

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

---

УСПЕХИ  
СОВРЕМЕННОЙ БИОЛОГИИ

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МОСКВА • 1994

УДК 577.31

© 1994 г. Е. В. РОМАНЕНКО

## ГИДРОДИНАМИКА ДЕЛЬФИНОВ

Математически решена задача о распределении мгновенного значения динамического давления на теле активно плывущего дельфина с учетом формы тела. Показано, что мгновенное значение градиента динамического давления дважды за период колебания тела достигает весьма больших отрицательных величин, достаточных для изменения структуры пограничного слоя. Причем это явление тем заметнее, чем ближе к хвосту рассматриваемая точка. В средней части тела градиент давления по абсолютной величине минимален и слабо сказывается на характере обтекания животного. Сделан вывод, что турбулизация пограничного слоя на теле дельфина должна начинаться в средней его части. Анализ подтверждает существование по крайней мере одного механизма ламинаризации пограничного слоя на теле активно плывущего дельфина.

## ПАРАДОКС ГРЕЯ И ПОПЫТКИ ЕГО ОБЪЯСНЕНИЯ

В середине 30-х годов английский зоолог Грей [47] установил, что дельфины очень экономно расходуют энергию в процессе плавания. По его данным, для достижения достаточно высокой скорости плавания дельфины затрачивают в 7—8 раз меньшую мощность чем та, которая была бы затрачена, если бы тело дельфина обтекалось как жесткое. Объяснение парадокса было очевидным: дельфины способны сохранять обтекание тела ламинарным при достаточно высоких скоростях движения или значительно уменьшать степень турбулентности при турбулентном обтекании. Именно такой вывод сделал Грей. Он же высказал предположение о возможном механизме ламинаризации обтекания тела дельфина. Его гипотеза сводится к следующему. Известно, что при плавании дельфинов тяга создается с помощью колебательных движений тела, амплитуда которых максимальна в области хвостовой лопасти. При этом массы воды отбрасываются назад, что приводит к понижению давления в хвостовой области и созданию благоприятного градиента динамического давления вдоль тела. Вода из окружающего пространства, в том числе и из областей, непосредственно примыкающих к телу, устремляется с ускорением в зону пониженного давления. Происходит своеобразное отсасывание пограничного слоя.

Со времени выхода в свет работ Грея появилось еще несколько гипотез, призванных объяснить парадокс. Интересна гипотеза о демпфирующих свойствах кожи дельфина, которые способствуют гашению возмущений в пограничном слое [50]. Дальнейшее развитие она получила в работах [2,9, 51—54], авторы которых в качестве аргументов в пользу гипотезы приводят данные о структуре кожных покровов китообразных (многослойность, наличие сосочкового слоя и мощной иннервационной сосудистой сети) и упругих свойствах (переменный характер модуля упругости кожи, высокие значения коэффициента поглощения энергии возмущений). Проверка гипотезы осуществлялась главным образом в модельных исследованиях.

Ускова и др. [40] считают, что ламинаризирующее действие на пограничный слой некоторых рыб и дельфинов оказывают кожные и глазные выделения, действующие подобно известным полимерным добавкам. Измерения гидродинамической эффективности слезных выделений морской свиньи (*Phocaena phocaena*) на

ротационной установке показали, что снижение сопротивления трения в турбулентном потоке при числе Рейнольдса  $6 \cdot 10^5$  достигает 15% при концентрации сухого вещества  $2,4 \cdot 10^{-4}\%$ , а белковой фракции  $8 \cdot 10^{-4}\%$ . По мнению авторов, гидродинамическая эффективность слезных выделений дельфинов выше, чем у известного синтетического полимера полиоксиэтилена.

Среди гипотез, призванных объяснить парадокс Грея, есть гипотеза о значительной роли кожного дыхания у китообразных в общих затратах энергии, которая была высказана на основании изучения морфологического строения проб кожи спинной области китообразных [38] и могла быть сравнительно легко проверена экспериментально, что и было сделано [11]. Полученные результаты однозначно свидетельствуют об отсутствии заметной роли так называемого кожного дыхания в общем кислородном обмене у дельфинов.

Есть и другие гипотезы, но они, по нашему мнению, не заслуживают серьезного внимания. Гипотеза Грея, по-видимому, наиболее перспективна. Она объясняет два основных факта, проявляющихся при плавании как рыб, так и дельфинов.

1. Способностью быстро двигаться обладают как рыбы, так и дельфины, несмотря на то что в биологическом отношении они чрезвычайно отличаются друг от друга, имеют различную структуру кожи и ее наружные покровы. Их роднит одна общая черта — колебательный характер движения тела, представляющий, согласно гипотезе Грея, достаточное условие для создания благоприятного градиента давления вдоль тела и, следовательно, стабилизации ламинарного обтекания.

2. Сопротивление движению мертвых или движущихся по инерции (т. е. не совершающих колебательных движений телом) рыб и дельфинов не отличается от сопротивления движению жестких тел соответствующей формы. Это объясняется с точки зрения гипотезы Грея тем, что тело, не совершающее колебательного движения, не создает вдоль своей обтекаемой поверхности благоприятного градиента давления. В то же время демпфирующие свойства кожи дельфина, а также слизь (у рыб) и глазные выделения (у дельфинов) должны проявлять себя не только при активном плавании животных, но и при движении по инерции. А в последнем случае, как мы знаем, уменьшения сопротивления нет. В идею же целенаправленного управления дельфином (а тем более рыбами) пограничным слоем поверить трудно.

Помимо исследователей, признающих существование механизмов снижения сопротивления дельфина в процессе активного плавания и занятых поиском этих механизмов, есть значительная группа ученых, которые считают, что никаких механизмов не существует и что дельфин обладает достаточным запасом мощности для обеспечения необходимой скорости плавания. Такой вывод обычно делают в результате оценок тяги, развиваемой дельфином, на основе теории крыла (стационарной и нестационарной) и измеренных кинематических параметров плавания животного [45, 46]. Необходимо, однако, отметить, что такой метод оценок не может служить основанием для окончательных выводов. Доказательными могут быть лишь непосредственные измерения параметров пограничного слоя: уровня пульсаций скорости или давления, касательных напряжений, а также распределения динамического давления на теле дельфина в процессе его активного плавания. Только такие данные позволят сделать корректную оценку коэффициента сопротивления дельфина. Но даже использование метода оценки тяги, развиваемой дельфином, основанного на использовании выводов нестационарной теории крыла [43] при аккуратном учете всех допущений, может позволить сделать выводы, противоположные тем, которые были сделаны упомянутыми выше авторами. В качестве иллюстрации проанализируем работы [45, 62]. В первой работе оценен коэффициент тяги, а во второй — коэффициент сопротивления активно плывущего дельфина на основе выводов нестационарной теории трехмерного крыла полулунной формы (с удлинением, равным 8), совершающего малые колебания. В работе [43] выводы теории представлены в форме графической зависимости коэффициента тяги ( $C_T$ ) от приведенной частоты  $\sigma = \omega c/U$  при различных значениях параметра флюгирования  $\theta = Ua/\omega h$ . Здесь

$\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота колебаний крыла,  $c$  — хорда,  $\alpha$  — угол, образуемый плоскостью крыла с горизонтальной осью координат,  $h$  — амплитуда колебаний,  $U$  — скорость движения крыла в горизонтальном направлении.

Вычислив значения приведенной частоты и параметра флюгирования по известным кинематическим параметрам хвостовой лопасти и определив величину  $C_T$  по соответствующему графику работы [43], нетрудно рассчитать коэффициент сопротивления дельфина по формуле  $C_D = \varepsilon^2 C_T (S_T/S_B)$ . Здесь  $\varepsilon = h/c$  — параметр, введенный авторами упомянутой выше работы с целью адаптировать выводы теории к случаю колебаний хвостовой лопасти дельфина с большой амплитудой. С этой же целью в приведенном выше выражении для параметра флюгирования необходимо использовать вместо  $\alpha$  величину  $\text{tg } \alpha$ .

Теперь вернемся к анализу работ [45, 62].

Ниже приведены морфометрические и кинематические параметры дельфина *Lagenorhynchus obliquidens* из работы [62], автор которой в свою очередь заимствовал их из экспериментальной работы [56].

$U$ , м/с	$l$ , м	$c$ , м	$h_l$ , м	$s$ , м	$\alpha$ , рад	$S_l$ , м <sup>2</sup>	$S_b$ , м <sup>2</sup>	$f$ , Гц
5,18	2,0	0,20	0,25	0,60*	0,66*	0,049	1,56	2,8

Здесь  $l$  — длина тела дельфина,  $h_l$  — амплитуда колебаний хвостовой лопасти,  $s$  — поперечный размер хвостовой лопасти,  $S_l$  — площадь одной стороны лопасти,  $S_b$  — общая площадь тела животного.

Расчет значений, необходимых для оценки коэффициента сопротивления по данным работы [62], дал следующие величины:

$h_l/c$	$s^2/S_l$	$Re^{**} \cdot 10^{-7}$	$\sigma$	$\theta$	$C_T$	$C_D$
1,25	5,5	1,04	0,68	0,78	0,23	0,011

Величина коэффициента сопротивления, оцененная по данным работы [62] и фигурирующая в работах [45, 46], показана в последней графе. Эта величина в несколько раз превышает турбулентный коэффициент сопротивления дельфиноподобного жесткого тела ( $\sim 0,003$ ). Однако внимательный анализ показывает, что автор работы [62] при оценке коэффициента тяги не учел в своих вычислениях ряд допущений, принятых в нестационарной теории крыла, причем на некоторые из этих допущений указывали авторы теории в своей работе [43]: влияние стебля хвостовой лопасти на величину подсасывающей силы, меньшее значение удлинения крыла (5,5) по сравнению с тем, которое рассматривалось в теории (8); предположение о пропорциональности тяги величине  $\varepsilon^2$ . Но главное упущение автора анализируемой работы состоит в том, что в формуле для параметра флюгирования использовано значение  $\alpha$  вместо  $\text{tg } \alpha$ . Это упущение внесло погрешность в вычисление коэффициента сопротивления более 50%. При оценке коэффициента сопротивления с использованием коэффициента тяги, приведенного в работе [62], не учтено также недостаточное заглубление плывущего дельфина в процессе эксперимента. Об этом свидетельствует фрагмент киносъемки, опубликованный Ву [61] и позаимствованный им у Ланга и Дэйбелла [56], кинематическими данными которой воспользовался автор анализируемой работы. Погрешность, обусловленная этим обстоятельством, составляет  $\sim 30\%$ . Не учтена также гибкость хвостового плавника дельфина, которая может дать погрешность  $\sim 15\%$  [49]. Учет всех этих упущений приводит к тому, что оцененное значение коэффициента сопротивления активно плывущего дельфина составляет  $\sim 0,00225$ , т. е. меньше того, которое соответствует турбулентному обтеканию.

\* Предполагаемые данные.  
 \*\* Число Рейнольдса.

В работе [45] даны оценки коэффициента сопротивления активно плавающего дельфина на основе оригинальных измерений кинематических характеристик хвостовой лопасти. Получены значения, в несколько раз превышающие те, которые соответствуют турбулентному обтеканию дельфиноподобного жесткого тела (среднее значение  $C_D$  по большому числу измерений равно 0,0125). Однако в процессе вычислений в выражении для параметра флюгирования ошибочно использован угол атаки хвостовой лопасти относительно касательной к траектории ее движения вместо тангенса угла наклона лопасти к горизонтальной оси. Кроме того, здесь те же упущения, что и в предыдущей работе. Если исключить все перечисленные погрешности, то коэффициент сопротивления активно плывущего дельфина составит величину 0,0045 при скорости плавания 6 м/с, что почти в 3 раза меньше величины, приведенной в рассматриваемой работе.

Следует добавить, что помимо учтенных допущений в теории крыла есть еще несколько, которые трудно представить в количественной форме: хвостовая лопасть дельфина по форме и профилю отличается от теоретического крыла; неизвестно положение оси вращения хвостовой лопасти (оно не совпадает с точкой сочленения лопасти со стеблем; в теории предполагается, что ось вращения совпадает с задней кромкой). И, наконец, сама теория недостаточно точна. Достаточно напомнить, что три известные теоретические модели [42, 43, 55] приводят к несколько различающимся выводам. Именно поэтому к оценкам, подобным приведенным выше, следует относиться с большой осторожностью. И уж во всяком случае не следует делать принципиальных выводов.

Дальнейшее изучение и обоснование парадокса Грея велось нами на протяжении многих лет в направлении экспериментальной проверки гипотезы и математического моделирования.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ ДЕЛЬФИНОВ

Гидродинамика быстроплавающих животных интересует ученых очень давно. Более полувека прошло с тех пор, как были сформулированы вопросы, на которые хотелось бы иметь ответ. Речь идет о характере обтекания быстроходных рыб и дельфинов и коэффициенте сопротивления их движению под водой. За это время проведены различные исследования, но результаты оказались более чем скромными. Все дело, по-видимому, в том, что применявшиеся методы должны быть квалифицированы как косвенные, которые не могут дать однозначного ответа на поставленные вопросы. К таким методам можно отнести, например, морфофункциональные и биоэнергетические исследования, а также визуализацию потоков, обтекающих тело животного. Они позволяют судить об изучаемом явлении лишь с качественной стороны. Количественные данные могут быть получены лишь с помощью прямых инструментальных измерений исследуемых процессов. В частности, характер обтекания животного следует изучать путем прямых измерений скоростей обтекания тела и структуры пограничного слоя.

*Измерения скорости обтекания тела дельфина потоком воды и оценка распределения на нем динамического давления.* Экспериментальная проверка гипотезы Грея состояла в измерении на свободно плавающем дельфине скоростей обтекания в трех точках боковой поверхности его тела, отстоящих от кончика носа соответственно на 1,2; 1,5 и 1,7 м при длине тела дельфина 2,24 м. Измерения проводили с помощью пары миниатюрных вертушек [24], одна из которых была постоянно закреплена (на резиновом поясе) в точке на расстоянии 1,2 м от носа животного, а вторая — поочередно в точках на расстоянии 1,5 и 1,7 м от носа. Информацию с вертушек по радиоканалу (малогабаритный радиопередатчик помещали на спинном плавнике дельфина) передавали на берег. Легко заметить (рис. 1), что при движении дельфина с постоянной скоростью или с положительным ускорением ускорение обтекающего потока происходит вблизи проксимальной части тела животного. Приведенные результаты получены при средней скорости плавания дельфина  $4 \pm 0,5$  м/с.

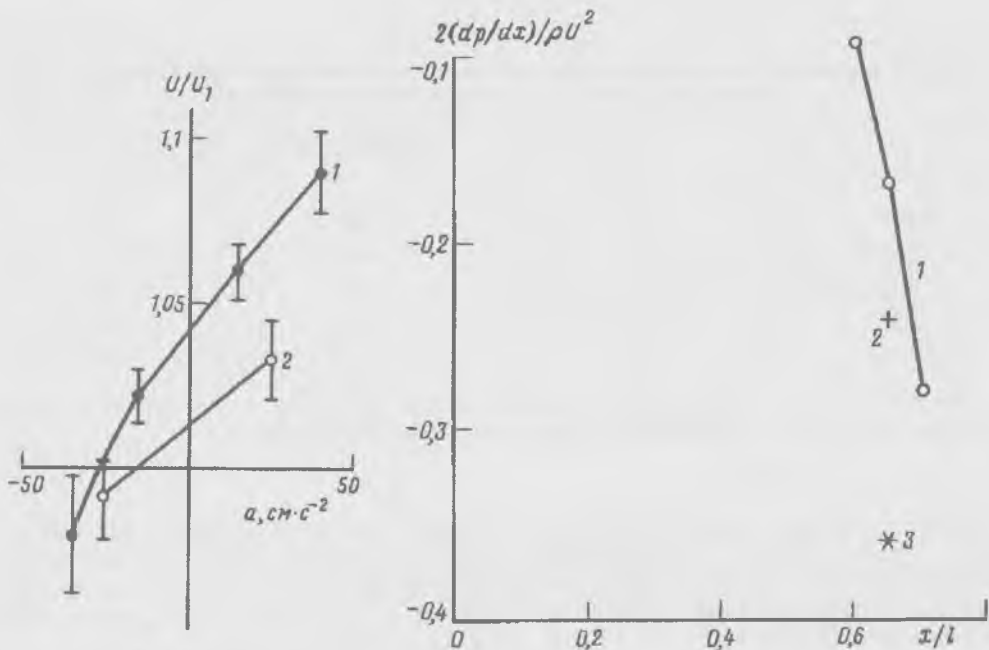


Рис. 1

Рис. 2

Рис. 1. Отношение скоростей обтекания в точках на теле дельфина: третьей и первой (1) и второй и первой (2).  $U$  — скорость обтекающего потока.  $U_1$  — скорость потока в первой точке,  $a$  — ускорение движения дельфина

Рис. 2. Значения градиентов динамического давления, рассчитанные по данным рис. 1. 1 — движение с постоянной скоростью (4 м/с), 2 и 3 — движение с ускорением соответственно 0,14 и 0,4 м/с<sup>2</sup>

От скоростей обтекающего потока нетрудно с помощью известного уравнения Бернулли перейти к градиентам динамического давления. На рис. 2 представлены результаты такого пересчета для случая движения дельфина с постоянной скоростью и с ускорением. Для оценки влияния градиента динамического давления на характер обтекания тела более показателен формпараметр профиля скоростей [39], который имеет вид:  $\Lambda = -(\delta^2/\nu q U)(dp/dx)$ . Здесь  $\nu$  — кинематическая вязкость воды,  $\delta$  — толщина пограничного слоя,  $U$  — скорость набегающего потока,  $dp/dx$  — градиент динамического давления,  $q$  — плотность воды. Значения формпараметра, соответствующие условиям эксперимента, даны в табл. 1.

Известно [39], что при положительных значениях формпараметра наблюдается повышение критического числа Рейнольдса и стабилизация ламинарного обтекания. Приведенных ниже значений формпараметра, соответствующих экспериментально определенным значениям градиента динамического давления, вполне достаточно для стабилизации ламинарного обтекания (или, что то же самое, для повышения критического числа Рейнольдса).

Непосредственные измерения числа Рейнольдса перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на свободно плавающем дельфине с помощью специальных измерителей пульсаций давления показали [24], что оно значительно выше, чем на плоской пластине и жесткой модели дельфина. Обнаружена также зависимость числа Рейнольдса перехода от ускорения движения дельфина.

Экспериментальных работ по измерению распределения динамического давления на теле водных животных очень мало. Известна лишь одна работа [44] по измерению динамического давления на теле живой и мертвой рыбы, в которой измерения проводили с помощью подкожных жидкостных манометров. На рисунке, приведенном авторами, видно, что на теле мертвой рыбы между двумя по-

Значения формпараметра профиля скоростей в точках измерения градиентов динамического давления при различных режимах плавания дельфина

$x/l$	$a, \text{ м/с}^2$	$2dp/dx/\rho U^2$	$\Lambda$
0,6	0	0,093	1,6
0,65	0	-0,168	3,0
0,65	0,14	-0,24	4,35
0,65	0,4	-0,36	6,5
0,71	0	-0,28	5,6

Примечание.  $x/l$  — относительная координата точек измерения,  $a$  — ускорение движения дельфина,  $2dp/dx/\rho U^2$  — нормированный градиент динамического давления.

следними точками измерения градиент давления положительный, тогда как на теле живой рыбы — отрицательный. Примечательно, что отрицательный градиент давления на теле живой рыбы наблюдается только на дорзальной стороне тела, на латеральной же стороне градиент положителен и на живой, и на мертвой рыбе. Объяснение этому факту мы дадим ниже.

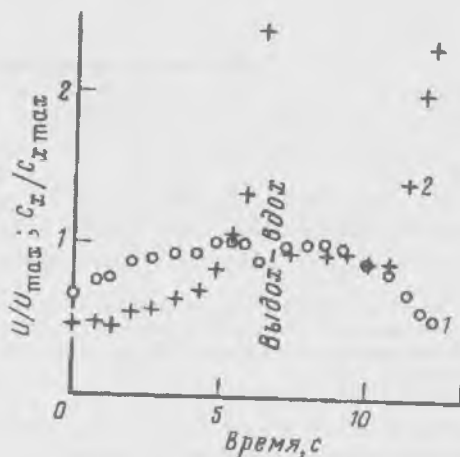
*Измерение пульсаций давления в пограничном слое дельфина.* Известно, что благоприятный (отрицательный) градиент динамического давления на обтекаемом жестком теле не только стабилизирует ламинарное обтекание, но и влияет благоприятным образом на турбулентное обтекание, уменьшая степень турбулентности вплоть до полного обратного перехода [15, 19, 22]. Теперь остается уточнить, действительно ли отрицательный градиент динамического давления может благотворно влиять на характер обтекания тела животных. В связи с этим представляют интерес проведенные нами радиотелеметрические измерения уровня пульсаций давления в пограничном слое на теле свободно плавающего дельфина (при средней скорости 350 м/с) [23, 25, 29], которые свидетельствуют, что при движении дельфина с большим ускорением ( $3 \text{ м/с}^2$ ) уровень среднеквадратичных пульсаций давления почти вдвое ниже, чем при движении по инерции (в точке измерения, отстоящей от носа на 1,2 м).

*Измерение касательных напряжений в пограничном слое дельфина.* Уровень пульсаций давления однозначно связан с касательными напряжениями на обтекаемом теле, а последние определяют сопротивление движению тела под водой. Уменьшение уровня пульсаций давления в режиме активного движения дельфина (движение с ускорением или с постоянной скоростью) по сравнению с уровнем при движении по инерции свидетельствует, что коэффициент сопротивления трения при активном движении дельфина должен быть меньше, чем при движении по инерции. А в этом и состоит объяснение парадокса Грея.

Этот вывод настолько важен, что не может быть принят безоговорочно, хотя и представляется очевидным в свете представленных выше результатов исследований. Для подтверждения сделанного вывода очень нужны прямые измерения касательных напряжений в пограничном слое на теле свободно плавающего дельфина. Такие измерения были проведены с помощью специально разработанного измерителя касательных напряжений и автономной регистрирующей аппаратуры, закрепляемой на спинном плавнике животного. Одновременно регистрировали информацию о касательных напряжениях и о скорости обтекания дельфина, которую в первом приближении можно принять за скорость самого дельфина. Это позволило установить соответствие между скоростью обтекания (скоростью плавания) и величиной касательных напряжений.

Измеритель касательных напряжений располагали поочередно в различных точках на правом боку дельфина на расстояниях от носа, составляющих соответ-

Рис. 3. Зависимость скорости (1) плавания ( $U/U_{\max}$ ) и местного коэффициента (2) сопротивления ( $C_x/C_{x\max}$ ) от времени в процессе плавания дельфина афалины. ( $C_{x\max}$  соответствует  $U_{\max}$ )



ственно 0,4; 0,5; 0,67 и 0,78 его длины, и непосредственно на хвостовой лопасти животного, а чувствительный элемент измерителя — на расстоянии 3 мм от поверхности тела, что составляет 0,2—0,25 толщины пограничного слоя. По Шлихтингу [39], касательные напряжения на таком расстоянии от поверхности практически совпадают с таковыми на самой поверхности.

Наиболее типичные результаты для всех точек, в которых проводили измерения, представлены на рис. 3. Здесь видны участки движения с положительным ускорением, с постоянной скоростью и с замедлением. В период между 6,4 и 7,4 с дельфин вынырнул для выдоха-вдоха. Перед выныриванием заметно небольшое понижение его скорости, связанное, по-видимому, с прекращением тяги. Видно, что на участке ускоренного движения дельфина местный коэффициент сопротивления наименьший, а при движении с замедлением (по инерции) — наибольший. Разница между наименьшим и наибольшим значениями весьма велика. Примечательно, что в данном случае наибольшего значения местный коэффициент сопротивления достигал дважды за время движения дельфина: непосредственно перед выдохом-вдохом и при переходе к движению по инерции в конце пробега. В других случаях перед выныриванием дельфина для выдоха-вдоха не всегда наблюдаются понижение скорости плавания и соответствующее ему повышение местного коэффициента сопротивления, но в конце плавания — всегда.

При расположении измерителя касательных напряжений в точках, отстоящих от носа на 0,4 и 0,78 его длины, оказалось, что местный коэффициент сопротивления в режиме движения с постоянной скоростью во второй точке в 4,7 раза меньше, чем в первой. При расположении измерителя касательных напряжений непосредственно на хвостовой лопасти животного обнаружен перемежающийся характер обтекания с исключительной нестабильностью значений местного коэффициента сопротивления.

*Экспериментальные исследования кинематики дельфинов.* В процессе плавания дельфинов тяга создается за счет изгибных колебаний тела, амплитуда которых достигает наибольшего значения в области хвостовой лопасти. Считается, что в гидромеханике дельфинов и в процессе создания тяги определяющее значение имеют именно колебательные движения хвостовой лопасти. По этой причине большинство экспериментальных исследований посвящено изучению кинематики хвостовой лопасти. При этом использован хорошо известный метод кино съемки. В работах [12, 60] приведены углы атаки и наклона лопасти к направлению движения дельфина и траектории движения лопасти, а в работах [13, 14, 20, 21] измерены относительная амплитуда и частота колебаний хвостовой лопасти дельфина, а также средняя скорость локомоторной волны, распространяющейся по телу в зависимости от режима плавания животного.

Однако недавние исследования показали [26, 27], что кинематика не только



Кинематические параметры плавания дельфина

$U$ , м/с	$h_3/l$	$f$ , Гц	$b$ , м <sup>-1</sup>	$\gamma$	$a$ , м/с <sup>2</sup>	$h_1/h_3$	$C_1/U$
1,5	0,18	1,46	0,55	—	2,6	0,27	1,24
$2,2 \pm 0,07$	$0,177 \pm 0,004$	1,10	$0,07 \pm 0,02$	$3,3 \pm 0,9$	0	$0,11 \pm 0,02$	$1,05 \pm 0,08$
$4,3 \pm 0,07$	$0,123 \pm 0,004$	2,22	$0,23 \pm 0,07$	$4,2 \pm 0,9$	0	$0,21 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,08$

*Примечание.*  $h_1$ ,  $h_2$  и  $h_3$  — амплитуды колебаний соответственно носа, спинного плавника и хвоста;  $C_1$  — фазовая скорость локомоторной волны в области головы животного;  $b$  — коэффициент в линейной аппроксимации фазовой скорости. Погрешности измерений соответствуют среднеквадратичной ошибке результата.

хвостовой лопасти, но и всего тела в целом имеет большое значение в оценке гидродинамики дельфинов. В частности, некоторые особенности кинематики тела в значительной степени определяют характер обтекания и структуру погранично-го слоя животного.

В работе [26] впервые высказано предположение о непостоянстве фазовой скорости локомоторной волны в пределах тела дельфина и предпринята попытка измерить кинематические параметры (амплитуду колебаний и фазовую скорость локомоторной волны) одновременно в трех точках тела животного: в области головы, спинного и хвостового плавника. Изучение кинематики проводилось с помощью кино съемки и акселерометров. Обычно кино съемку осуществляют неподвижно закрепленной кинокамерой, однако в этом случае времени нахождения животного в поле зрения объектива кинокамеры недостаточно для прослеживания и изучения движения отдельных точек его тела в процессе одного и того же пробега. В частности, с помощью такого метода трудно измерить фазовую скорость локомоторной волны на отдельных участках тела дельфина. Поэтому в описываемых экспериментах кино съемку осуществляли с помощью подвижной (вращающейся относительно неподвижной оси) камеры, которой в процессе съемки придавали медленное и плавное следящее движение. В результате животное захватывали в кадр и некоторое время сопровождали. В этом случае оказалось возможным проследить движение дельфина в течение нескольких периодов колебаний тела. Кино съемку осуществляли под водой через сетчатую стенку морского вольера, вдоль которого плавал дельфин по команде дрессировщика. Метод кино съемки имеет определенные достоинства: он достаточно прост, позволяет получить наглядную информацию о кинематике дельфина в свободном плавании (без закрепленной на нем аппаратуры). Но у него есть и существенные недостатки: животное находится в поле зрения кинокамеры ограниченное время, за которое трудно определить его режим движения (равномерный или ускоренный). По этой причине получаемая информация о кинематике животного имеет значительный разброс.

Значительно более точны измерения с помощью акселерометров. Сущность их состоит в следующем. В различных точках на теле дельфина закрепляют миниатюрные акселерометры и изучают характер движения этих точек тела в процессе его плавания. В частности, в работе [27] акселерометры были закреплены в трех точках на теле дельфина: первый на лобном выступе; второй в передней части спинного плавника на расстоянии 1 м от первого прибора и третий на лопасти хвостового плавника на расстоянии 1,1 м от второго. В некоторых случаях третий акселерометр закрепляли на хвостовом стебле животного вблизи хвостовой лопасти. Сигналы акселерометров записывали на один и тот же магнитный носитель, поэтому они оказываются жестко связанными по фазе во времени, что позволяет изучать фазовые соотношения между ними. Другое преимущество применения акселерометров перед кино съемкой связано с возможностью получать непрерывную запись информации в течение длительного времени. Это поз-

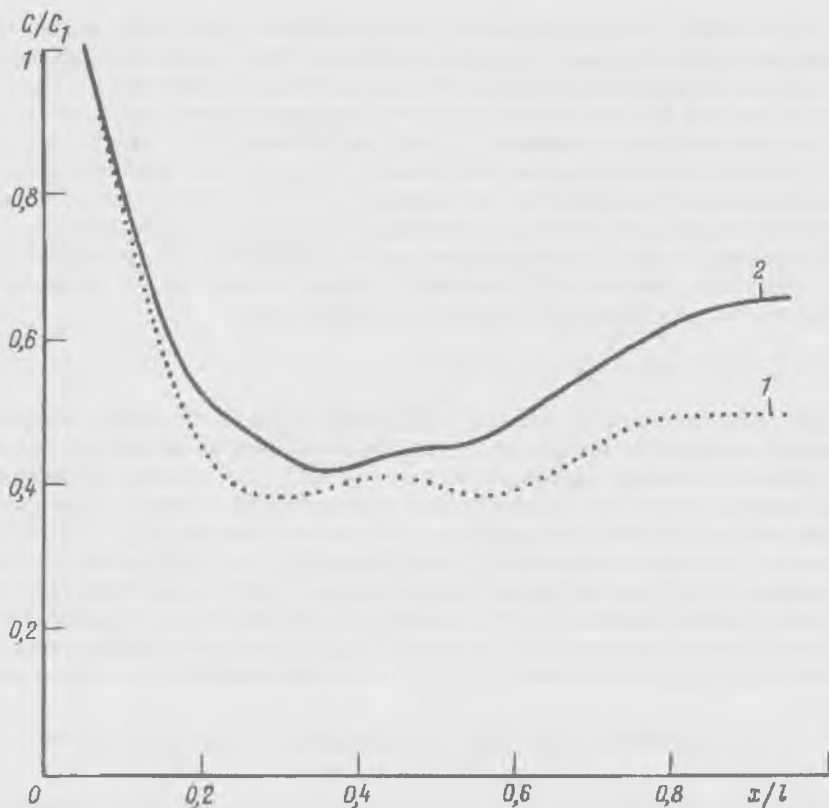


Рис. 4. Фазовая скорость локомоторной волны, распространяющейся по телу активно плывущей макрели (1) и сайды (2), рассчитанная по данным работы [59]

воляет выбрать для анализа участок записи, соответствующий вполне определенному режиму движения животного.

Регистрирующий миниатюрный магнитофон при измерениях закрепляли на спинном плавнике дельфина [24, 28], что дает возможность изучать его кинематику в свободном плавании (с учетом влияния закрепленной аппаратуры). В процессе измерений акселерометры регистрируют колебательные ускорения тех точек тела животного, в которых они закреплены. Для получения значений амплитуд смещения необходимо дважды проинтегрировать полученные данные по времени. Однако эта операция не составляет большого труда и не вносит дополнительной погрешности, если шаг интегрирования выбран достаточно малым.

В табл. 2 приведены усредненные значения кинематических параметров, полученные двумя методами на трех экспериментальных животных, длины тела которых соответственно равны 2,24, 2,18 и 2,2 м.

Описанные эксперименты впервые позволили получить факты, свидетельствующие о непостоянстве фазовой скорости локомоторной волны, распространяющейся по телу дельфина. Характер зависимости скорости локомоторной волны от координаты в системе координат, связанной с телом животного, в первом приближении можно считать линейным:

$$c = c_1(1 + bx). \quad (1)$$

Измерения, проведенные всего в трех точках тела, не позволяют выявить более сложную зависимость, которая вполне возможна, о чем свидетельствуют данные последних лет [41].

Аналогичные результаты получены на рыбах [48, 59]. Авторы изучали кине-

матику тела сайды и макрели методом киносъемки. При этом очень детально были измерены амплитудная функция колебания тела и изменение фазы локомоторной волны, распространяющейся по телу активно плывущей рыбы. На рис. 4 показана функция фазовой скорости локомоторной волны на теле макрели и сайды, пересчитанная по данным рис. 8С из работы [59]. Видно, что фазовая скорость локомоторной волны непостоянна в пределах тела и имеет весьма сложную зависимость от координаты. До недавнего времени считалось, что скорость локомоторной волны постоянна в пределах тела рыбы или дельфина.

Что касается амплитудной функции локомоторной волны дельфина, то измененные значения амплитуд колебаний трех точек тела позволяют аппроксимировать ее только монотонной функцией типа

$$h(x) = h_3 [h_1/h_3 - 1 + (2 - h_1/h_3)^{(x/l)^2}]. \quad (2)$$

Однако, как показано в работе [41], амплитудная функция локомоторной волны имеет немонотонный характер и должна аппроксимироваться более сложной функцией, имеющей минимум при  $x/l = 0,33$  (при скорости плавания 3,12 м/с), а фазовая скорость локомоторной волны непостоянна в пределах тела животного, что подтверждает приведенные выше результаты работы [25]. Однако детальные исследования позволили установить [41], что у функции фазовой скорости локомоторной волны более сложный характер, чем описанный нами. В частности, функция фазовой скорости имеет ряд минимумов, которые автор работы [41] связывает с наличием зон повышенной подвижности позвоночного столба животного. Минимумы функции фазовой скорости совпадают с такими зонами.

#### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ЛОКОМОТОРНОЙ ВОЛНЫ

Математическая аппроксимация локомоторной волны на теле активно плывущего дельфина необходима для того, чтобы можно было оценить энергетические и силовые параметры плавания животного. Она должна достаточно удовлетворительно отражать все основные кинематические параметры плавания. Первую попытку математического описания локомоторной волны дельфина, движущегося прямолинейно с постоянной скоростью, предприняли, по-видимому, Семенов и др. [30]. Они предложили для азовок и белобочек следующее аналитическое выражение, описывающее локомоторную волну

$$A = A_r e^{\beta x} \cos \omega (t - x/C). \quad (3)$$

Здесь  $A$  — вертикальное отклонение от оси  $x$  любой точки тела;  $x$  — координата;  $t$  — текущее время;  $C$  — скорость распространения локомоторной волны вдоль тела, которая считается постоянной;  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $A_r$  — амплитуда поперечных колебаний головы животного;  $\beta$  — фактор, характеризующий быстроту нарастания амплитуды колебаний вдоль тела от головы к хвосту и являющийся функцией скорости движения дельфина. (Такое же выражение предложил в 1977 г. Лайтхилл [58] для описания движения рыб.)

Однако легко показать, что  $\beta$  не является независимым параметром движения животного и может быть вычислен из граничного условия задачи о колебаниях тела. Действительно, в точке  $x = l$  имеем  $A_{xb} = A_r e^{\beta l}$ . Временной множитель мы пока опускаем. Отсюда можно получить, что  $\beta = (1/l) \ln (A_{xb}/A_r)$ , и, подставляя это выражение в приведенное выше, получим  $A = A_r (A_{xb}/A_r)^{x/l} \cdot \cos \omega (t - x/C)$ . Это соотношение свидетельствует, что быстрота нарастания амплитуды колебаний вдоль тела дельфина от головы к хвосту однозначно определяется величинами амплитуд колебаний головы и хвоста, а это маловероятно.

В работе [27] предложена иная математическая аппроксимация:

$$h(x, t) = h_3 [h_1/h_3 - 1 + (2 - h_1/h_3)^{(x/l)^2}] \sin [\omega t - k(x)x], \quad (4)$$

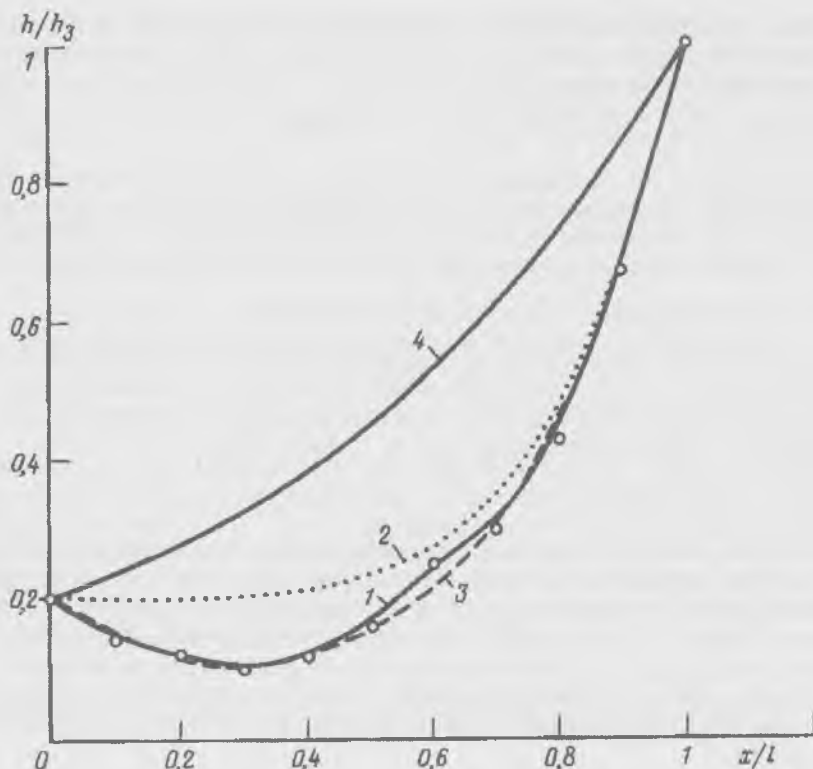


Рис. 5. Сопоставление экспериментальной амплитудной функции локомоторной волны, распространяющейся по телу дельфина (1), и различных вариантов ее математической аппроксимации (2—4)

которая в отличие от предыдущей носит более общий характер, так как содержит действительно независимый параметр  $\gamma$ , определяющий форму амплитудной функции, и отражает зависимый от координаты характер волнового числа локомоторной волны —  $k(x)$ .

Характер зависимости  $k(x)$  определим из уравнения фазы:  $\omega t - k(x)x = \varphi_0 = \text{const}$ . Дифференцирование по времени этого уравнения дает  $\omega - (\partial k(x)/\partial x)(\partial x/\partial t)x - k(x)(\partial x/\partial t) = 0$ . В этом выражении  $(\partial x/\partial t) = C(x)$  представляет собой фазовую скорость локомоторной волны, которая в первом приближении может быть представлена в виде  $C(x) = C_1(1 + bx)$ . Подставив это выражение в дифференциальное уравнение фазы, получим уравнение для определения  $k(x)$ :  $\omega - (\partial k(x)/\partial x)x C(x) - k(x) \cdot C(x) = 0$ .

Решение этого уравнения дает

$$k(x) = [k_0 \ln(1 + bx)]/bx, \quad (5)$$

где  $k_0$  — волновое число локомоторной волны в области головы животного. С учетом формулы (5) выражение (4) окончательно можно представить в виде

$$h(x, t) = h_3 [h_1/h_3 - 1 + (2 - h_1/h_3)^{\gamma} \sin(\omega t - (k_0/b) \ln(1 + bx))]. \quad (6)$$

Янов [41] показал, что амплитудная функция локомоторной волны в отличие от представленной формулой (5) немонотонна. Причина немонотонности

амплитудной функции заключается, по-видимому, в явлении «отдачи», изученном Лайтхиллом [58]. Можно учесть явление «отдачи», если составить эмпирическую амплитудную функцию вида

$$h(x) = h_3 [h_1/h_3 + a_0(x/l) + b_0(x/l)^2 + c_0(x/l)^n]. \quad (7)$$

Коэффициенты  $a_0$ ,  $b_0$ ,  $c_0$  и показатель степени  $n$  можно определить подбором в каждом конкретном случае, если есть экспериментальная амплитудная функция. В частности, для экспериментальной амплитудной функции, опубликованной в работе [41], математическая аппроксимация может быть представлена в виде

$$h(x) = h_3 [0,2 - 0,65(x/l) + 1,1(x/l)^2 + 0,35(x/l)^8]. \quad (8)$$

На рис. 5 показано сопоставление экспериментальной амплитудной функции (1), взятой из работы [41] и пересчитанной таким образом, чтобы по оси ординат была отложена величина  $h/h_3$  вместо  $h/l$  и нескольких вариантов математической аппроксимации. Один из вариантов (кривая 2) имеет вид

$$h/h_3 = -0,79 + 1,79(x/l)^{4,2}$$

и соответствует экспериментальным данным, представленным в табл. 2 (нижняя строка). Другой вариант (кривая 3) представлен формулой (8). Для сравнения приведена также аппроксимация (кривая 4), предложенная в работе [30] и преобразованная к виду  $h/h_3 = (h_1/h_3)^{(1-(x/l))}$  при  $h_1/h_3 = 0,21$ . Как и следовало ожидать, эта аппроксимация хуже всего согласуется с экспериментальными данными.

Что касается функции фазовой скорости локомоторной волны, приведенной в работе Янова [41], то ее весьма трудно аппроксимировать приемлемой аналитической функцией.

#### МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ГРАДИЕНТА ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ТЕЛЕ ДЕЛЬФИНА

Как уже упоминалось, Дж. Грей в 1936 г. предположил, что у китообразных, в частности у дельфинов, наблюдаются стабилизация ламинарного обтекания и, следовательно, повышение критического числа Рейнольдса перехода ламинарного обтекания в турбулентное за счет отрицательного градиента давления, возникающего вдоль его тела при активном движении в воде. Грей считал, что отрицательный градиент давления образуется за счет отбрасывания масс воды колеблющимся хвостом дельфина. Такой механизм действительно существует, но не он определяет формирование градиента давления вдоль тела животного. Строгий анализ явления показывает, что основной механизм совсем не такой, каким его представлял Грей. Более того, даже если бы у дельфина отсутствовала хвостовая лопасть и массы воды не отбрасывались назад, но тело совершало колебательные движения, вдоль его тела все равно формировался бы отрицательный градиент давления.

Проанализируем более подробно механизм формирования градиента давления на теле животного за счет его колебаний. Будем рассматривать тело животного как длинный цилиндр эллиптического или кругового сечения, совершающий изгибные колебания в одной плоскости. В этом случае для расчета динамического давления на поверхности тела можно воспользоваться известным выражением для кругового цилиндра, обтекаемого потоком в поперечном направлении [16]:

$$p - p_{00} = (\rho v_n^2/2)(1 - 4\sin^2 \theta_0) + (\rho \cos \theta_0/R) d(R^2 v_n)/dt. \quad (9)$$

Здесь  $R$  и  $\theta_0$  — цилиндрические координаты;  $p_{00}$  — давление на бесконечности;  $t$  — время;  $v_n$  — скорость поперечного движения тела, определяемая выражением

$v_n = \partial h(x, t) / \partial t + U (\partial h(x, t) / \partial x)$ , где  $h(x, t)$  — мгновенное значение поперечных колебаний тела;  $U$  — скорость тела в направлении его продольной оси — оси  $x$ .

В формировании пограничного слоя на обтекаемом теле определяющее значение имеет не само избыточное давление, а его градиент, который можно представить в виде

$$dp/dx = \rho [v_n (dv_n/dx)] (1 - 4\sin^2 \theta_0) + d \{[(\rho \cos \theta_0/R) d(R^2 v_n)/dt]\}/dx. \quad (10)$$

#### ОЦЕНКА ТЕОРЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА ДЕЛЬФИНА И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В выражении (10) неизвестной величиной является скорость поперечных движений тела  $v_n$ . Ее можно определить, если известен закон деформации тела. Ранее было показано [41], что экспериментально измеренная амплитудная функция колебаний тела дельфина (*Tursiops truncatus*) при постоянной скорости плавания  $U = 3,12$  м/с лучше всего аппроксимируется выражением (8).

Для расчета градиента давления воспользуемся следующим выражением для закона деформации тела активно плывущего дельфина

$$h(x, t) = h_3 [0,21 - 0,66 (x/l) + 1,1 (x/l)^2 + 0,35 (x/l)^3] \sin \{ \omega t - (k_0/b) \ln [1 + lb (x/l)] \}. \quad (11)$$

Здесь для фазовой скорости локомоторной волны принят линейный характер нарастания от головы к хвосту, установленный экспериментально в первом приближении [26] и согласующийся с усредненным трендом [41].

На рис. 6 показаны результаты расчета минимального и максимального значений градиента динамического давления для латеральной стороны тела дельфина, которые достигаются дважды за период одного колебания. Расчет проведен для режима плавания, характеризующегося кинематическими параметрами, представленными в нижней строке табл. 2. Видно, что максимальные значения близки к нулю, тогда как минимальные достигают значительных отрицательных величин. Текущие мгновенные значения градиента давления в процессе колебаний тела плывущего дельфина заключены в области между указанными предельными значениями.

На рис. 7 показаны аналогичные результаты расчета для дорзальной стороны тела дельфина.

Данные рис. 6 и 7 не учитывают формы тела дельфина, которая характеризуется вполне определенным распределением динамического давления и его градиента. В работе [1] дана методика и приведены расчеты распределения динамического давления на телах вращения с различными характерными параметрами, в том числе и на телах, близких по форме к форме тела дельфина. На рис. 8 показано суммарное распределение градиента динамического давления на латеральной стороне тела дельфина, обусловленное формой тела и колебательным характером движения животного, для режимов плавания, параметры которых приведены в первой и последней строках табл. 2. Амплитудная функция ускоренного движения принята в первом приближении в виде

$$h/h_3 = 0,27 - 0,58(x/l) + (x/l)^2 + 0,31(x/l)^3. \quad (12)$$

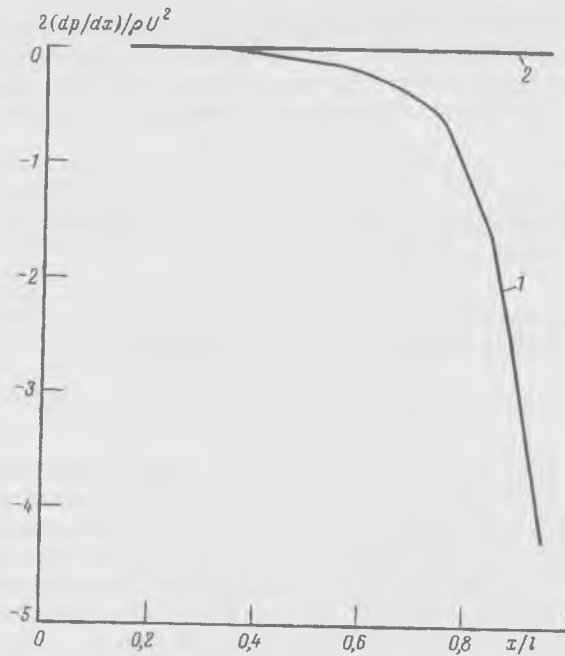


Рис. 6. Распределение минимальных (1) и максимальных (2) мгновенных значений градиента динамического давления (нормированного по величине динамического напора  $\rho U^2/2$ ) на латеральной стороне тела дельфина ( $\theta_0 = \pi/2$ ) без учета его формы

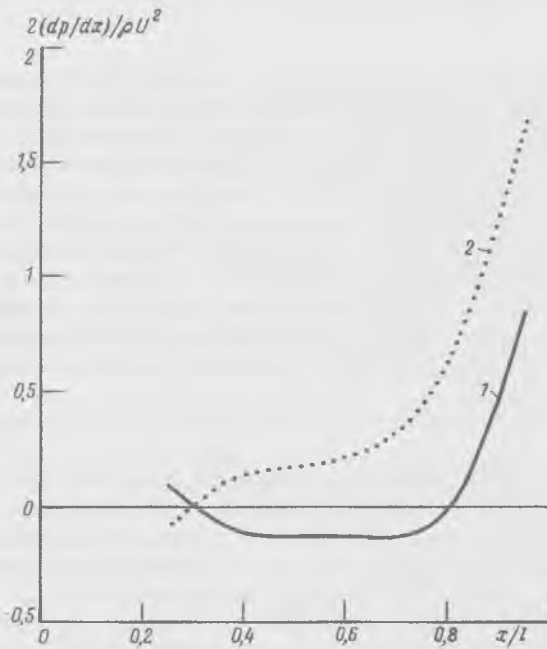


Рис. 7. Распределение минимальных (1) и максимальных (2) мгновенных значений градиента динамического давления на дорзальной стороне тела дельфина ( $\theta_0 = 0$ ) без учета его формы

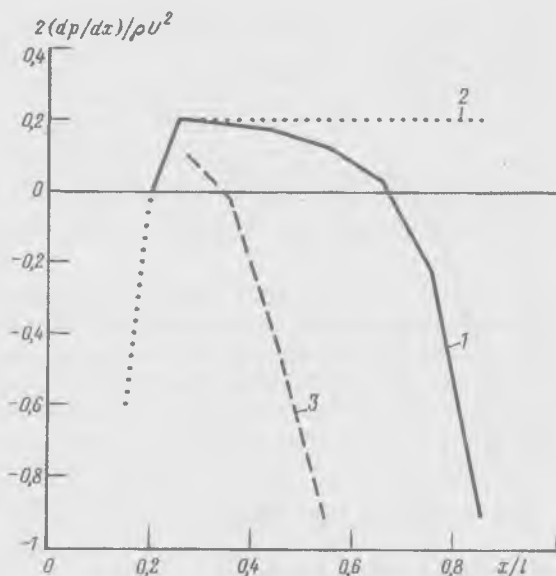


Рис. 8. Суммарное распределение градиента динамического давления на латеральной стороне тела дельфина, обусловленное его формой и колебательным характером движения. 1 — минимальные значения для режима плавания дельфина с постоянной скоростью (параметры плавания даны в последней строке табл. 2); 2 — максимальные значения (верхняя часть кривой); 3 — минимальные значения для режима плавания с ускорением (параметры даны в первой строке табл. 2)

На рис. 9 показано аналогичное суммарное распределение градиента давления для дорзальной стороны тела дельфина.

Ниже приведены значения полуразмера тела дельфина в дорзальном направлении (при  $\theta_0 = 0$ ), который мы использовали в качестве радиуса тела  $R$  в формуле (9).

$x/l$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$R$ , м	0,2	0,19	0,17	0,155	0,14	0,125	0,1

Сравним результаты расчета с приведенными ранее экспериментальными данными. Для этого совместим рис. 2 и 8. Результат такого совмещения приведен на рис. 10. Видно, что экспериментальные данные неплохо согласуются с расчетными. Кроме того, ясно, что ускоренный режим движения сопровождается формированием более значительного градиента давления. Характер расчетных кривых на рис. 10 позволяет сделать некоторые важные выводы. Отрицательный градиент давления достигает значительной величины в головной и хвостовой частях тела животного, тогда как в средней части тела он сравнительно мал. Это значит, что благоприятное влияние отрицательного градиента давления на пограничный слой должно быть заметным прежде всего в головной и хвостовой частях тела. При этом турбулизация пограничного слоя может начинаться не на задней части тела, как это происходит при обтекании жестких тел, а в его средней части, где градиент давления близок к нулю. Возможна ситуация, когда средняя часть тела обтекается турбулентным потоком, а головная и хвостовая части — ламинарным или заметно ламинаризованным. Есть несколько экспериментальных фактов, подтверждающих возможность такой ситуации.

1. В книге Вуда [10] приводятся наблюдения и зарисовки, сделанные У. Э. Эвансом и Л. Э. Мак-Кинли с борта катамарана в тот момент, когда в поле зрения исследователей оказалась группа тихоокеанских белобоких дельфинов, плывущих в фосфоресцирующей воде. Наблюдатели обратили внимание, что



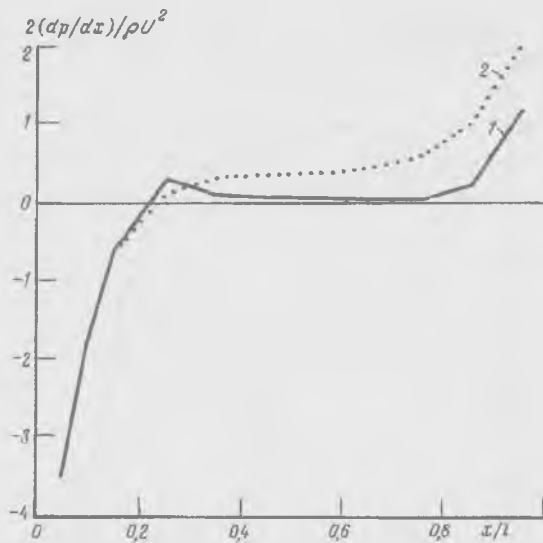


Рис. 9. Суммарное распределение градиента динамического давления на дорзальной стороне тела дельфина для режима плавания с постоянной скоростью (4,3 м/с), обусловленное его формой и колебательным характером движения. 1 — минимальные значения; 2 — максимальные значения

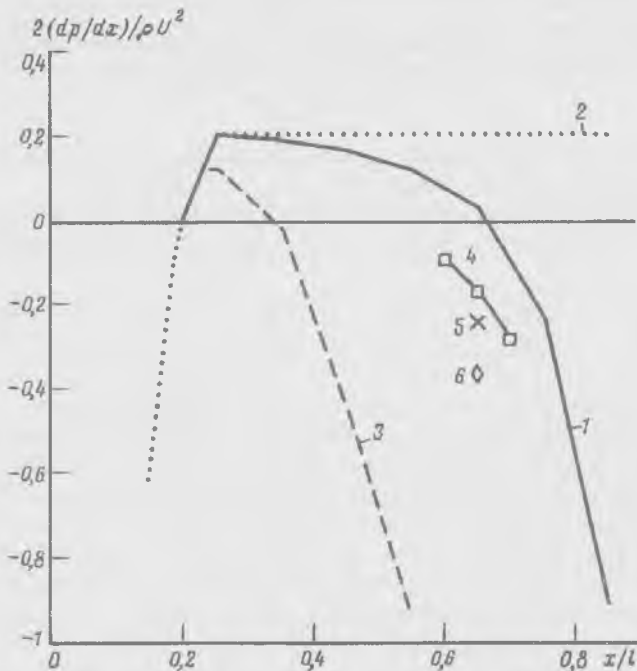


Рис. 10. Сравнение экспериментальных данных с расчетными. 1—3 — расчетные данные (см. рис. 8), 4—6 — экспериментальные результаты (см. рис. 2)

свечение (турбулизация пограничного слоя) охватывает среднюю часть тела, тогда как в передней части тела и на хвостовом стебле видны темные места, соответствующие ламинарному обтеканию. Это находится в соответствии с приведенным выше расчетом.

2. Результаты измерения касательных напряжений в точках тела 0,4 и 0,78 (см. выше) свидетельствуют, что в первой точке местный коэффициент сопротивления в 4,7 раз больше, чем во второй. Это может иметь только одно объяснение: во

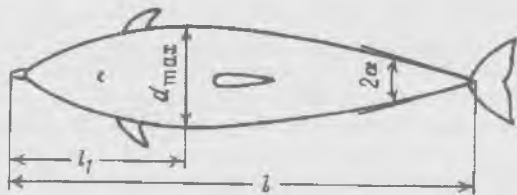


Рис. 11. Схематическое изображение тела дельфина. Пояснения в тексте

второй точке степень турбулизации пограничного слоя меньше, чем в первой, что хорошо согласуется с результатами математического моделирования.

Экспериментальные данные об измерении распределения динамического давления на теле рыбы [44], свидетельствуют, что на теле рыбы в процессе ее активного плавания отрицательный градиент давления наблюдается не на латеральной, как у дельфинов, а на дорзальной стороне. Это объясняется тем, что колебания тела рыбы совершаются не в вертикальной плоскости, как у дельфинов, а в горизонтальной.

#### ОЦЕНКА ФОРМЫ ТЕЛА ДЕЛЬФИНОВ И ДРУГИХ КИТООБРАЗНЫХ

Градиент динамического давления, формируемый на теле животного при его активном плавании, играет, по-видимому, решающую роль в обеспечении безотрывного обтекания. Этот вывод следует из анализа формы тела. Существуют три основных параметра тела, влияющих на характер обтекания: относительное удлинение, представляющее собой отношение длины тела к диаметру круга, равного по площади максимальному поперечному сечению ( $l/d_{max}$ ); относительное положение максимального поперечного сечения ( $l_1/l$ ) и угол схода тела вращения, аппроксимирующего наилучшим образом тело животного ( $\alpha$ ). На рис. 11 показано схематически тело дельфина с соответствующими обозначениями. Не у всех видов дельфинов и крупных китов форма тела может быть удачно аппроксимирована телом вращения. Тем не менее полезно сравнить данные, полученные для различных видов дельфинов и китов (табл. 3). Следует отметить, что за неимением точных данных о максимальной площади поперечного сечения китообразных за максимальный диаметр принят максимальный поперечный размер тела в горизонтальной плоскости. Необходимые размеры тел китообразных определены по приведенным в каталоге [57] фотографиям.

Из табл. 3 видно, что относительное удлинение всех изученных китообразных колеблется от 4,0 до 7,6; относительное положение максимального поперечного сечения — от 0,33 до 0,45, угол схода — от 7,0 до 15°. Чтобы оценить эти цифры, обратимся к работе [1], в которой проведен расчет характеристик ламинарного пограничного слоя для серии тел вращения с различными параметрами формы. Не останавливаясь на анализе методов расчета, приведем только основные результаты.

1. Условием обеспечения практически безотрывного обтекания тела вращения при реализации ламинарной формы течения в пограничном слое является  $\alpha \leq 6,5^\circ$ .

2. Минимальным сопротивлением при ламинарном обтекании и числах Рейнольдса порядка  $10^8$  обладает тело вращения с относительным удлинением 9 и относительным положением максимального поперечного сечения 0,21.

3. Минимальным сопротивлением при турбулентном обтекании обладает тело вращения с относительным удлинением 5,5—7,0 и относительным положением максимального диаметра 0,4.

Сопоставление этих результатов с данными табл. 3 позволяет сделать следующие выводы.

1. Угол схода тел китообразных превышает предельный, при котором должен наблюдаться отрыв ламинарного пограничного слоя. Это значит, что при ламинар-

Морфометрические данные китообразных

Вид	$l/d_{\max}$	$l_1/l$	$\alpha^\circ$
<i>Tursiops truncatus</i>	5,4	0,35	10
<i>Phocaena phocaena</i>	4,7	0,40	15
<i>Lagenorhynchus obliquid</i>	6,9	0,36	8
<i>Stenella graffmani</i>	7,1	0,35	7
<i>Stenella longirostris</i>	7,6	0,34	7
<i>Delphinus delphis</i>	6,1	0,36	—
<i>Phocoenoides dalli</i>	4,6	0,33	13
<i>Lissodephis borealis</i>	7,5	0,36	7
<i>Eschrichtius robustus</i>	4,5	0,40	10
<i>Bsrardius bairdi</i>	6,0	0,39	—
<i>Pseudorca crassioleus</i>	6,9	0,38	—
<i>Physeter catodon</i>	5,1	0,45	—
<i>Kogia breviceps</i>	4,0	0,42	—

ном обтекании у дельфинов либо должен наблюдаться отрыв пограничного слоя, либо дельфины должны иметь возможность предотвращать отрыв. Выше мы видели, что в случае активного плавания на теле дельфинов формируется отрицательный градиент давления, который может предотвращать отрыв ламинарного пограничного слоя.

2. Тело китообразных не оптимально в смысле минимизации сопротивления при ламинарном обтекании. Здесь в первую очередь имеется в виду опасность отрыва ламинарного пограничного слоя, о котором упоминалось выше. Однако, как мы видели, у китообразных, в частности у дельфинов, эта опасность отсутствует.

3. Форма тела китообразных приближается к оптимальной с точки зрения минимизации сопротивления при турбулентном обтекании.

Таким образом, можно считать, что при наличии отрицательного градиента давления на теле дельфина (и, очевидно, других китообразных) форму их тела можно считать оптимальной как для ламинарного, так и для турбулентного обтекания. Это одно из наиболее важных адаптивных приспособлений китообразных, созданных природой.

#### ГИДРОДИНАМИКА ДЕЛЬФИНОВ В СВЕТЕ ПОСЛЕДНИХ НАУЧНЫХ ДАННЫХ

Развитие пограничного слоя на теле дельфина в процессе его плавания от состояния покоя до некоторой максимальной скорости с последующим движением с постоянной скоростью в течение некоторого времени и дальнейшим движением по инерции можно представить следующим образом. В первый момент движение дельфина осуществляется с некоторым положительным ускорением, которое, по-видимому, не превышает  $10 \text{ м/с}^2$ , если принять, что максимальная тяга не может быть больше массы тела животного. В результате движения с ускорением на теле дельфина развивается значительный отрицательный градиент динамического давления, который приводит к заметному (в 3—4 раза) повышению критического числа Рейнольдса. Поскольку в средней части тела дельфина отрицательный градиент давления имеет наименьшее абсолютное значение, неустойчивость ламинарного обтекания возникает прежде всего на этом участке и по достижении некоторого критического числа Рейнольдса, зависящего от величины ускорения

движения, осуществляется переход ламинарного обтекания в турбулентное в точке тела с  $x/l \approx 0,5$ .

После турбулизации пограничного слоя в средней части тела дельфина его дальнейшее движение, как правило, становится практически равномерным в течение некоторого времени. Иногда участок движения с постоянной скоростью практически отсутствует, и дельфин сразу же переходит к движению по инерции. Анализ многочисленных экспериментальных данных показывает, что увеличение скорости после турбулизации пограничного слоя не превышает 10—20%. При этом максимальная скорость, развиваемая дельфином, тем выше, чем больше ускорение, с которым он начал движение. Турбулентность в пограничном слое на теле дельфина при его движении с постоянной скоростью имеет меньшую величину (в 2—3 раза), чем в пограничном слое на жестком дельфиноподобном теле или на теле дельфина при его движении по инерции. Естественно, что при этом средний по смоченной поверхности тела коэффициент сопротивления дельфина оказывается меньше соответствующего коэффициента сопротивления жесткого тела. Когда равномерное движение дельфина сменяется движением по инерции, вдоль части тела его, расположенной за миделем, устанавливается значительный положительный градиент динамического давления, в области миделя градиент слабо положительный или близкий к нулевому и только на конфузурном участке он остается отрицательным. Уровень турбулентности в пограничном слое на средней и задней частях тела дельфина возрастает и достигает величины, соответствующей величине при турбулентном обтекании жесткого тела. Коэффициент сопротивления при этом возрастает до величины, соответствующей жесткому телу. Если в какой-то момент движение по инерции сменяется на ускоренное, то на теле вновь появляется отрицательный градиент давления и степень турбулизации пограничного слоя уменьшается, а если величина градиента давления достаточно велика (при большом ускорении), то возможен даже обратный переход турбулентного обтекания в ламинарное на участке тела, расположенном за миделем.

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о наличии по крайней мере одного фактора, повышающего критическое число Рейнольдса на начальном этапе движения дельфина с ускорением и уменьшающего степень турбулентности при равномерном движении. Этим фактором является отрицательный градиент динамического давления, существование которого предположил Грей [47] и что экспериментально и теоретически было затем доказано [23, 24, 27, 29]. Это не исключает влияния и других факторов: упругого демпфирования [2, 7, 14, 50], высокомолекулярных выделений [40], «бегущей волны» [17, 18] и др. Однако для определения доли каждого из факторов в общем эффекте необходимы тщательные экспериментальные исследования.

Эта работа в процессе выполнения имела финансовую поддержку от Российского фонда фундаментальных исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеева Е. У., Громов В. П., Дмитриева А. Ф., Колобов Б. П., Кузнецов Б. Г., Семенов Б. Н., Яненко Н. Н. Расчет характеристик ламинарного пограничного слоя на телах вращения. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1968. 220 с.
2. Бабенко В. В. // Бионика. 1971. № 5. С. 76.
3. Бабенко В. В. // Бионика. 1979. № 13. С. 43.
4. Бабенко В. В. // Бионика. 1980. № 14. С. 57.
5. Бабенко В. В., Воропаев Г. А., Юрченко Н. Ф. // Гидромеханика. 1980. № 42. С. 73.
6. Бабенко В. В., Гнитецкий Н. А., Козлов Л. Ф. // Бионика. 1969. № 3. С. 12.
7. Бабенко В. В., Козлов Л. Ф., Першин С. В. // Бионика. 1972. № 6. С. 84.
8. Бабенко В. В., Козлов Л. Ф., Першин С. В., Томилин А. Г. // Бионика. 1982. № 16. С. 3.
9. Бабенко В. В., Никишова О. Д. // Бионика. 1976. № 10. С. 27.

10. Вуд Ф. Г. Морские млекопитающие и человек. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 262 с.
11. Даргольц В. Г., Романенко Е. В., Соколов В. Е.//Зоол. журн. 1978. Т. 57. № 5. С. 768.
12. Каян В. П.//Бионика. 1979. № 13. С. 9.
13. Каян В. П., Пятецкий В. Е.//Бионика. 1977. № 11. С. 36.
14. Козлов Л. Ф. Теоретическая биогидродинамика. Киев: Вища шк., 1983. 238 с.
15. Ландер Б. Е.//Прикл. механика. 1964. № 4. С. 151.
16. Лонгинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев: Наук. думка, 1969. 208 с.
17. Меркулов В. И.//Бионика. 1970. № 4. С. 95.
18. Меркулов В. И., Савченко Ю. Н.//Бионика. 1970. № 4. С. 116.
19. Назарчук М. М., Ковецкая М. М., Панченко В. Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев: Наук. думка, 1974. 98 с.
20. Пятецкий В. Е., Каян В. П.//Бионика. 1972. № 6. С. 18.
21. Пятецкий В. Е., Каян В. П.//Бионика. 1975. № 9. С. 41.
22. Репик Е. У.//Тр. Центр аэрогидр. ин-та. 1970. № 1218. С. 19.
23. Романенко Е. В.//Морское приборостроение: Науч.-технич. сб. Сер. «Акустика». Вып. 1. М., 1972. С. 154.
24. Романенко Е. В. Основы статистической биогидродинамики. М.: Наука, 1976. 168 с.
25. Романенко Е. В.//Докл. АН СССР. 1980. Т. 253. № 3. С. 741.
26. Романенко Е. В.//Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. № 2. С. 310.
27. Романенко Е. В. Теория плавания рыб и дельфинов. М.: Наука, 1986. 152 с.
28. Романенко Е. В., Чикалкин В. А.//Морфология, физиология и акустика морских млекопитающих. М.: Наука, 1974. С. 165.
29. Романенко Е. В., Янов В. Г.//Бионика. 1973. № 7. С. 52.
30. Семенов Н. П., Бабенко В. В., Каян В. П.//Бионика. 1974. № 8. С. 23.
31. Соколов В. Е.//Бюл. МОИП. Отд. биол. 1955. Т. 60. № 6. С. 45.
32. Соколов В. Е.//Зоол. журн. 1960. Т. 33. № 2. С. 307.
33. Соколов В. Е.//Биол. науки. 1962. № 3. С. 47.
34. Соколов В. Е.//Морские млекопитающие. М.: Наука, 1965. С. 266.
35. Соколов В. Е.//Морфология и экология морских млекопитающих (дельфины). М.: Наука, 1971. С. 47.
36. Соколов В. Е. Кожный покров млекопитающих. М.: Наука, 1973. 487 с.
37. Соколов В. Е., Кузнецов Т. В.//Тез. докл. 3-го Всесоюз совещ. по изучению морских млекопитающих. Владивосток: Наука, 1966. С. 45.
38. Тиняков Г. Г., Чумаков В. П., Севастьянов Б. А.//Зоол. журн. 1973. Т. 52. № 3. С. 399.
39. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
40. Ускова Е. Т., Раевский В. С., Момот Л. Н., Усков И. А.//Бионика. 1975. № 9. С. 90.
41. Янов В.//Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. № 1. С. 49.
42. Ahmadi A., Widnall S. E.//J. Fluid Mech. 1985. V. 153. P. 59.
43. Chopra M. G., Kambe T.//J. Fluid Mech. 1977. V. 79. P. 49.
44. Dubois A. B., Cavagna G. A., Fox R. S.//J. Exptl Biol. 1974. V. 60. P. 581.
45. Fish F. E.//J. Exptl Biol. 1993. V. 185. P. 179.
46. Fish F. E., Hui C. A.//Mammal Rev. 1991. V. 21. № 4. P. 181.
47. Gray J.//J. Exptl Biol. 1936. V. 13. P. 192.
48. Hess F., Videler J. J.//J. Exptl Biol. 1984. V. 109. P. 229.
49. Katz J., Weihs D.//J. Fluid Mech. 1979. V. 90. № 4. P. 713.
50. Kramer M. O.//J. Aeronaut. Sci. 1957. V. 24. № 6. P. 459.
51. Kramer M. O.//New Scientist. 1960. V. 7. № 181. P. 1118.
52. Kramer M. O.//J. Amer. Soc. Naval. Engngs. 1960. V. 72. № 1. P. 25.
53. Kramer M. O.//J. Amer. Soc. Naval. Engngs. 1962. V. 74. № 2. P. 341.
54. Kramer M. O.//Advances in Hydrosci. 1965. V. 2. P. 111.
55. Lan C. E.//J. Fluid Mech. 1979. V. 93. № 4. P. 747.
56. Lang T. G., Daybell D. A.//NAVWEPS Rept 8060. NOTS TP 3063. 1963.
57. Leatherwood S. W., Evans E., Rice D. W. The whales, dolphins and porpoises of the eastern North Pacific: A guide to their identification in the water. San Diego, 1972. 343 p.
58. Lighthill M. J.//Fischeries mathematics/Ed. Steele J. H. L.; N. Y.: Acad. press, 1977. P. 131.
59. Videler J. J., Hess F.//J. Exptl Biol. 1984. V. 109. P. 209.
60. Videler J. J., Kamermans P.//J. Exptl Biol. 1985. V. 119. P. 265.

61. Wu T. Y.-T.//J. Fluid Mech. 1971. V. 46. № 3. P. 521.

62. Yates G. T.//Fish biomechanics/Eds Webb P. W., Weihs D. N. Y.: Praeger, 1983. P. 177.

Институт эволюционной морфологии и экологии животных  
им. А. Н. Северцова РАН, Москва

*E. V. ROMANENKO*

## HYDRODYNAMICS OF DOLPHINS

*Institute of Animal Evolutionary Morphology and Ecology,  
Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A problem of distributing a momentary value of dynamic pressure on the body of an actively swimming dolphin has been solved mathematically with due regard for its body shape. The momentary value of dynamic pressure gradient is shown to reach great negative magnitude twice for the period of body fluctuations. It's sufficient to change structure of the boundary layer. This phenomenon is more distinct in the points located closer to the tail. In the middle part of the body an absolute value of pressure gradient is minimum and scarcely affects the flowing round an animal. Turbulization of the boundary layer on the dolphin body was proved to start in its middle part. The analysis conducted confirms an existence at least one mechanism of the boundary layer laminarization on the body of actively swimming dolphins.