6).

из приведенной формулы получается $c_x \to 0$. Для гидродинамического объяснения этого результата автор предлагает новую «реализацию парадокса Даламбера» в срывном течении, которая заключается в бесконечном увеличении расхода возвратного течения, превращающегося во встречный поток той же интенсивности (фиг. 7 и 8*а*).

Помимо того, что приводимая формула дает, очевидно, неправильные величины c_x, описанная схема течения не выдерживает проверки предшествующими рассуждениями автора, относящимися к схеме с идеальным диссипатором. Согласно этим рассуждениям, дополнительный поток импульса циркуляционного течения, поворачивающего вблизи точек B и C (у точки торможения и на тыльной стороне пластины), должен быть равен силе трения F. При этом на тыльной стороне пластины возникает дополнительная сила *тяги* $T \approx F$, а не сопротивления.



В данном случае Г. И. Таганов опять принимает неправильную схему течения с нереальным распределением давления (потока невязкой жидкости) и, соответственно, получает грубо заниженную силу сопротивления. Вихревые течения в срывных зонах изучались С. А. Чаплыгиным, М. А. Лаврентьевым, М. А. Гольдштиком и др. Такие течения за препятствиями, как и их предельные случаи — схемы Феппля с конечными или Лаврентьева с кольцевыми вихрями — либо не существуют как *стационарные* (это как раз имеет место в случае пластинки), либо дают нулевое сопротивление для замкнутой срывной зоны в однородном потенциальном потоке. В этом последнем случае парадокс Даламбера реализуется в его обычной форме и не требует никаких искусственных построений типа фиг. 7 и 8, *а*.

3. «Особая конфигурация» течения при невязком вихревом присоединении и «правило отбора». В результате длительных и нечетких рассуждений автор приходит к основному в статье выводу, что из всех мыслимых стационарных форм течения возможна только одна особая конфигурация (фиг. 10 и 11) с невязким вихревым присоединением, при котором критическая точка не содержится в конечной области течения. Соответствующее правило отбора устойчивых стационарных течений сформулировано на стр. 15 как «необращение в нуль скорости в конечной области невязкого вихревого присоединения». В плоскости c_x, R (фиг. 5) этой особой конфигурации соответствует «некоторая вырожденная в линию область» AB при $R < R_{\lim} \approx 10^2$.

Таким образом, из всех рассмотренных автором схем правилу отбора, строго говоря, не удовлетворяет ни одна (в течении с идеальным диссипатором, соответствующем точке B, при $R_{\lim} = 120$ давление торможения на критической линии тока $p_{op} = p_\infty$, но точка присоединения находится на конечном расстоянии $l_k = 15d$).

Не останавливаясь на многочисленных неточностях и ошибках в рассуждениях Г. И. Таганова, можно сразу показать противоречивость предлагаемой им схемы течения, которая изображена здесь на фигуре. Присоединяющаяся линия тока AB проходит в бесконечно удаленную точку оси симметрии CD; поток — вихревой, жидкость — невязкая, давление торможения на критической линии тока $p_{op} = p_p + \rho u_p^2 / 2 = p_\infty$. Проведем кривые *1—2—3* ортогонально к линиям тока, *3—4* — по линии тока и *4—5* — вновь ортогонально к ним.

Тогда $p_3 > p_2 > p_1$ и $p_5 > p_4$ в соответствии с кривизной линий тока, а $p_4 > p_3$ из-за уменьшения скорости вдоль струйки тока. Следовательно, в особой конфигурации получается $p_5 > p_4 > p_3 > p_2 > p_1$, в то время как должно быть $p_5 = p_1 = p_\infty$, $p_2 < p_1 = p_\infty$, и, значит эта конфигурация реализована быть не может.

Основная ошибка Г. И. Таганова связана с недопустимым привлечением к обсуждению структуры *вязкого* следа свойств монотонности и устойчивости течений *невязкой* жидкости. В действительности, как это ясно из многочисленных, однако не использованных в статье теоретических, расчетных и экспериментальных работ, при любом *конечном* числе R *стационарное* течение происходит с *вязким присоединением* на *конечном* расстоянии от тела. По мере увеличения числа R пропорционально ему увеличивается и расстояние до критической точки [12], причем при некотором критическом числе $R = R_*$ отрывная зона становится неустойчивой и затем турбулентной. При больших числах $R \gg R_*$ в осредненном турбулентном течении критическая точка по-прежнему находится на конечном расстоянии, практически уже не зависящим (вместе с коэффициентом сопротивления c_x) от числа R [15, 16 и др.].

Таким образом, статью Г. И. Таганова следует признать ошибочной. Кроме того, она не содержит полезной информации: автор не описал правильно ни одного из видов отрывных течений, наблюдаемых на опыте, и не получил ни одного правильного значения коэффициента сопротивления c_x.

Г. Ю. Степанов