

Рис. 4

Таким образом, на вопрос, поставленный в заголовке статьи, можно ответить утвердительно. Более того, каждая из двух описанных выше схем уже представляет собой квантовый компьютер. Проблема заключается лишь в подборе специфических задач, которые можно решать с помощью такого устройства. В квантовом компьютере нет ни триггеров, ни микросхем, но уже в случае всего одной частицы (одного кубита) объём хранимой и обрабатываемой информации оказывается огромным.

В настоящее время в разных странах (Россия, США, Канада, Австралия, Австрия, Япония и др.) ведутся интенсивные исследования в области квантовой информатики. Ежедневно (!) в мире появляются десятки научных статей, посвященных квантовым компьютерам, теории *запутанных состояний*, квантовой *телепортации*, квантовой *криптографии*, теории *декогеренции* и т. д. Однако, квантовый компьютер и доныне остаётся «гипотетическим» устройством, практическая реализация которого оказалась сложнее, чем думали некоторые теоретики в конце прошлого века.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Холево А.С. Введение в квантовую теорию информации. – М.: МЦНМО, 2002.

С.С. ВОРОНКОВ

### ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

Рассмотрен механизм возникновения турбулентности в вязком теплопроводном газе с позиции установленного в работах автора нарушения линейного закона Гука, связывающего изменение давления с относительной объёмной деформацией. Приводятся результаты вычислительного и натурного экспериментов.

Проблема возникновения турбулентности привлекает внимание инженеров и учёных с конца XIX века, но окончательного решения пока не получено. Вот что пишет по этому поводу известный исследователь турбулентности В.В. Струминский [1]: «Другие важные исследования, начатые также ещё Рейнольдсом, относятся к проблемам устойчивости течения как проблеме возникновения турбулентности. Выводы линейной теории устойчивости только качественно соответствуют экспериментам Шубауэра и Скрэмстеда. Расчёты критических чисел Рейнольдса по линейной теории приводят к значениям, которые почти на два порядка отличаются от экспериментальных. Начатые исследования по применению нелинейной теории пока далеки от завершения». В работах Леконта, Тиндаля, Рэлея, Майера и др. [2, 3] установлено влияние звука на поведение пламени газовых

горелок и газовых струй. В работах [4, 5, 6] и др. установлено влияние акустических возмущений на возникновение турбулентности в пограничном слое, но неясен механизм воздействия. Каким образом малые акустические возмущения приводят к возникновению гидродинамических волн Толлмина-Шлихтинга со скоростями распространения, значительно меньшими скорости звука? Рассмотрим эти факты с позиции установленного в работах автора нарушения линейного закона Гука, связывающего изменение давления с относительной объёмной деформацией [7].

Одним из основных физических свойств жидкостей и газов является сжимаемость, которая определяется, как способность вещества изменять свой объём под действием всестороннего давления. Традиционно считается, что сжимаемость газов достаточно точно описывается линейным приближением, согласно которому изменение давления связано с относительной объёмной деформацией законом Гука

$$dp = -E \frac{dV}{V} = -E \frac{dv}{v} = E \frac{d\rho}{\rho}, \quad (1)$$

где:  $p$  – давление,  $E$  – модуль объёмной упругости газа,  $V, v, \rho$  – объём, удельный объём, плотность газа соответственно. Модуль объёмной упругости  $E$  представляет собой коэффициент пропорциональности.

Помимо модуля упругости газа для характеристики сжимаемости используют также коэффициент сжимаемости и скорость звука, которые следующим образом связаны между собой

$$\beta = \frac{1}{E}, a^2 = \frac{E}{\rho}, \quad (2)$$

где:  $\beta$  – коэффициент сжимаемости,  $a$  – скорость звука,  $\rho$  – плотность.

Линейная зависимость между изменением давления и изменением объёма справедлива при постоянстве модуля упругости газа. Модуль упругости покоящихся газов зависит от их температуры и, при постоянстве этого параметра, является постоянной величиной. Поэтому для покоящихся газов линейный закон Гука достаточно точно описывает связь между изменением давления и изменением объёма.

Но для движущегося потока вязкого теплопроводного газа с поперечным сдвигом эта линейная зависимость между изменением давления и изменением объёма нарушается, так как модуль упругости зависит от процессов, происходящих в этой среде (скорости потока, частоты и интенсивности возмущения, градиентов скорости и температуры и др.).

В [8] получена формула для скорости звука в потоке вязкого газа с учётом диссипации энергии и теплообмена:

$$a^2 = a_s^2 + \frac{V \cdot (a_s^2 \text{grad} \rho - \text{grad} p) + (k-1)\Phi}{\frac{\partial \rho}{\partial t}}, \quad (3)$$

где  $a_s$  – адиабатное и изэнтропное значение скорости звука;  $p, \rho$  – давление и плотность газа;  $\Phi$  – функция, учитывающая диссипацию энергии и теплообмен.

$$\Phi = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) +$$

$$+ \mu \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \right.$$

$$\left. + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\};$$

где  $T$  – температура газа;  $V$  – вектор скорости газа с проекциями  $u, v, w$  на оси декартовой системы координат  $x, y, z$  соответственно;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости;  $t$  – время;  $k$  – показатель адиабаты.

Найдём модуль объёмной упругости, учитывая полученное выражение для скорости звука (3):

$$E = \rho a^2 = \rho a_s^2 + \rho \frac{V \cdot (a_s^2 \text{grad} \rho - \text{grad} \rho) + (k-1)\Phi}{\frac{\partial \rho}{\partial t}}. \quad (4)$$

Анализ выражения (4) показывает, что модуль объёмной упругости можно представить в виде

$$E = E_s + E_n, \quad (5)$$

где:  $E_s = \rho a_s^2$  – адиабатный модуль объёмной упругости,

$E_n = \rho \frac{V \cdot (a_s^2 \text{grad} \rho - \text{grad} \rho) + (k-1)\Phi}{\frac{\partial \rho}{\partial t}}$  – нелинейная добавка модуля объёмной упругости,

обусловленная диссипацией энергии и теплообменом в потоке вязкого теплопроводного газа.

Из (5) следует, что модуль объёмной упругости с учётом нелинейной добавки является локальной функцией параметров потока, изменяющейся от точки к точке в потоке. Качественный анализ зависимости нелинейной добавки модуля объёмной упругости от различных факторов показывает

$$E_n = f \left( \lambda, \mu, \frac{\Delta T}{h^2}, \frac{u^2}{h^2}, \frac{1}{\rho_{\text{amp}} \omega} \right), \quad (6)$$

где:  $h$  – характерный размер,  $\rho_{\text{amp}}$  – амплитуда возмущения плотности,  $\omega$  – круговая частота возмущения плотности.

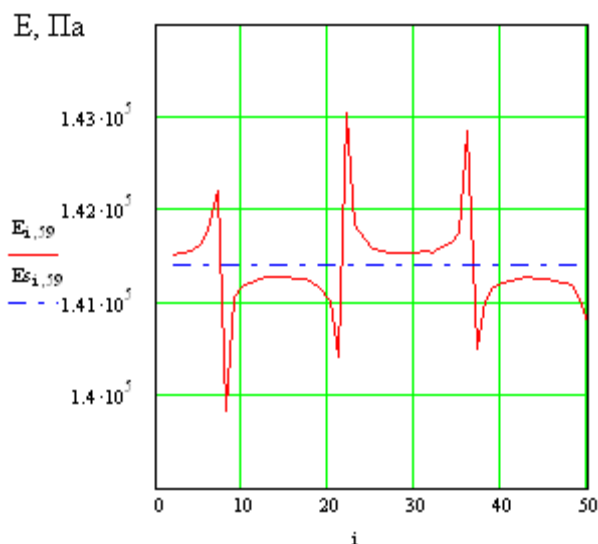
То есть нелинейная добавка прямо пропорциональна квадрату скорости потока и обратно пропорциональна амплитуде и частоте возмущения плотности.

С учётом (5) найдём, согласно (1), характер изменения давления при изменении плотности

$$dp = E_s \frac{d\rho}{\rho} + E_n \frac{d\rho}{\rho}. \quad (7)$$

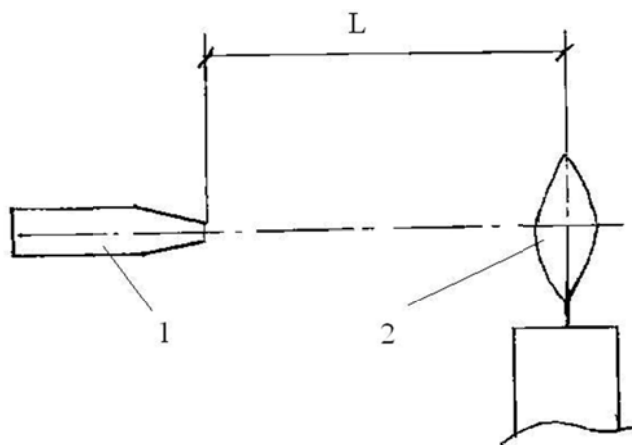
Из выражения (7) следует, что в потоке вязкого газа с поперечным сдвигом нарушается линейный закон Гука изменения давления в зависимости от изменения плотности. Так как нелинейная добавка модуля объёмной упругости является локальной функцией параметров потока, малые возмущения плотности будут приводить к непропорциональным изменениям давления, порождающим турбулентные пульсации.

На рис. 1 приведен характерный закон изменения модуля объёмной упругости вязкого теплопроводного газа в фиксированный момент времени вдоль плоского канала вблизи стенки. Приведены модуль объёмной упругости с учётом диссипации энергии и теплообмена  $E_{i,59}$  – определялся с привлечением вычислительной модели [7] и адиабатный модуль объёмной упругости  $E_{s,i,59}$  – определялся по формуле  $E_s = \rho a_s^2$ . Адиабатный модуль объёмной упругости практически постоянен и равен  $1,414 \cdot 10^5$  Па. Модуль объёмной упругости с учётом диссипации энергии и теплообмена  $E_{i,59}$  на определённых участках претерпевает разрывы. Скачки происходят относительно адиабатного модуля объёмной упругости.



**Рис. 1.**  $E_{i,59}$  – модуль объёмной упругости вязкого теплопроводного газа с учётом диссипации энергии и теплообмена, Па;  $E_{s,i,59}$  – адиабатный модуль объёмной упругости, Па;  $i$  – номер узла конечно-разностной сетки по оси  $x$ .

Полученные результаты вычислительного эксперимента по характеру изменения модуля объёмной упругости (рис. 1) соответствуют выведенной формуле (4). Из выражения (6) следует, что нелинейная добавка модуля объёмной упругости обратно пропорциональна частоте возмущения плотности и, следовательно, низкочастотные акустические возмущения будут приводить, согласно (7), к непропорциональным пульсациям давления, порождающим турбулентность. Для проверки этого положения был проведен эксперимент по возникновению турбулентности в ламинарной воздушной струе под действием звука. Схема эксперимента приведена на рис. 2. Методика проведения эксперимента разработана в [3]. Пламя свечи используется как индикатор, позволяющий визуально наблюдать возникновение турбулентности. Скорость воздушной струи на выходе из сопла выбирается незначительной, порядка 0,3 м/с, что соответствует ламинарному режиму струи. Число Рейнольдса при этом равно 30. Длина ламинарного участка струи выбирается порядка  $L=50 \div 70$  мм. Для создания звука использовался генератор сигналов специальной формы Г6-27 (задавался гармонический сигнал) и низкочастотный динамик 23ГД-26. Звук излучался перпендикулярно направлению движения струи. Анализировался частотный диапазон, в котором происходит возникновение турбулентности. В частотном диапазоне 130÷1000 Гц создание звукового поля приводит к возникновению турбулентности, сопровождающейся колебаниями пламени свечи. При увеличении частоты звука струя становится нечувствительной к акустическим колебаниям, что подтверждает полученные зависимости (6) и (7). С увеличением частоты звуковых волн уменьшается нелинейная добавка модуля объёмной упругости и уменьшается амплитуда пульсаций давления в струе, порождающая возникновение турбулентности.



**Рис. 2.** Схема эксперимента по возникновению турбулентности в ламинарной воздушной струе под действием звука; 1 – сопло воздушной струи с внутренним диаметром 1,5 мм; 2 – пламя горячей свечи; L – длина ламинарного участка воздушной струи.

#### ВЫВОДЫ:

1. Показано, что в потоке вязкого теплопроводного газа нарушается линейный закон Гука, связывающий изменение давления с относительной объемной деформацией.
2. Экспериментально установлено, что акустические возмущения низкой частоты 130÷1000 Гц приводят к возникновению турбулентности в воздушной струе.
3. Полученные аналитические зависимости для нелинейной добавки модуля объемной упругости, уточненного нелинейного закона Гука, связывающего изменение давления с изменением плотности, подтверждаются вычислительным и натурным экспериментами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Турбулентные течения. – М. : Наука, 1977. – 252 с.
2. Рэлей. Теория звука. Т. II. – М. : Изд-во техн.-теор. лит. 1955. – 475 с.
3. Майер В.В. Простые опыты со струями и звуком. – М. : Наука, 1985. – 128 с.
4. Власов Е.В., Гиневский А.С. Влияние акустических возмущений на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный. – Учен. зап. ЦАГИ, 1971, т. II. – № 2, – С. 1–10.
5. Поляков Н.Ф. Индуцирование гидродинамических волн в ламинарном пограничном слое продольным звуковым полем. – В кн.: Симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений. – М. : Наука, 1975, – С. 216–223.
6. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. – Новосибирск : Наука, 1982. – 151 с.
7. Воронков С.С. О модуле упругости вязкого теплопроводного газа. / Электронный журнал «Техническая акустика», 2010. – № 4. – Режим доступа: <http://www.ejta.org>.
8. Воронков С.С. О скорости звука в потоке вязкого газа с поперечным сдвигом. Электронный журнал «Техническая акустика» 2004, № 5. – Режим доступа: <http://www.ejta.org>.

*М.Л. ДАВТЯН, В.Н. ВОЛКОВ*

### **ХИМИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ И КИСЛОТНЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТЕЙ ОКСИДОВ НИОБИЯ (V) И ТАНТАЛА (V)**

Методом pH-метрического гетерогенного титрования водных суспензий оксидов ниобия (V) и тантала (V) раствором гидроксида натрия определено химическое строение поверхностного кислотного центра, которое описывается общей формулой  $(-O-)_2\text{Э}(\text{OH})_3^0$ , рассчитаны их концентрации, ступенчатые константы кислотной диссоциации и сделан вывод о более сильных кислотных свойствах оксида ниобия по сравнению с оксидом тантала.

Оксиды ниобия (V) и тантала (V) применяются в различных областях техники, являются промежуточными продуктами при получении Nb и Ta, их сплавов и соединений. Они проявляют кислотные свойства при сплавлении с оксидами, гидроксидами и карбонатами щелочных металлов. Суспендированные в воде пентаоксиды ниобия и тан-