

УДК 534.641:517.4

## ПСЕВДОЗВУК И ВИХРИ КЛАЙНА

Грешиллов Е. М.

Обсуждается взаимосвязь организованных микроструктур пристенной турбулентности (вихрей Клайна) с мелкомасштабными флуктуациями давления (псевдозвук). На основе понятия псевдозвука вихрей Клайна интерпретируются результаты спектральных измерений псевдозвука.

Роль пристенной области течения ( $y^+ < 100$ ), в частности буферной зоны ( $5 < y^+ < 30$ ), в генерации псевдозвука до сих пор мало изучена<sup>1</sup>. Это объясняется, с одной стороны, трудностью теоретического анализа уравнения Пуассона из-за сложности происходящих здесь существенно нестационарных и неоднородных процессов генерации турбулентности в форме упорядоченных выбросов вихрей Клайна [1, 2], и с другой — трудностью экспериментального исследования порождаемого этой областью мелкомасштабного псевдозвука, для корректного разрешения которого необходимо иметь приемник с размером  $d^+ < 100$  [3]. Реально условие разрешения мелкомасштабного псевдозвука может быть удовлетворено только в экспериментах, выполняемых при достаточно малых числах Рейнольдса  $Re$ . Интерес к исследованию псевдозвука при малых  $Re$  связан также с тем, что при  $Re = u^* \delta / \nu < 10^3$  исчезает логарифмическая область — основной энергосодержащий источник инерционного псевдозвука [4]. Можно ожидать, что в этих условиях вклад пристенной области течения будет наиболее заметным.

Имеются лишь единичные измерения спектра псевдозвука в потоках воздуха при  $Re < 10^3$ , полученные при ограниченных условиях [5, 6]. В потоках жидкости такие измерения еще не проводились. Это послужило стимулом к проведению специальных измерений спектра псевдозвука при  $Re < 10^3$  и  $d^+ < 100$  в потоках жидкости, причем с целью улучшения разрешения мелкомасштабного псевдозвука опыты осуществлялись с раствором глицерина ( $\nu = 0,0173$  см<sup>2</sup>/с). Спектр флуктуаций давления регистрировался приемником размером  $d = 0,13$  см, заделанным заподлицо со стенкой круглой длинной трубки диаметром 1,6 см с острой входной кромкой, где реализовывалось установившееся турбулентное течение жидкости при  $160 < Re < 770$ . Методика измерений псевдозвука и определения динамической скорости  $u^*$  была аналогична методике, принятой в работе [7].

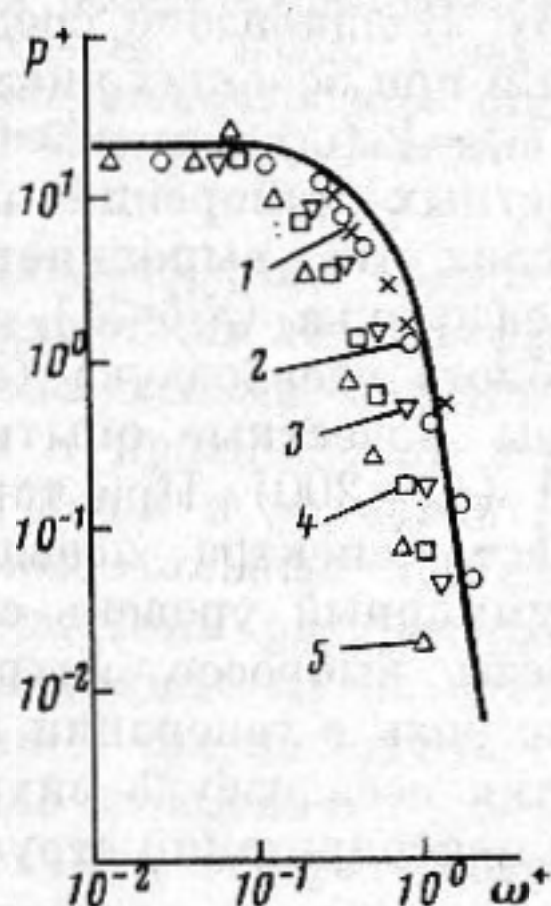
Результаты измерений спектра мощности в координатах внутренних масштабов  $P^+ \sim \omega^+$  ( $P^+ = P(\omega) / \rho^2 \nu u^{*2}$ ;  $\omega^+ = \omega \nu / u^{*2}$ ) при  $26 < d^+ < 125$  приведены на фиг. 1. Можно видеть, что  $P^+ = \Phi(\omega^+, d^+, Re)$ ; влияние размера приемника  $d^+$  на регистрируемый спектр начинается с частоты  $\omega^+ \simeq 0,1$ , а при  $d^+ \simeq 20 \div 40$  спектр стремится к асимптотическому виду, который может быть аппроксимирован экспонентой  $P^+ = 20 \exp[-1/2(\omega^+/\omega_0^+)^2]$ , где характерная частота  $\omega_0^+ = 0,5$  (кривая на фиг. 1). Если распространить эту зависимость до  $\omega = 0$ , то такой форме спектра соответствует следующая связь интегрального уровня псевдозвука с касательными напряжениями:  $\sqrt{\bar{p}^2} / \tau \simeq 3,5$ .

На фиг. 2 приведены данные настоящей работы, соответствующие асимптотической форме спектра (сплошная кривая), и экспериментальные результаты других авторов. Данные работ [5, 6], полученные при  $Re < 10^3$ , хорошо согласуются с нашим экспериментом, им соответствует

<sup>1</sup> Здесь и ниже крестиками обозначены величины, нормированные внутренними масштабами турбулентности.

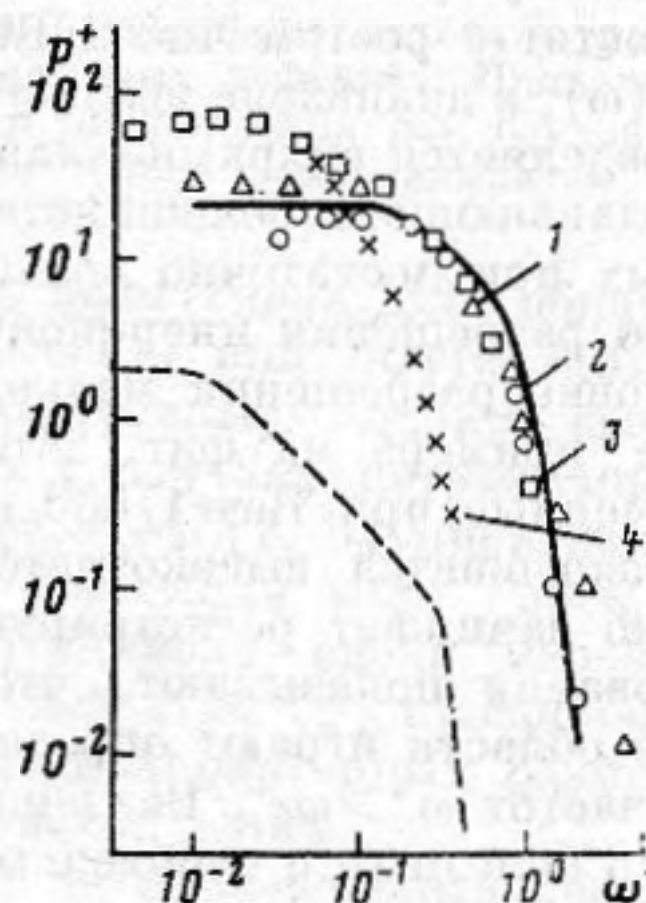
$\omega_0^+ \approx 0,3 \div 0,4$ . Из приведенных результатов следует, что при  $2 \cdot 10^2 < Re < 10^3$  вид безразмерного спектра в координатах внутренних масштабов практически не зависит от числа  $Re$  и определяется только разрешающей способностью приемника:  $P^+ = \varphi(\omega^+, d^+)$ , при  $d^+ \leq 20 \div 40$  (критерий разрешения мелкомасштабного псевдозвука) спектр мощности не зависит и от размера приемника и  $P^+ = \varphi(\omega^+)$ , причем характерная частота спектра  $\omega_0^+ \approx 0,3 \div 0,5$ . Это означает, что характерные пространственный и временной масштабы источников мелкомасштабного псевдозвука равны соответственно  $l^+ \approx 20 \div 40$  и  $\theta^+ = 1/\omega_0^+ \approx 2 \div 3$ . Отсюда следует, что характерная скорость переноса этих источников  $U^+ = l^+/\theta^+ \approx 10$ .

Обсудим полученные результаты. Флуктуации давления с масштабами  $l^+ \approx 20 \div 40$  и  $\theta^+ \approx 2 \div 3$ , переносимые со скоростью  $U^+ \approx 10$  (локальные



Фиг. 1

Фиг. 1. Спектр мощности псевдозвука, измеренный в потоке раствора глицерина (концентрация  $\sim 20\%$ ). 1 -  $Re=160$ ;  $d^+=26$ ; 2 - 230; 37; 3 - 300, 48; 4 - 420; 68; 5 -  $Re=770$ ;  $d^+=125$



Фиг. 2

Фиг. 2. Спектры мощности псевдозвука, измеренные в различных условиях. 1 -  $Re=670$ ;  $d^+=37$  [6]; 2 - 420; 35 [5]; 3 - 3600; 60 [13]; 4 -  $Re=17\ 000$ ;  $d^+ \approx 200$  [14]

разрежения давления с масштабом  $l^+ < 50$ , переносимые со скоростью  $10U^+$ , и сильным вырождением наблюдались в эксперименте [8]), могут быть отождествлены с локальными изменениями давления при выбросах вихрей Клайна. Непосредственные визуальные исследования [9, 10] показывают, что выбросы вихрей Клайна наблюдаются в среднем на расстоянии  $y^+ \approx 5 \div 30$ , где  $U_{cp}^+ \approx 6 \div 12$ , причем масштабы выбрасываемых возмущений  $l^+ \approx 20 \div 40$ . Таким образом, есть основание считать, что регистрируемый мелкомасштабный псевдозвук при  $\omega^+ > 0,1$  есть не что иное, как псевдозвук выбрасываемых вихрей Клайна, т. е. псевдозвук импульсной природы, связанный с рождением турбулентности в буферной области.

Таким образом, мелкомасштабный псевдозвук определяется не просто внутренними масштабами, как это считалось ранее, а пропорциональными им масштабами вихрей Клайна. При управлении пристенной турбулентностью масштабы вихрей Клайна существенно изменяются, что приводит и к существенной перестройке спектра псевдозвука [7]. Суммарный спектр мощности псевдозвука  $P_\Sigma(\omega)$  при малых числах  $Re$  определяется источниками, действующими в буферной области, ядре и на границе потока. Из приведенных выше данных следует, что мелкомасштабный псевдозвук вихрей Клайна в буферной области  $P_1$  описывает спектральные уровни суммарного псевдозвука при  $\omega^+ \geq 0,1$ ,  $P_\Sigma(\omega) = P_1(\omega)$ , практически определяя при этом интегральный уровень псевдозвука

$(\bar{p}_1^2 = \int_{0,1}^{\infty} P^+ d\omega^+ \simeq 10\tau^2, \text{ т. е. } \sqrt{\bar{p}_1^2}/\tau \simeq 3)$ . При  $\omega^+ < 0,1$  спектральные уровни

псевдозвука могут определяться также крупномасштабными нелинейными объемными и поверхностными источниками [11], однако вклад этих источников в общий интегральный уровень псевдозвука не является определяющим (пунктирная кривая на фиг. 2 — спектр флуктуаций касательных напряжений по данным работы [12], которые характеризуют вклад поверхностных источников).

На фиг. 2 приведены также опытные данные работы [13], полученные при  $Re > 10^3$  в условиях, близких к разрешению мелкомасштабного псевдозвука. Видно, что при  $Re > 10^3$  включаются мощные инерционные источники логарифмической области  $P_2(\omega)$  со спектром вида  $\sim \omega^{-1}$ , вклад которых растет с ростом числа  $Re$  [4, 13]. В диапазоне средних частот  $P_2(\omega) = P_2(\omega)$ , в диапазоне высоких частот и при больших числах  $Re$  псевдозвук определяется вихрями Клайна:  $P_2(\omega) = P_1(\omega)$  при  $\omega^+ > 0,2 \div 0,3$ .

Для подавляющего большинства известных измерений псевдозвука, проведенных при достаточно больших числах  $Re$ , выполняется условие корректного разрешения инерционного псевдозвука ( $d/\delta \leq 1$ ) и не выполняется условие разрешения мелкомасштабного псевдозвука ( $d^+ \leq 20 \div 40$ ). В качестве примера на фиг. 2 приведены известные опытные данные [14], полученные при  $Re = 17000$  и  $d/\delta \simeq 1$  ( $d^+ \simeq 200$ ). При таких измерениях не разрешается высокочастотная часть спектра псевдозвука, что существенно занижает регистрируемый суммарный уровень сигнала.

Исследования показывают, что процессы выбросов вихрей Клайна в буферной области играют определяющую роль в генерации псевдозвука в области частот  $\omega^+ \geq \omega_0^+$ . Введение понятия псевдозвука вихрей Клайна оказывается полезным и необходимым для интерпретации структуры псевдозвука.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Landahl M. T. Wave mechanics of boundary layer turbulence and noise.— J. Acoust. Soc. Amer., 1975, v. 57, № 4, p. 824–831.
2. Смольяков А. В., Ткаченко В. М. Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980.
3. Willmarth W. W., Bogar T. J. Survey and new measurements of turbulent structure near the wall.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, p. II, p. 9–21.
4. Bradshaw P. Inactive motion and pressure fluctuation in turbulent boundary layers.— J. Fluid Mech., 1967, v. 30, p. 241–258.
5. Bull M. K. On the form of the wall pressure spectrum.— In: Mechanics of Sound Generation in flows. Joint symp. Göttingen, Germany, 1979, Springer-Verlag, 1979.
6. Ефимцов Б. М. Критерии подобия пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя.— В кн.: II Всесоюз. симпоз. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Тез. докл. М.: Наука, 1979, с. 35–36.
7. Грешилов Е. М., Лямшев Л. М., Ткаченко В. Г., Широкова Н. Л. Структура высокочастотных флуктуаций давления в потоках воды и растворов полимеров.— Акуст. журн., 1982, т. 28, № 4, с. 474–485.
8. Dinkelacker A. Play Tornado — Like vortices a role in the generation of flow noise? In: Mechanics of sound generation in flows. Joint symp. Göttingen. Germany, 1979, Springer-Verlag, 1979.
9. Клайн С., Рейнольдс У., Штрауб Ф., Ранстадлер П. Структура турбулентного пристеночного слоя.— В кн.: Механика, 1969, т. 4, № 116, с. 41–78.
10. Willmarth W. W. Structure of turbulence in boundary layers.— Adv. Appl. Mech., 1965, № 15, p. 159–254.
11. Шустиков А. Г. К вопросу о динамических связях пульсаций давления с полем скорости внутри турбулентного потока при малых числах Маха.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 5, с. 693–699.
12. Hanratty T. J. Turbulent fluctuations in the viscous wall region for Newtonian and drag reducing fluids.— The Phys. Fluids, 1977, v. 20, № 10, p. 11, p. 112–119.
13. Blake W. K. Turbulent boundary layer wall — pressure fluctuations on smooth and rough walls.— J. Fluid Mech., 1970, v. 44, p. 4.
14. Willmarth W. W., Roos F. W. Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1965, v. 22, p. 1, p. 81–94.