

это приведет к нарушению условий применимости использованного описания, а с технической — уменьшит эффективность системы демпфирования.

Поступила 14 III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Бисплингхофф Р. Л. и др. Аэроупругость. М., ИЛ, 1958.
2. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1963.
3. Лурье А. И. Аналитическая механика. М., Физматгиз, 1961.

УДК 532.5 : 532.135 : 541.24

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРИСТЕННЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

*В. Г. Богдевич, Г. Ф. Кобец, Г. С. Козюк, Г. С. Мизиренко,
В. И. Микута, Б. П. Миронов, Б. Г. Новиков,
В. А. Тэтянко, Ю. В. Штатнов*
(Новосибирск)

Настоящая работа является кратким обзором исследований, постановка и проведение которых были организованы Михаилом Алексеевичем Лаврентьевым и большинство из которых выполнено под его непосредственным руководством. В этих исследованиях большое внимание уделено кавитационным течениям в тяжелой жидкости, особенностям перехода ламинарного течения в турбулентное, ламинаризации пристенных течений на проницаемых поверхностях, воздействию газовых пузырьков и полимерных добавок на структуру пристенной турбулентности.

Исследования кавитационных течений в тяжелой жидкости. Характерной особенностью кавитационных течений в тяжелой жидкости является искажение формы свободной поверхности каверны даже при весьма больших значениях чисел Фруда, вызываемое не только непосредственно силами плавучести, но и сбегавшей вихревой пленкой. Это искажение формы каверны приводит к так называемым «всплытию каверны», «потере плавучести» и т. д. В наших исследованиях поверхность кавитатора и поверхность каверны рассмотрены как единая граничная поверхность тока, на части которой давление постоянное. Это позволило свести кавитационную задачу в тяжелой жидкости к хорошо изученной задаче безотрывного обтекания в невесомой жидкости, объяснить причины возникновения таких явлений, как «всплытие каверны», «потеря плавучести», и распространить формулу Кутта—Жуковского на случай кавитационных течений в тяжелой жидкости [1]

$$Y = \gamma D - \rho U_{\infty} \int \int \int \Omega_z d\omega,$$

где Y — вертикальная составляющая результирующей внешних сил, действующих на граничную поверхность тока; Ω_z — составляющая ротора скорости на горизонтальную ось, нормальную к скорости потока; ω — объем жидкого пространства, включающий и объем, ограниченный поверхностью тока.

Более того, мы получили возможность предсказать ряд неизвестных ранее эффектов и подтвердить экспериментально правильность этих предсказаний. В частности, было предсказано и экспериментально подтверждено, что взвешенный в воде конус при нулевом угле атаки тонет, как только за ним образуется каверна, и что должны существовать «невсплывающие» каверны в тяжелой жидкости. Каверна за наклонным диском даже «тонет», если подъемная сила на диске превышает по величине весовое водоизмещение каверны. Предсказано существование в тяжелой жидкости кавитационных течений с зеркальной симметрией относительно некоторой вертикальной плоскости. В плоском случае для таких течений доказаны теоремы существования решений и их единственность [2]. Предсказано существование кавитационных течений, когда за граничной поверхностью тока вообще отсутствуют сбегаящие вихри. Эти течения были названы бесциркуляционными. Экспериментально подтверждена для пространственных течений гипотеза о слабом влиянии характера течения в кормовой части на форму свободной поверхности каверны до ее наибольшего сечения [3—7]. Для решения этой задачи отработана методика измерения формы свободной поверхности каверны с помощью аморфных растворимых стержней. Знание формы пространственных каверн позволило обеспечить весьма малые зазоры в каверне, обеспечить по всему контуру «пленочное» замыкание и получить коэффициенты расхода вентилируемого газа $C_Q = Q/U_\infty S$ порядка 10^{-4} , где Q — объемный расход газа; U_∞ — скорость потока; S — площадь миделева сечения граничной поверхности тока. При этом длина каверны составляла 0,6—0,8 длины хорды граничной поверхности тока L , число Рейнольдса $Re = U_\infty L/\nu = 4 \cdot 10^6$, число Фруда $Fr = U_\infty/\sqrt{gL} = 1,06$ и свободная поверхность каверны была всюду зеркально гладкой.

Экспериментально изучен характер течения за местом замыкания каверны, когда каверна подходит к стенке под большим углом и в месте замыкания каверны течение нестационарное. Измерены распределения давления, пульсаций давления и другие характеристики двухфазного потока за местом замыкания каверны [3].

Изучены кавитационные течения при замыкании каверны на жидкую струйку, когда без струйки течение в месте замыкания каверны имеет нестационарный характер. Показано, что нестационарность течения в месте замыкания каверны приводит к сильным возмущениям всей свободной поверхности. В этом случае замыкание каверны на струйку существенно стабилизирует течение в месте замыкания, уменьшает возмущенность свободной поверхности каверны, уменьшает расход вентилируемого через каверну воздуха и исключает отрыв потока за местом замыкания каверны.

Изучено воздействие характера течения в пристенном слое кавитатора на возмущения свободной поверхности каверны [1]. Показано, что если на кавитаторе имеет место устойчивое ламинарное течение, то при отсутствии других источников возмущений вся свободная поверхность каверны зеркально гладкая. При значениях числа Рейнольдса, несколько превышающих критическое, т. е. когда точка потери устойчивости ламинарного пограничного слоя находится перед кромкой кавитатора, на свободной поверхности каверны существуют регулярные волны, причем их длина соответствует длине неустойчивой волны в точке потери устойчивости. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса регулярность возмущений нарушается и возмущения свободной поверхности каверны становятся хаотическими. Установка на кавитаторе турбулизатора вызывает нерегулярные возмущения на свободной поверхности, и каверна становится непрозрачной. Если на кромке кавитатора имеет место неустойчивое

ламинарное течение, то отсасывание небольшой части жидкости делает свободную поверхность каверны зеркально гладкой. При этом в случае пленочного замыкания расход вентилируемого воздуха сокращается в 3—4 раза. Для свободных каверн возмущение поверхности каверны на расход газа не сказывается.

Если каверна разделена горизонтальной пластиной на две части, то при малых значениях чисел Фруда возмущения нижней и верхней свободной поверхности каверны резко отличаются [3]. В верхней части преобладают длинноволновые регулярные возмущения, а в нижней части — коротковолновые нерегулярные возмущения.

Исследования развитой естественной кавитации показали, что испарительное охлаждение границ каверны и изменение давления насыщенных паров, вызванное кривизной свободной поверхности, не могут существенно изменить размеров каверны [10]. При наличии за кавитатором препятствий реализуемая форма каверны зависит от характера развития течения.

В работе [2] доказана конструктивная теорема существования и единственности решения (для больших чисел Фруда) плоской задачи о кавитационном обтекании потоком тяжелой жидкости дуги, установленной на прямолинейном горизонтальном дне, с заданным на ней законом распределения величины скорости течения. Ряд плоских задач о замыкании каверны на пристенную струю жидкости решен в [11]. Необходимые и достаточные условия однозначной разрешимости краевой задачи о построении аналитической функции, полностью заданной на части границы, получены в работе [12]. В качестве приложения рассмотрена задача об определении формы конфузора с заданным профилем скорости на выходе и задача об отыскании формы кавитатора по известной геометрии каверны, образованной за ним.

В рамках модели идеальной несжимаемой жидкости разработаны методы решения в точной постановке плоских и осесимметричных кавитационных задач с заданным законом распределения величины скорости на части поверхности.

Первый метод решения плоских задач с частично неизвестной границей основан на идеях метода конечномерной аппроксимации, предложенного в [13] при исследовании вопросов существования и единственности решения задач со свободными границами. В предлагаемом методе приближение заданной криволинейной дуги осуществляется некоторой кусочно-гладкой кривой с непрерывной производной в узловых точках. Параметры, входящие в аналитическое решение задачи, определяются из системы трансцендентных уравнений, которые получаются из условия удовлетворения краевых условий в узловых точках. Первой задачей, к решению которой применен данный метод, была задача о кавитационном обтекании криволинейного выступа, расположенного на горизонтальном дне, потоком тяжелой жидкости [14, 15]. Путем применения теоремы сравнения М. А. Лаврентьева [16] получена оценка диапазона допустимых чисел Фруда, соответствующего заданному числу кавитации. Показано, что при малых числах Фруда длина каверны может увеличиться в несколько раз по сравнению с ее длиной в невесомой жидкости.

В дальнейшем метод был применен для решения задач с точками останова на искомой границе [17, 18], которые рассматривались ранее лишь в приближенной постановке. Расчеты [19] подтвердили выводы линейной и приближенной теорий о существовании двух решений задач о кавитационном обтекании препятствия в продольном поле силы тяжести.

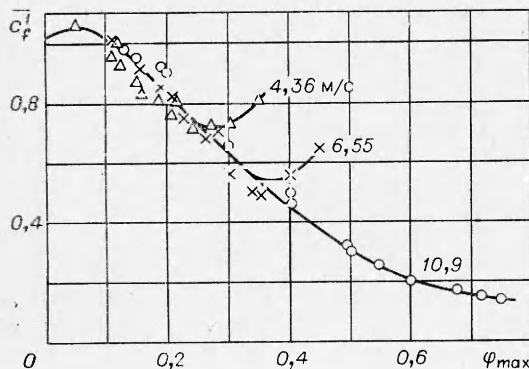
Второй метод решения задач со свободными поверхностями связан с методами вихревого слоя. Интегральное представление функции тока

плоского и осесимметричного течений получается в результате непрерывного распределения вихревого слоя вдоль всей граничной поверхности. Требование выполнения краевых условий задачи приводит к системе функциональных уравнений, из которой определяется величина скорости вдоль заданных участков границы и функция, описывающая форму свободной границы. Искомые функции представляются в виде сплайн-функций третьего порядка. Дальнейший этап решения связан с применением метода коллокации. Получающаяся при этом система трансцендентных уравнений решается с помощью метода типа Ньютона. Данный метод применен для решения осесимметричных задач о кавитационном обтекании тел вращения [20, 21], для анализа влияния стенок трубы на параметры осесимметричных каверн [22] и в задаче о влиянии продольного поля силы тяжести на плоские и осесимметричные кавитационные течения [23].

Пузырьковое газонасыщение пристенных течений. Вдув газа в поток капельной жидкости вследствие существенного изменения плотности и вязкости смеси в зависимости от концентрации пузырьков, а также из-за введения дополнительных линейных и временных масштабов позволяет в широких пределах влиять на характеристики пристенных течений. Известно, что при таком режиме течения гидравлическое сопротивление и трение могут быть во много раз больше или меньше, чем при течении однородной жидкости.

Зависимость этого эффекта от структуры течения с пузырьковым газонасыщением исследована экспериментально и численно на примере турбулентного пограничного слоя. Выполнены обширные экспериментальные исследования его характеристик как при распределенном вдуве газа через пронизываемую поверхность, так и при дискретном — через узкие полосы перфорации и щели [24, 25]. Выяснено, что такие характеристики, как интенсивность пульсаций давления и трение на стенке, зависят от концентрации пузырьков в пристенной зоне пограничного слоя, где профиль скорости описывается логарифмическим законом. Характерным параметром при этом является максимальное значение объемной концентрации пузырьков $\varphi_{\max}$. Исследована его зависимость от скорости вдува газа и скорости невозмущенного потока. При достижении предельного значения $\varphi_{\max} \approx 0,75$, соответствующего плотной упаковке сфер, имеет место практически полное отеснение потока от стенки.

Установлена зависимость коэффициента трения на стенке $\bar{c}_f'$ от $\varphi_{\max}$: $\bar{c}_f' = \bar{c}_{f0}' [1 - (\varphi_{\max} - \varphi_0)]^2$ (фиг. 1). При этом обнаружено, что существует некоторое пороговое значение концентрации $\varphi_{\max} \equiv \varphi_0 \approx 0,1$, ниже которого газонасыщение не сказывается на коэффициенте трения. С достижением некоторого значения



Ф и г. 1

достигением некоторого значения $\varphi_{\max}$ для заданной скорости течения появляется неустойчивость пузырькового слоя, что выражается минимумами в указанной зависимости. Это явление сопровождается значительным ростом низкочастотных возмущений. Условия его возникновения определяются критерием гидродинамической устойчивости С. С. Кутателадзе [26]

$$K = \rho_2^{0,5} v_{2\text{кр}} / [g\sigma (\rho_1 - \rho_2)]^{0,25},$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности тяжелой

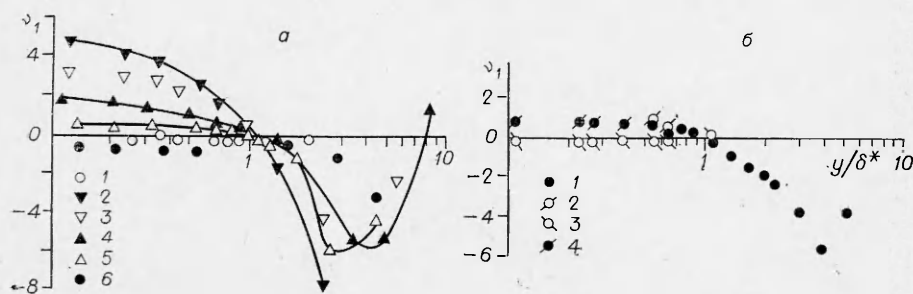
и легкой фаз соответственно; g — ускорение силы тяжести; σ — коэффициент поверхностного натяжения; $u_{кр}$ — критическое значение характерной скорости легкой фазы.

Сопоставление результатов численного решения задачи о неоднородном вдуве в турбулентный пограничный слой в рамках односкоростной модели течения квазигомогенной среды с экспериментальными данными для безградиентного пограничного слоя показало, что приемлемая точность может быть получена при скоростях течения основного потока более 2 м/с.

С учетом этого ограничения по скорости потока следует отметить постоянство чисел Рейнольдса, рассчитанных по диаметру пузырька и по расстоянию от стенки уровня с максимальной концентрацией пузырьков, что характерно для условий автомодельности.

Переход ламинарного течения в турбулентное. На основе метода малых колебаний и полученных ранее экспериментальных данных [27—31] предложена качественная схема механизма возникновения и развития ламинарно-турбулентного перехода [32]. В ней особая роль отводится критическому слою, в котором скорость основного течения совпадает с фазовой скоростью возмущения. Предполагается, что в критическом слое как следствие волн Толмина — Шлихтинга возникает первичный дискретный вихрь, который взаимодействует с основным течением и перемещается в слой с большей завихренностью, т. е. к стенке. В результате появляется целая система вихрей. Указанная схема позволила объяснить некоторые известные факты, а также предсказать наличие характерных областей по длине и толщине зоны перехода [33, 34].

Новый экспериментальный материал по распределениям плотности вероятности пульсаций скорости в зоне перехода позволил количественно определить расположение трех характерных областей по толщине пограничного слоя, введенных ранее на основании качественного анализа реализаций пульсаций скорости [32]. Кроме этого, установлена интересная закономерность изменения коэффициента асимметрии γ_1 пульсаций скорости по длине и толщине зоны ламинарно-турбулентного перехода (фиг. 2, где $a - \gamma = 0; 0,08; 0,20; 0,45; 0,65$ и $0,90$ (точки 1—6 соответственно); $b - \Delta f = 1 \text{ Гц} - 10 \text{ кГц}; 1 \text{ Гц} - 1 \text{ кГц}; 1 - 10 \text{ кГц}$ (точки 1—3 соответственно), 4 — совпавшие точки). При коэффициенте перемежаемости γ_1 порядка 0,1 наблюдается резкое увеличение коэффициента асимметрии (фиг. 2, a), принимающего большие положительные значения, которые по мере развития перехода уменьшаются. При $\gamma_1 > 0,8$ коэффициент асимметрии становится отрицательным, как и в предпереходном слое. Следует отметить, что на расстоянии толщины вытеснения наблюдается особенность — коэффициент γ_1 принимает нулевое значение. На этом же расстоянии в каждом сечении коэффициент перемежаемости принимает максимальное значение.



Ф и г. 2

На фиг. 2, б показана зависимость v_1 от ширины полосы частот исследуемого сигнала пульсаций скорости в сечении с $y_1 = 0,58$. Видно, что положительные значения v_1 при $y \leq \delta^*$ определяются низкочастотными составляющими пульсаций скорости.

Внимание многих исследователей привлекала задача смещения ламинарно-турбулентного перехода вниз по течению с целью получения ламинаризованного пограничного слоя. Одним из способов решения этой задачи является использование распределенного отсоса из пограничного слоя. Существуют различные точки зрения о целесообразности применения равномерного распределенного или ступенчатого распределенного отсоса.

Нами выполнено специальное исследование влияния распределенного отсоса на структуру течения в пограничном слое [29, 35—37]. В одной из серий экспериментов использовалась клиновидная модель с плоской рабочей поверхностью из пористого материала, имевшая 8 секций с отдельным регулированием количества отсасываемого воздуха. Экспериментально подбирался ступенчатый закон распределенного отсоса по секциям, приводящий к ламинаризации пограничного слоя на всей рабочей поверхности. Во втором варианте производился равномерный распределенный отсос по всем секциям с тем же общим количеством отбираемого воздуха, что и в первом варианте.

В первом варианте в районе первых двух секций сильно стабилизируется течение за счет интенсивного отсоса в зоне перехода и начала турбулентного пограничного слоя. Далее вниз по потоку развивается пограничный слой, по интенсивности и спектральному составу пульсаций скорости близкий к ламинарному вплоть до последнего рабочего сечения. Во втором варианте происходит некоторое затягивание перехода, а затем формируется турбулентный пограничный слой с новыми характеристиками. Профили скорости по длине совпадали в пределах точности эксперимента, сам слой оставался постоянной толщины. В этом же слое получено снижение интенсивности пульсаций скорости в 2—3 раза по сравнению с турбулентным пограничным слоем без отсоса, хотя относительный спектральный состав пульсаций скорости практически сохранился. Увеличение количества отбираемой жидкости в пределах имевшихся мощностей при равномерном распределенном отсосе не приводило к ламинаризации течения.

Проведенные опыты показывают, что для ламинаризации течения в пограничном слое целесообразно использовать определенный закон ступенчатого распределенного отсоса по длине поверхности с целью уменьшения количества отбираемой жидкости. Равномерный распределенный отсос при умеренных количествах отбираемой жидкости приводит к турбулентному пограничному слою с меньшим уровнем пульсаций скорости, что может представлять интерес при изучении гидродинамического шума турбулентного пограничного слоя. Выполненное исследование показывает, что в зависимости от поставленной задачи должен выбираться закон распределенного отсоса по длине поверхности.

Ламинаризация пристенных течений. Численно и экспериментально исследована возможность получения на контурах вращения устойчивого ламинарного асимптотического пограничного слоя, который при постоянном значении параметра U_∞/ν и заданном проникаемом материале позволяет, по крайней мере, сохранить относительную длину ламинарного потока при сколь угодно большом увеличении масштаба контура [38, 39]. В качестве проникаемого материала использованы перфорированные оболочки с диаметром отверстий 0,06—0,08 мм и расстоянием между отверстиями 0,5 мм. Под проникаемой оболочкой размещена единая секция, спрофилированная таким образом, чтобы на всей проникаемой поверх-

ности обеспечивалось в условиях эксперимента однородное отсасывание. Уравнение образующей контура вращения имеет вид $[(x - 0,42)/0,42]^2 + (r/0,07142856)^2 = 1$ при $0 \leq x \leq 0,63$, $r = 0,273401x^4 - 0,451668x^3 - 0,109136x^2 + 0,303670x - 0,0162679$ при $0,63 \leq x \leq 1$. Длина перфорированной оболочки составляла 0,75 длины обтекаемого контура.

Исследования выполнены в низкотурбулентной аэродинамической трубе Института теоретической и прикладной механики СО АН СССР при скорости потока от 50 до 105 м/с и значениях числа Рейнольдса по длине контура 10^7 и в воде при значениях числа Рейнольдса 10^8 . В аэродинамической трубе уже при значении коэффициента отсасывания $C_Q = v_0/U_\infty = 2 \cdot 10^{-4}$ пристенный поток был ламинарным, по крайней мере, на всей длине проницаемой оболочки и имело место максимальное уменьшение полного сопротивления. При этом интенсивность пульсаций скорости на некоторых перфорированных обечаках резко уменьшалась с увеличением текущей ординаты x , а на других возрастала. Такое поведение интенсивности пульсаций скорости объясняется тем, что шероховатость смежных перфорированных обечаек была различной, а ламинарный пристенный поток был устойчивым.

При $C_Q = 5,3 \cdot 10^{-4}$ на участке $0,6 \leq x \leq 0,75$ профиль скорости был асимптотическим, а Re^* изменялся незначительно. Выполнены также исследования по воздействию на длину ламинарного потока таких турбулизирующих факторов, как внешняя турбулентность, форма входного участка отверстия перфорации, шероховатость перфорированной оболочки, уступы и выступы в месте стыковки смежных обечаек, засоряемость обочек и т. д. [39].

Результаты экспериментальных исследований при $Re = 10^8$, приведенные в таблице, подтвердили высокую эффективность воздействия распределенного отсасывания на характеристики пристенного потока. В таблице приняты следующие обозначения: $C_{xп} = \frac{2X_{п}}{\rho U_\infty^2 S}$ — коэффициент полного сопротивления;

$C_{xэф} = C_{xп} - C_Q$ — эффективный коэффициент сопротивления; $C_{xэф2} = C_{xэф} - C\Delta p$ — эффективный коэффициент сопротивления с учетом гидравлических потерь в системе отсоса; S — площадь смоченной поверхности.

Исследованы характеристики турбулентного течения между двумя соосными перфорированными цилиндрами при наличии положительной радиальной составляющей скорости v_r [39]. Внутренний цилиндр диаметром 250 мм был неподвижен, а внешний цилиндр диаметром 500 мм вращался с линейной скоростью U_0 от 7 до 22 м/с. Без отсасывания при $v_r = 0$ профиль тангенциальной составляющей скорости $u_t(r)$ типичен для непроницаемых оболочек. При $C_Q = v_r(r_2)/U_0 > 10^{-4}$ в окрестности внутреннего проницаемого цилиндра в слое воды толщиной 40—50 мм тангенциальная составляющая скорости равна нулю. Все изменение тангенциальной составляющей скорости от нуля до U_0 сосредоточивается только в окрестности внешнего цилиндра толщиной 50—60 мм. Такое течение можно рассматривать как однородный турбулентный пограничный слой на замкнутой проницаемой поверхности при постоянной скорости отсасывания. При этом наличие на проницаемой поверхности турбулизатора диаметром 1 мм, укрепленного вдоль образующей цилиндра, не изменяет профиля скорости.

$C_{xп} \cdot 10^4$	U_∞ , м/с	$C_{xп} \cdot 10^4$	$C_{xэф} \cdot 10^4$	$C_{xэф2} \cdot 10^4$
0	13,5	30,0	30,0	30,0
3,5	15,3	12,1	8,6	10,9
3,4	15,5	20,9	17,6	19,8
3,7	15,8	11,1	7,4	10,1

Характерно также, что линейные размеры этого пограничного слоя в условиях эксперимента слабо зависят от скорости вращения внешнего цилиндра и существенно зависят от коэффициента отсасывания. При $U_0 = 22$ м/с и $C_Q = v_r(r_2)/U_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ получено значение числа Рейнольдса по толщине потери импульса $Re^* = 2 \cdot 10^5$, т. е. в 100 раз больше, чем для толщины потери импульса ламинарного асимптотического пограничного слоя на вращающемся проницаемом круговом цилиндре при том же значении C_Q . Измерение профиля скорости в различных сечениях по образующей показало, что в эксперименте имело место плоскопараллельное течение.

Турбулентное течение слабоконцентрированных растворов полимеров. Явление изменения параметров турбулентного потока путем введения незначительного количества полимерных добавок вызывает большой интерес по двум причинам. Во-первых, его разгадка приближает к пониманию процесса генерации и диссипации турбулентности и, во-вторых, возможность его использования в технике. Учитывая особенности явления, необходимо определить связь между физико-химическими свойствами растворенных полимерных макромолекул и изменением характеристик потока. Свойствами полимеров, представляющими интерес, являются молекулярная масса, конформация в растворе, гибкость молекулярной цепи, ее разветвленность, вязкоупругость макромолекулярных клубков и их ассоциатов. В настоящее время не удается менять эти свойства путем направленного синтеза, а ведется поиск новых гидродинамически эффективных веществ синтетического и природного происхождения.

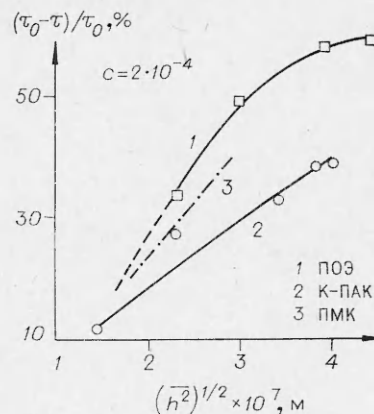
Анализ особенностей эффективных высокополимеров и учет процесса эволюции быстроплавающих рыб позволил предположить, что к классу этих веществ относятся слизистые вещества кожи рыб [40]. Определено снижение трения на стенке в растворах слизей быстро и медленно плавающих рыб, в том числе такой скоростной, как тупец (зафиксирована скорость до 20 м/с) [41]. Установлено, что эффективность слизей зависит от наличия длинных белковых цепей (у скоростных рыб их больше). Слизь относится к классу гликопротеинов, особенностью конформации которых является длинная (асимметричная) высокополимерная белковая цепь, к которой присоединены короткие углеводные цепочки.

Другим классом биополимеров, имеющих асимметричную вытянутую конформацию, являются протеогликаны. У них длинные полисахаридные цепи связаны с короткими белковыми. Исследования слабоконцентрированных растворов природных протеогликанов, выделенных из различных органов, показали их высокую гидродинамическую эффективность. С использованием их фракционирования установлено, что большей молекулярной массе полисахаридных цепей отвечает большая эффективность [41]. Сопоставление химического состава гликопротеинов и протеогликанов, а также особенностей их конформации позволяет сделать вывод, что первичная (химическая) структура макромолекул не оказывает большого влияния на их эффективность. Определяющими характеристиками являются большая длина полимерных цепей, т. е. большая молекулярная масса, и их удлиненная (асимметричная) конформация.

Важность конформации цепи показана на примере двух разных растворов полимеров при постоянной концентрации $c = 2 \cdot 10^{-4}$. В опытах с калиевой солью полиакриловой кислоты (К-ПАК) изменения размеров макромолекулярных клубков вызывались различными значениями pH раствора и непосредственно фиксировались на фотогониодиффузомере (метод светорассеяния) [42]. В экспериментах с полиметакриловой кислотой (ПМК) также изменялась величина pH, а размеры макромолекулярных клубков определялись методом электронного парамагнитного резонанса

с точностью до постоянной [43]. Как видно из кривых 2 и 3 (фиг. 3), иллюстрирующих снижение трения на стенке $(\tau_0 - \tau)/\tau_0$, эффект воздействия полимерных добавок на турбулентный поток почти линейно растет с увеличением среднеквадратичного линейного размера макромолекулярных клубков $(\bar{h}^2)^{1/2}$. Важно, что каждая из зависимостей 2 и 3 получена для одного полимера, т. е. при неизменной молекулярной массе. Если длину полимерной цепи увеличивать за счет наращивания молекулярной массы, то гидродинамическая эффективность также растет (кривая 1 — раствор полиоксидиэтилена).

Другой задачей в механизме воздействия полимерных добавок на турбулентность является установление значений концентрации полимера, необходимого для достижения определенного гидродинамического эффекта. С этой точки зрения представляют интерес измерения характеристик турбулентности по всему пристенному слою за местом сдува полуограниченной струи раствора полимера. Измерения профиля средней скорости, напряжения трения на стенке, продольных и поперечных пульсаций скорости в целом показали, что, как и в случае однородной концентрации, происходит уменьшение трения на стенке, увеличение толщины вязкого подслоя и зоны перехода, анизотропия пульсаций скорости в пристенной области увеличивается (продольные пульсации меняются мало, а поперечные существенно уменьшаются) [44].



Фиг. 3

Поступила 25 III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигиренко Г. С., Козюк Г. С., Мальцев Л. И., Микута В. И., Новиков Б. Г. Некоторые способы управления кавитационным течением при малых значениях чисел Фруда. — В кн.: Неустановившиеся течения воды с большими скоростями. М., Наука, 1973.
2. Мальцев Л. И. Кавитационное обтекание криволинейных дуг потоком тяжелой жидкости. — ПМТФ, 1968, № 1.
3. Богдевич В. Г., Мигиренко Г. С., Микута В. И., Новиков Б. Г. Развитая искусственная кавитация на телах, движущихся в жидкости. — В кн.: Исследования по развитой кавитации. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
4. Migirenko G. S., Mikuta V. I., Novikov B. G. Hydrodynamics characteristic of non-circular cavity flows. — Archives of Mechanics, Archiwum Mechaniki Stosowanej, 1975, vol. 27, N 2.
5. Коваль А. А., Новиков Б. Г. Исследования кавитационных течений около тел вращения в карусельном гидроканале. — ПМТФ, 1960, № 3.
6. Микута В. И., Новиков Б. Г. Обтекание профилей круговым потоком. — ПМТФ, 1960, № 3.
7. Богдевич В. Г., Мигиренко Г. С., Микута В. И., Новиков Б. Г. О некоторых гидродинамических характеристиках кавитационных течений. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 9. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
8. Мальцев Л. И., Мигиренко Г. С., Микута В. И. Кавитационные течения с замыканием каверны на струю жидкости. — В кн.: Исследования по развитой кавитации. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
9. Мальцев Л. И., Новиков Б. Г. Подводное крыло с управляемым режимом обтекания. — В кн.: Исследования по развитой кавитации. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
10. Мальцев Л. И. О развитой естественной кавитации. — В кн.: Исследования по развитой кавитации. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.

11. Мальцев Л. И. Управление кавитационным течением путем замыкания каверны на жидкую струю и отсосом жидкости за каверной.— Труды Акуст. ин-та, 1969, вып. 7.
12. Мальцев Л. И. Обратная задача гидродинамики идеальной жидкости.— В кн.: Пристенные течения со свободными границами. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1980.
13. Монахов В. Н. Краевые задачи со свободными границами для эллиптических систем уравнений. Новосибирск, Наука, 1977.
14. Гузевский Л. Г. Кавитационное обтекание пластинки в поперечном поле силы тяжести.— ПМТФ, 1971, № 5.
15. Гузевский Л. Г. Численно-аналитический метод расчета струйного обтекания криволинейных препятствий потоком тяжелой жидкости.— ПМТФ, 1972, № 6.
16. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М., Физматгиз, 1975.
17. Гузевский Л. Г. Задача о плоском фонтане тяжелой жидкости.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1976, № 1.
18. Гузевский Л. Г. Плоские бесциркуляционные течения идеальной жидкости со свободными границами.— В кн.: Исследования по развитой кавитации. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
19. Гузевский Л. Г. Неединственность решения задачи о кавитационном обтекании клина в продольном гравитационном поле.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
20. Гузевский Л. Г. Осесимметричные задачи обтекания со свободными границами.— В кн.: Исследования по развитой кавитации. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
21. Гузевский Л. Г. Численный анализ кавитационных течений. Препринт 40—79, Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1979.
22. Гузевский Л. Г. Влияние ограниченности потока на плоские и осесимметричные кавитационные течения.— В кн.: Пристенные течения со свободными границами. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1980.
23. Гузевский Л. Г., Зуйкова В. И. Кавитационные течения в продольном поле силы тяжести.— В кн.: Пристенные течения со свободными границами. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1980.
24. Богдевич В. Г., Малюга А. Г. Распределение поверхностного трения в турбулентном пограничном слое в воде за местом вдува газа.— В кн.: Исследование по управлению пограничным слоем. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
25. Мигиренко Г. С., Евсеев А. Р. Турбулентный пограничный слой с газонасыщением.— В сб.: Проблемы теплофизики и физич. гидрод. Новосибирск, Наука, 1974.
26. Кутателадзе С. С., Стырикович М. А. Гидродинамика газожидкостных систем. М., Энергия, 1976.
27. Войтенко А. Н., Тэтянко В. А. Об определении коэффициента перемежаемости при ламинарно-турбулентном переходе.— В кн.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
28. Войтенко А. Н., Собстель Н. Б. Измерение коэффициента перемежаемости в ширине фильтра.— В кн.: Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Двухфазные потоки. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1978.
29. Гарипов Р. М., Зыков В. В., Тэтянко В. А. Исследование перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на круговом цилиндре.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1969, № 13, вып. 3.
30. Мигиренко Г. С., Тэтянко В. А., Штатнов Ю. В. Исследование естественного ламинарно-турбулентного перехода.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 9. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
31. Мигиренко Г. С., Тэтянко В. А., Штатнов Ю. В. Некоторые общие закономерности ламинарно-турбулентного перехода.— В кн.: Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск, Наука, 1974.
32. Тэтянко В. А., Штатнов Ю. В. Исследование характеристик ламинарно-турбулентного перехода.— В кн.: Пристенное турбулентное течение. Труды XVIII Сиб. теплофиз. семинара. Ч. II. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1975.
33. Собстель Н. Б., Тэтянко В. А., Шарапова Т. А. К вопросу о формировании турбулентного пограничного слоя.— В кн.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
34. Тэтянко В. А., Шарапова Т. А. Ламинарно-турбулентный переход и формирование турбулентного пограничного слоя.— В кн.: Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Двухфазные потоки. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1978.
35. Войткунский Я. И., Мигиренко Г. С., Тэтянко В. А., Шелягевич А. И. Экспериментальное исследование влияния распределенного отсоса на физические харак-

- теристики пограничного слоя.— В сб.: Сопротивление воды движению судов. Вып. 127. Л., Судостроение, 1969.
36. Гарипов Р. М., Тэтянко В. А. О влиянии распределенного отсоса на структуру турбулентного пограничного слоя.— ПМТФ, 1969, № 3.
 37. Тэтянко В. А., Штатнов Ю. В. Ламинарно-турбулентный переход при наличии отсасывания.— В кн.: Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Двухфазные потоки. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1978.
 38. Колобов Б. П., Мигиренко Г. С., Новиков Б. Г. Управление пограничным слоем с помощью распределенного отсоса.— В кн.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
 39. Ведякин П. И., Гарипов Р. М., Новиков Б. Г. Влияние однородного отсасывания через перфорированную поверхность на ламинарный и турбулентный пограничный слой.— В кн.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
 40. Кобец Г. Ф., Завьялова В. С., Комарова М. Л. Влияние слизи рыб на турбулентное трение.— Бионика, 1969, вып. 3.
 41. Кобец М. Л., Кобец Г. Ф. Биополимеры, снижающие гидродинамическое сопротивление.— В кн.: Исследования по управлению пограничным слоем. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
 42. Кобец Г. Ф., Матюхов А. П. Влияние физических параметров растворов полимеров на снижение сопротивления в турбулентном потоке.— ИФЖ, 1973, т. 25, № 6.
 43. Анисимов И. А., Миронов Б. П. Зависимость эффекта Томса от размеров макромолекул полимеров.— В кн.: Влияние полимерных добавок и упругости поверхности на пристенную турбулентность. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1978.
 44. Ванин Ю. П., Ходаев А. М. Исследование характеристик пристенной турбулентности в потоке с переменной концентрацией полимерных добавок.— В кн.: Влияние полимерных добавок и упругости поверхности на пристенную турбулентность. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1978.

УДК 538.4

К ТЕОРИИ КОНДУКЦИОННОГО МГД-ДВИЖИТЕЛЯ СО СВОБОДНЫМ ПОЛЕМ

В. И. Хоничев, В. И. Яковлев

(Новосибирск)

Одним из перспективных типов МГД-двигателей является МГД-двигатель кондукционного типа со свободным полем [1]. Принцип работы данного двигателя можно понять из рассмотрения его идеальной модели в виде бесконечно длинного цилиндра, помещенного в неподвижную проводящую жидкость. Пусть магнитное поле создается распределенным по поверхности цилиндра током $i_z(\alpha) = i_0 \sin m\alpha$ (r, α, z — цилиндрические координаты, m — целое число). Электрический ток в жидкость подается через электроды, распределенные также по поверхности цилиндра, причем распределение потенциала на электродах задается в виде $\varphi(\alpha) = \varphi_0 \sin m\alpha$. При этом в жидкости создаются взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное поля E, H , условно показанные на фиг. 1, которые создают объемные силы в жидкости $\mathbf{f} = (1/c)[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$, действующие в направлении оси z ; на цилиндр действует сила в противоположном направлении.

Известные инженерные проработки [1, 2] МГД-двигателей со свободным полем базировались на магнитогидродинамическом исследовании подобных идеальных моделей, причем результаты этих исследований воспроизводились в последующих публикациях [3, 4], посвященных названной проблеме.

В работе [5] на примере индукционного МГД-двигателя было показано, что учет конечности длины приводит к принципиальным отклонениям от результатов идеальной модели. Был также указан способ повышения эффективности двигателя за счет «амплитудной модуляции».

Интерес представляет аналогичное исследование для кондукционного МГД-двигателя.