

03;08
©1995

О ВОЗМОЖНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО АНИЗОТРОПНО-ТУРБУЛЕНТНОГО РЕЗОНАНСА

В.Н.Зайковский, В.М.Трофимов

Предложено объяснение обнаруженного авторами расслоения теплообмена на дискретные уровни в турбулентном пограничном слое при наличии большого продольного градиента давления и когерентного акустического поля, основывающегося на механизме, аналогичном акустическому парамагнитному резонансу.

Уравнения гидродинамики жидкости с внутренним вращением [1], осредненные по Рейнольдсу, описывают турбулентную жидкость с внутренними моментами импульсов в задачах с нарушением какой-либо из симметрий (в частности, спиральная турбулентность [2]) [3]. Ориентационное влияние полей внешних аксиальных сил на внутренние моменты импульсов крупномасштабных (энергосодержащих) турбулентных вихрей характеризует такую среду как спиновую жидкость.

Рассмотрим в этой связи обнаруженное в [4] аномальное поведение турбулентного теплообмена — расслоение его на дискретные уровни в условиях воздействия акустического поля и сильной анизотропии течения.

Модель проникновения вихрей [5] отображает процесс турбулентного теплообмена последовательностью квазистационарных взаимодействий основной массы газа и стенки. При взаимодействии турбулентных структурных объектов-вихрей с твердой поверхностью происходит диффузия температуры из менее нагретой основной массы газа в область контакта с менее нагретым газом вблизи поверхности. Согласно [5] такой процесс описывается уравнениями для нестационарной теплопроводности в полубесконечном теле при ступенчатом изменении температуры его поверхности. При взаимодействии вихря с поверхностью предполагается, что начальная температура тела T_w отождествляется с температурой стенки, и температура поверхности тела T скачкообразно убывает (возрастает в случае горячего газа и более холодной стенки) до более низкой (высокой) локальной средней температуры основной массы газа. Согласно решению автомодельной задачи плотность теплового потока на поверхности полубесконечного масси-

ва в произвольный момент времени t равна

$$q = (T_w - T) \left[\frac{\rho c_p \lambda}{\pi t} \right]^{1/2}.$$

Осредненная по времени τ взаимодействия вихря с поверхностью плотность теплового потока на поверхности имеет вид

$$q = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} q dt = 2(T_w - T) \left[\frac{\rho c_p \lambda}{\pi \tau} \right]^{1/2}. \quad (2.1)$$

Введем в рассмотрение времена контактов вихрей различных групп τ_n , где $n = 1, 2, 3, \dots$ означает номер группы вихрей, и соответствующие частоты $\nu_n = 1/\tau_n$. Поскольку в произвольный момент времени в произвольной точке поверхности контакт может осуществиться только с одним объектом-вихрем, процесс теплообмена будет описываться последовательностью реализаций теплового потока

$$q_n = \frac{1}{\tau_n} \int_0^{\tau_n} q d\tau, \quad (2.2)$$

где n принимает, вообще говоря, случайные (целые) значения.

При регистрации такого теплового потока на поверхности модели в условиях эксперимента возможны две характерные ситуации. Если время измерения в каждой из измерительных точек существенно больше времени контакта индивидуального вихря, принадлежащего любой из групп, а также максимального из временных промежутков между контактами двух соседних (в реализуемой последовательности) вихрей, то прибор будет регистрировать среднее за время измерения значение теплового потока. Его величину можно представить в виде

$$q = \int_0^{\infty} q(\tau) f(\tau) d\tau,$$

где $f(\tau)$ — функция распределения вихрей по их временной характеристике τ , удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = 1.$$

Если же характерный временной интервал между контактами двух соседних (по времени) вихрей в произвольной точке поверхности превосходит время измерения сигнала в ней, то прибор будет регистрировать случайные значения q в некотором интервале Δq . При этом, в свою очередь, возможны также два типа поведения q в зависимости от характера распределения вихрей по масштабам.

Если это распределение имеет непрерывный спектр, то интервал Δq покрывается опытными значениями q сплошным образом. Во втором случае распределение вихрей по масштабам имеет дискретный спектр, и измеряемые значения характеристик теплообмена располагаются соответственно по дискретным уровням q_n , $n = 1, 2, \dots$, как и в опытах [4].

Опытные значения коэффициентов α_n (где n — номер уровня) связаны с частотными характеристиками вихрей ν_n , как видно из выражений (2.1)–(2.2), зависимостью $\alpha_n = A(\nu_n)^{1/2}$, где $A = (2\rho c_p \lambda / \pi)^{1/2}$ — феноменологическая характеристика свойств среды. Тогда из обнаруженной в [4] кратности интенсивностей теплообмена α_n^2 ($n = 2 - 5$) величине α_1^2 следует кратность временных характеристик (частот ν_n , $n = 2 - 5$) турбулентных объектов-вихрей величине ν_1 . Существование избранных временных характеристик вихревых объектов свидетельствует об избирательном поглощении энергии акустического поля, т.е. резонансных явлениях.

Согласно [3] в равновесной турбулентной среде векторы собственных моментов импульсов вихрей большей частью разориентированы подобно магнитным моментам парамагнитных частиц, а энергия (механическая) распределена по уровням E_i в соответствии с каскадным процессом. В условиях опытов [4] такая ситуация имеет место в пограничном слое 2 на стенках канала 3 при $\beta = 0$, $M_1 \leq 0.1$ (рис. 1, а). На выходе из канала 1 генерируются акустические волны, среди которых имеются фиксируемые в сверхзвуковой части сопла 3 дискретные тона большой амплитуды (рис. 1, б). Поскольку в среде имеются спиновые объекты (турбулентные вихри с внутренними моментами импульсов), то при определенных условиях возможно взаимодействие их с акустическими волнами, аналогичное спин-фононному в парамагнитной среде. Одним из необходимых условий является соответствие частотной характеристики звуковых волн пространственной протяженности спиновых объектов.

Учитывая, что при акустическом парамагнитном резонансе (АПР) звуковые волны, взаимодействующие с полями атомов в решетках (размер 10^{-8} см), имеют частоту $10^9 - 11$ Гц, а частота когерентных волн (дискретный тон) в [4]

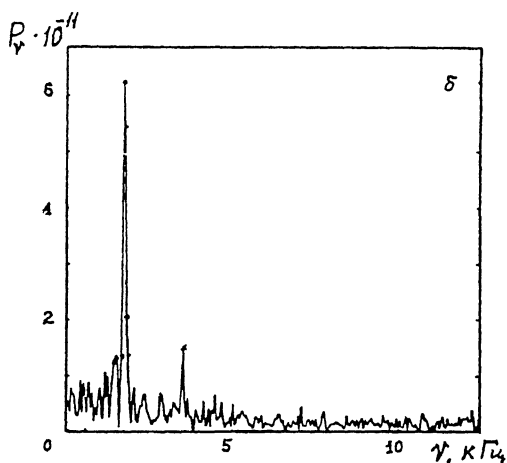
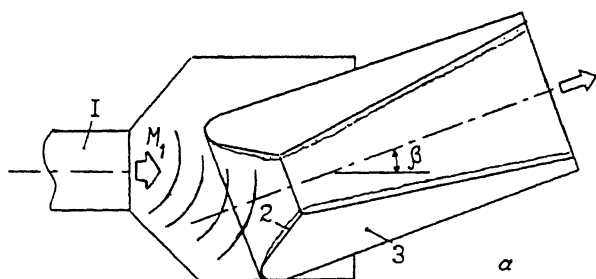


Рис. 1. а — взаимодействие акустических волн с течением в турбулентном пограничном слое на стенках сопла; б — спектр пульсаций давления: p_ν — амплитуда пульсаций давления на частоте ν в полосе частот 49 Гц, отнесенная к $p_{00} = 2 \cdot 10^{-5}$ Н/м².

была 10^3 – 10^4 Гц, находим оценку размеров соответствующих спиновых объектов — 10^{-2} – 10^{-1} см. Этим размерам в условиях опытов [4] вполне соответствуют масштабы энергосодержащих турбулентных вихрей, поскольку толщина турбулентного пограничного слоя 2 (рис. 1) — около 10^{-1} см.

В условиях экспериментов [4] наблюдаемое расслоение коэффициентов интенсивности теплообмена на стенках сопла 3 может быть объяснено избирательным (резонансным) поглощением энергии акустических волн турбулентной средой 2 посредством взаимодействия аналогичного спин-фононному в парамагнитной среде при АПР.

Действительно, вследствие поворота канала 3 (рис. 1) в окрестности его критического сечения возникает значительное по воздействию на течение в пограничном слое внешнее силовое поле, характеризуемое большим дополнительным (при $\beta \neq 0$) градиентом давления. Тем самым в окрестности

критического сечения сопла выполняется второе необходимое условие для осуществления взаимодействия, подобного спин-фононному (помимо частотного соответствия, о котором говорилось выше), а именно: наличие внешнего ориентирующего силового поля [6].

Поскольку последний фактор оказывает ориентирующее воздействие на моменты импульсов (спины) турбулентных вихрей, распространение акустических волн с некоторой частотой ν в такой турбулентной среде вызывает индуцируемые этими волнами переходы энергии между уровнями E_i и E_j , удовлетворяющие равенству $E_i - E_j = h_0\nu$, где h_0 есть некоторая постоянная. Переход $E_j \rightarrow E_i$ ($E_j < E_i$) сопровождается поглощением волн с энергией $h_0\nu$, обратный переход — излучением волн с той же энергией. В случае непрямого, или комбинационного процесса взаимодействия при переходах с уровня E_j на уровень E_i происходит одновременно поглощение волн с энергией $h_0\nu_1$ и излучение волн с энергией $h_0\nu_2$, так что в результате выполняется условие $E_i - E_j = h_0(\nu_1 - \nu_2)$. В непрямых процессах могут участвовать “нормальные моды” или инвариантные (или квазиинвариантные) объекты турбулентного движения. В этом случае акустический резонанс может служить детектором таких объектов. Следуя далее рассматриваемой аналогии с АПР, заметим, что энергетические переходы ограничены правилом отбора, согласно которому турбулентный аналог магнитного квантового числа $m = \pm 1, \pm 2$. Тогда для структурного объекта, имеющего, например, спин $I = 3/2$, т. е. состоящего из трех составных элементов, число возможных типов переходов энергии будет равно пяти [7] (и равно числу уровней теплообмена).

В то же время экспериментально установленным в гидродинамике фактом является существование в переходных течениях “лямбда-структур”, обусловленных трехволновым резонансным взаимодействием [8]. В силу квадратичной нелинейности уравнений гидродинамики автопараметрический резонанс возмущений связан с трехволновым синхронизмом [9]. Есть основания считать [8,9], что резонансный триплет также устойчив и в развитой турбулентности (характерный пример — сходство подковообразных вихрей и лямбда-структур).

Полагая теперь триплет в качестве базового структурного объекта и рассматривая акустические резонансы наложенными на каскадный процесс передачи турбулентной энергии по спектру волновых чисел k (рис. 2, а), приходим к “разорванному” каскаду с ограниченным числом межмодовых взаимодействий, живущих за счет акустических комбинационных взаимодействий (рис. 2, б).

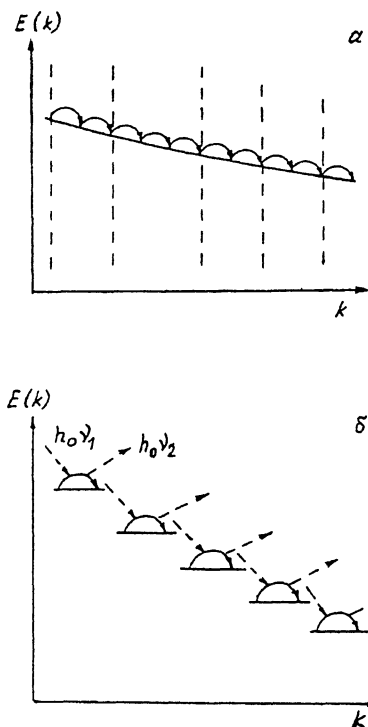


Рис. 2. Схема турбулентного спектра возбужденных мод: *a* — непрерывный каскад; *б* — результат наложения акустических резонансов.

Важно заметить также, что материальные объекты турбулентности нет необходимости представлять как некоторые видимые дискретные образования — частицы в среде. Наделенность этих квазичастиц собственными моментами импульсов (спинами) трактуется здесь как свойство, проявляющееся лишь при взаимодействии, в частности, с другими квазичастицами — акустической природы. Механизм спин-фононного взаимодействия при акустическом резонансе налагает гораздо более мягкое условие на степень индивидуализации фрагментов сплошной среды, чем это требуется при классическом акустическом резонансе (например, наличие струны или мембраны).

Список литературы

- [1] Шлиомис М.И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 258-265.
- [2] Моисеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 144-153.
- [3] Березин Ю.А., Трофимов В.М. // Изв. РАН МЖГ. 1994. Т. 6. С. 62-70.
- [4] Зайковский В.Н., Трофимов В.М. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. В. 8. С. 627-630; Препринт 3-93, ИТПМ СО РАН. Новосибирск, 1993.
- [5] Sideman S., Pinezewski W.V. // Topics in transport phenomena / Ed. Gutfinger C.: Hemisphere Publishing Corp., 1975.
- [6] Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. // Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988.
- [7] Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977.
- [8] Kachanov Yu., Ryzhov O.S., Smith F.T. // J. Fluid Mech. 1993. V. 251. P. 273-297.
- [9] Гольдштик М.А., Штерн В.Н. // ДАН СССР. 1980. Т. 257. С. 1319-1322.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
14 июля 1995 г.
