

частоты связывают с крупными инерционными вихрями в ядре потока. Вместе с тем, известно, что эффект воздействия полимерных добавок на турбулентность — существенно пристенный эффект. Естественно предположить, что в механизме генерации крупномасштабных возмущений важная роль принадлежит пристенным процессам.

Автор признателен Л. М. Лямшеву и Е. М. Грешилову за внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Грешилов, А. В. Евтушенко, Л. М. Лямшев. О спектральных характеристиках пристеночных пульсаций давления при отрыве пограничного слоя за выступом на гладкой стенке. Акуст. ж., 1969, 15, 1, 33—39.
2. Е. М. Грешилов, Т. Н. Сурган. Некоторые особенности пристеночных турбулентных флуктуаций давления при течении в трубе. Акуст. ж., 1972, 18, 2, 316—317.
3. Е. М. Грешилов, А. В. Евтушенко, Л. М. Лямшев. О пристеночных флуктуациях давления в потоках слабых растворов полимеров. Докл. АН СССР, 1972, 207, 6, 1288—1291.
4. Е. М. Грешилов, А. В. Евтушенко, Л. М. Лямшев, Н. Л. Широкова. Некоторые особенности влияния полимерных добавок на пристенную турбулентность. ИФЖ, 1973, 25, 6, 999—1005.

Акустический институт  
Академии наук СССР

Поступила  
24 мая 1976 г.

УДК 534.641:517.4

### О ПОДОБИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДАВЛЕНИЙ В ПОТОКАХ НЬЮТОНОВСКОЙ И НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТЕЙ

В. Г. Акимов, Е. М. Грешилов, Н. Л. Широкова

Турбулентные давления в потоках неньютоновских жидкостей, характеризующихся наличием эффекта Томса, существенно отличаются от турбулентных давлений в потоках ньютоновской жидкости. Ниже рассмотрены особенности действия полимерных добавок на низкочастотные турбулентные давления.

Экспериментальные исследования проводились в прямоугольном канале сечением  $2 \times 7$  см<sup>2</sup> на участке стабилизированного течения (внутренняя гидродинамическая задача) при числах Рейнольдса  $6 \cdot 10^4 < Re < 4 \cdot 10^5$ . Подробно условия эксперимента описаны в работе [1]. На фиг. 1 показаны типичные размерные спектры мощности турбулентных давлений  $P(f)$ , регистрируемые приемником размером  $1,6 \cdot 10^{-1}$  см в потоке воды и в потоках растворов полиэтиленоксида WSR-701 в воде с различной концентрацией при средней скорости потока  $U_{ср} = 10,8$  м/сек. Измерения показали, что в этих условиях коэффициент сопротивления трения  $\lambda$  принимал соответственно значения  $1,5 \cdot 10^{-2}$ ;  $1 \cdot 10^{-2}$ ;  $5 \cdot 10^{-3}$ ;  $4 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, снижение сопротивления трения по мере увеличения концентрации составляло 35, 67, 75%. На фиг. 1 видно, что с увеличением концентрации раствора происходит уменьшение интенсивности спектральных компонент, причем характерная частота флуктуаций, на которой наблюдается максимальный уровень, также понижается (кривые, представляющие спектры, смещаются вниз и влево).

При попытке представить полученные спектры в безразмерном виде оказалось, что традиционные комплексы, основанные на внешних масштабах типа

$$\frac{P(\omega)U}{q^2\delta^*} \quad \text{или} \quad \frac{P(\omega)U}{\tau^2\delta^*} \quad \text{в функции} \quad \frac{\omega\delta^*}{U}$$

(здесь  $U$  — характерная скорость ядра  $U_{ср}$  или  $U_0$ ,  $q$  — динамический напор,  $\tau$  — напряжение трения,  $\delta^*$  — толщина вытеснения, которая в случае полимерных растворов оценивалась по данным [2]), не приводят к совпадению спектров турбулентных давлений в потоках воды и растворов полимеров. Наилучшее совпадение спектров было достигнуто с помощью комплекса типа

$$\frac{P(\omega)u^*}{\tau^2\delta^*} \sim \frac{\omega\delta^*}{u^*}$$

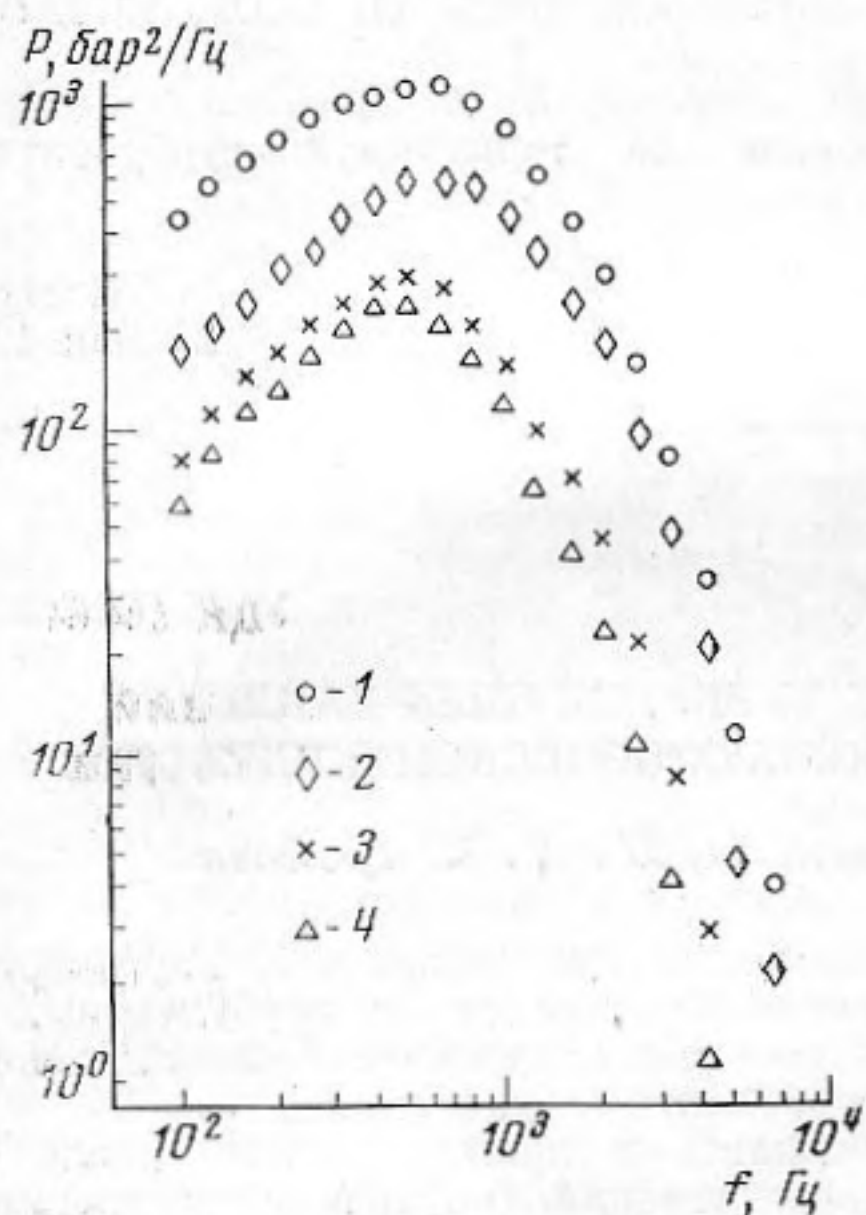
где использовались смешанные параметры: внешний линейный масштаб  $\delta^*$  и внутренний масштаб скорости  $u^*$ . На фиг. 2 представлены такие безразмерные спектры для растворов с той же концентрацией, что и на фиг. 1 при  $U_{ср} = 10,8$  м/сек и для

воды при различных средних скоростях потока. Пунктирная кривая на фиг. 2 получена на основе измерений в воздушном потоке, выполненных датчиком достаточно малых размеров [3]. Напомним, что наши измерения были выполнены с помощью приемника конечных размеров, а это приводит к систематическому занижению уровней при достаточно высоких частотах.

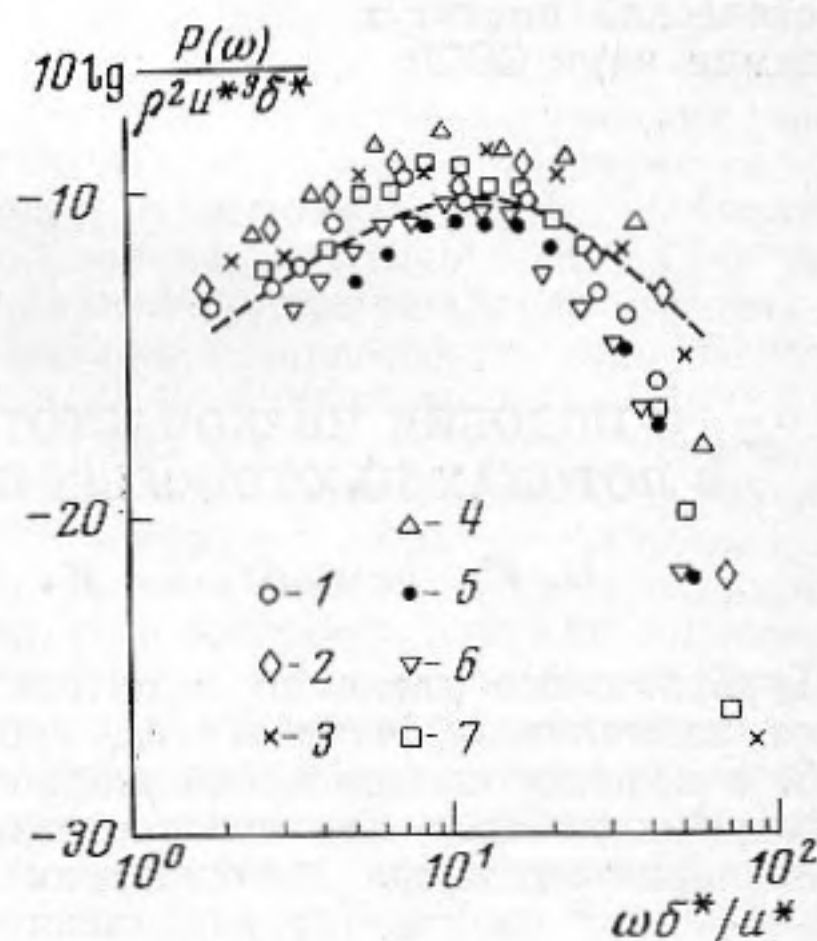
Из данных фиг. 2 видно, что в таком представлении низкочастотные спектры турбулентных давлений в потоках ньютоновской и неньютоновской жидкостей практически совпадают (с точностью  $\pm 2$  дБ) при  $\frac{\omega \delta^*}{u^*} < 50$ , а их максимальные

уровни наблюдаются в частотном диапазоне  $\frac{\omega \delta^*}{u^*} \approx 5 \div 15$ . Отсюда можно сделать

вывод, что природа низкочастотных турбулентных давлений обуславливается и существенно нестационарными процессами, а не только явлениями переноса, как это



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Спектры мощности турбулентных давлений при различной концентрации  $C$  полимера в воде;  $U_{cp} = 10,8$  м/сек. Кривые 1 —  $C = 0$ ; 2 —  $C = 2 \cdot 10^{-6}$ ; 3 —  $C = 2 \cdot 10^{-5}$ ; 4 —  $C = 5 \cdot 10^{-5}$

Фиг. 2. Безразмерные спектры мощности турбулентных давлений. Кривые 1—4 — как на фиг. 1, 5 —  $C = 0$ ,  $U_{cp} = 3$  м/сек, 6 —  $C = 0$ ,  $U_{cp} = 5,6$  м/сек, 7 —  $C = 0$ ,  $U_{cp} = 6,9$  м/сек, пунктир — данные [3]

считалось ранее. Результаты показали также, что характерная частота нестационарных флуктуаций  $\omega \sim \frac{u^*}{\delta^*}$ , а их интенсивность  $P(\omega) \sim u^{*3}$ , откуда следует, в частности, что для внутренней гидродинамической задачи полимерные добавки уменьшают характерную размерную частоту нестационарных пульсаций и снижают их интенсивность.

В последнее время стало известно, что нестационарная природа турбулентности обусловлена своеобразными динамическими процессами зарождения турбулентности вблизи стенки. Предполагается, что в автоколебательном механизме зарождения турбулентности наряду с пристенными возмущениями в форме так называемых вихрей Клайна участвуют и крупномасштабные возмущения — макроструктуры, которые захватывают практически всю толщину потока и выполняют роль обратной связи. Ряд экспериментов показывает, что период обновления определяется внешними параметрами  $\delta$  и  $U_0$ . Так, в работе [4] установлено, что период обновле-

ния вдали от стенки определяется соотношением  $\frac{T U_0}{\delta} \approx 2,5$ . Поскольку для при-  
стенной турбулентности справедливо соотношение  $\frac{\delta^*}{\delta} \approx 2,5 \frac{u^*}{U_0}$ , то частота обновле-

параметры:  $\frac{\omega \delta^*}{u^*} \approx 6$ . Совпадение этой частоты с характерным диапазоном частот турбулентных давлений в потоках как ньютоновской, так и неньютоновской жидкости свидетельствует о том, что нестационарные движения макроструктур с параметрами  $\delta^*$ ,  $u^*$  действительно могут формировать турбулентные давления в области низких частот.

Новые нестационарные низкочастотные источники, по-видимому, и обуславливают часто наблюдаемое в экспериментах отклонение от гипотезы подобия Коркоса [5], предполагающей наличие лишь инерционных источников.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Акимов. О спектральных эффектах гашения турбулентных давлений полимерными добавками. Акуст. ж., 1977, 23, 2, 313–315.
2. T. T. Huang. Similarity laws for turbulent flow of dilute solutions of drag-reducing polymers. Phys. of Fluids, 1974, 17, 2, 298–309.
3. W. K. Blake. Turbulent boundary layer wall pressure fluctuation on smooth and rough walls. J. Fluid Mech., 1970, 44, 4, 637–660.
4. H. Ueda, J. O. Hinze. Fine-structure turbulence on the wall region of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1975, 67, 1, 125–143.
5. И. Я. Миниович, А. П. Перник, В. С. Петровский. Гидродинамические источники звука. Л., «Судостроение», 1972.

Акустический институт  
Академии наук СССР

Поступила  
24 мая 1976 г.

УДК 534.232

### О ВЛИЯНИИ АКУСТИЧЕСКИ МЯГКОГО КОНЕЧНОГО ЭКРАНА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА КРУГЛЫМ ПОРШНЕМ

В. А. Андебуря

Исследованию излучения звука поршневыми источниками посвящено значительное число работ. В большинстве этих работ рассматривалось излучение поршня, расположенного в бесконечном жестком экране [1, 2]. Решение задачи об излучении поршня без экрана впервые было дано в работах [3, 4]. Позднее в работах [5, 6] было рассмотрено излучение поршня в жестком круглом концентрическом экране конечных размеров. Результаты работ [3–6] получены методом разделения переменных с применением волновых функций сплюснутого сфероида. Этим же методом получены приведенные в работе [4] результаты расчетов направленности поршня в жестком экране, излучающего одной стороной.

В ряде практических случаев возникает задача исследования звукового поля круглого поршня, снабженного акустически мягким экраном конечных размеров. Очевидно, что результаты решения этой задачи качественно можно распространить на поршневые излучатели более сложной, отличной от круглой, конфигурации в мягком конечном экране. Для решения этой задачи мы также воспользуемся методом собственных функций сплюснутого сфероида.

Рассмотрим сплюснутый сфероид  $\xi = \xi_0$  диаметром  $D$ , часть поверхности которого по обе стороны плоскости  $xOy$ , ограниченная окружностями диаметра  $D_0$ , совершает малые гармонические колебания вдоль оси  $z$ , а остальная (периферийная) часть поверхности сфероида является акустически мягкой (фиг. 1). Такая модель соответствует криволинейному поршневому излучателю, снабженному круглым конечным акустически мягким экраном, и может быть использована при расчетах акустических полей поршневых излучателей конечной толщины, снабженных экранами или без экранов. При  $\xi_0 \rightarrow 0$  описанный излучатель превращается в бесконечно тонкий поршень — диск диаметра  $D_0$ , снабженный концентрическим акустически мягким экраном диаметра  $D$ .

С учетом сказанного сформулируем математическую задачу следующим образом: найти дважды дифференцируемое решение однородного уравнения Гельмгольца относительно потенциала скорости звукового поля  $\Phi(\xi, \eta, \varphi)$  во внешности сплюснутого сфероида  $\xi = \xi_0$ , на поверхности которого заданы смешанные граничные условия

$$\begin{aligned} \Phi(\eta, \varphi)_{\xi=\xi_0} &= u(\eta, \varphi), & \eta, \varphi \in S_u, \\ - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_{\xi=\xi_0} &= v(\eta, \varphi), & \eta, \varphi \in S_v. \end{aligned}$$