

( $1 < \eta < 1.78$ ) излучение линейно поляризовано и степень поляризации  $P = 0.95 \pm 0.03$ . При увеличении мощности накачки лазер переходит в режим самопроизвольных периодических переключений между двумя ортогональными линейными поляризациями с сохранением высокого значения  $P$ . Полученные результаты могут быть качественно объяснены наличием фазовой и амплитудной анизотропии волоконного лазера и сильной конкуренцией ортогонально поляризованных мод, а также наличием флуктуаций потерь в резонаторе лазера. Вместе с тем необходимы дальнейшие исследования для выяснения физической природы амплитудной анизотропии лазера и сильной конкуренции ортогональных линейных поляризаций, а также для установления основных источников флуктуаций, ответственных за переключение поляризации излучения.

#### Литература

1. *Krupke W.F.* // IEEE J. on Selected Topics in Quant. Electron. 2000. **6**, No. 6. P. 1287.
2. *Vyer R.L.* // IEEE J. on Selected Topics in Quant. Electron. 2000. **6**, No. 6. P. 911.
3. *Воронин В.Г., Наний О.Е.* // Квант. электроника. 1997. **24**, № 10. С. 891.
4. *Курков А.С., Карпов В.И., Лаптев А.Ю.* и др. // Квант. электроника. 1999. **27**, № 3. С. 239.

5. *Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М.* и др. // Квант. электроника. 2000. **30**, № 9. С. 791.
6. *Кравцов Н.В., Наний О.Е.* // Квант. электроника. 1993. **20**, № 4. С. 322.
7. *Streifer W., Scifres D.R., Hainagel G.L.* et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. **24**. P. 883.
8. *Machan J., Moyer R., Hoffmaster D.* et al. // Opt. Soc. Am. Proc. ASSI Conf. 1998. P. 263.
9. *Gapontsev V.P., Platonov N.S., Vyatkin M.* et al. // Proc. SPIE. 1999. **3615**. P. 264.
10. *Muendeel M.H.* // Proc. SPIE. 1998. **3264**. P. 21.
11. *Pask H.M., Carman R.J., Hanna D.C.* et al. // IEEE J. on Selected Topics in Quant. Electron. 1995. **1**, No. 1. P. 2.
12. *Wu B., Chu P.L.* // IEEE Photon. Technol. Lett. 1996. **8**. P. 230.
13. *Lehers R., Froncois P.L., Stephan G.* // Opt. Lett. 1993. **19**. P. 275.
14. *Poole C.D., Nagel J.* Polarization Effects in Lightwave Systems // Optical Fiber Telecommunications. Vol. IIIA. Acad. Press, 1997.
15. *Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Шелев А.Н.* // Квант. электроника. 1981. **8**, № 12. С. 2552.

Поступила в редакцию  
24.09.01

## АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.23

### РАЗВИТИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ СТРУИ В ПРОСТРАНСТВЕ У ОТКРЫТОГО КОНЦА ВОЛНОВОДА

**И.В. Лебедева, А.Е. Грушин**

(кафедра акустики)

E-mail: lebedeva@acs373a.phys.msu.su

Экспериментально изучаются параметры акустической струи, возникающей на открытом конце волновода, в котором на его резонансной частоте устанавливается интенсивное гармоническое звуковое поле в виде стоячей волны. Используется разработанная ранее методика регистрации и анализа поля скорости. Исследовано пространственное развитие струи вблизи открытого конца волновода на резонансных частотах 175 и 358 Гц при уровне звукового давления в падающей волне 160 дБ. Получена количественная оценка скорости струи и колебательной компоненты скорости.

Акустическое течение в свободном пространстве известно давно, но теория этого явления не разработана и экспериментальные работы по его изучению немногочисленны [1, 2]. В последнее время возник особый интерес к исследованию искусственных струйных течений в связи с возможностью их практического применения. В частности, созданы малогабаритные устройства, которые обеспечивают струйное течение и используются в авиации для увеличения эффективности и стабильности работы гидромеханических агрегатов [3, 4].

Разработанная нами методика регистрации и анализа поля скорости [5] была использована для изучения параметров акустической струи, возникающей на открытом конце волновода, в котором устанавливается интенсивное гармоническое звуковое поле в виде стоячей волны на резонансных частотах волновода.

Цель настоящей работы состоит в исследовании пространственного развития струи у открытого конца волновода и количественной оценке скорости струи и колебательной компоненты скорости.

Экспериментальная установка представляет собой латунную трубку круглого сечения с внутренним диаметром 2.35 см и длиной 74 см. Высокий уровень звукового давления (УЗД), который достигал 160 дБ, создавался мощным низкочастотным громкоговорителем. Конический концентратор согласовывает волновод с диффузором громкоговорителя диаметром 36.6 см. Измерения выполнялись проволочным датчиком термоанемометра и четвертьдюймовыми микрофонами.

Резонансные частоты установки были определены по максимальному значению амплитуды колебательной скорости, регистрируемой термоанемометром, при размещении датчика на оси волновода в его выходном сечении и оказались равными 175 и 358 Гц. На этих частотах и проводились все измерения.

В отличие от случая распространения ударных волн в трубах, где и волновой процесс в трубе, и граничные условия нелинейны [6], в нашем случае процесс распространения интенсивной звуковой волны в волноводе можно считать линейным, а нелинейными являются граничные условия на его открытом конце. Поэтому был использован модифицированный метод двух микрофонов для измерения параметров поля в трубе, в частности, УЗД в падающей волне и импеданса открытого конца [7]. Основанием для применения метода служит отсутствие заметных гармонических искажений в спектре микрофонного сигнала.

Согласно классической теории, импеданс выходного отверстия узкой трубы с одним открытым концом на резонансной частоте представляет собой чисто активное сопротивление [8]. Измерения активной компоненты импеданса открытого конца волновода в зависимости от скорости в выходном сечении показали, что величина резистанса мала, но она значительно превышает значение, рассчитанное по линейной теории, и возрастает с увеличением УЗД. При высоком УЗД от открытого конца волновода отражается более 80% звуковой энергии и в трубе устанавливается стоячая волна высокой интенсивности.

Поле скорости регистрировалось при перемещении датчика термоанемометра по оси волновода как внутри него, так и за его пределами. На обеих

частотах поддерживался УЗД, равный 160 дБ. Результаты обработки данных измерений по методике, изложенной в работе [5], представлены на рис. 1. Положительные значения аксиальной координаты отсчитываются от открытого конца трубы во внешнее пространство, отрицательные — внутрь волновода.

На рис. 1, *a* представлен график для амплитуды колебательной скорости  $v_{osc}$ . Спектральный анализ показывает, что внутри трубы наблюдается чисто колебательный процесс. Максимальная амплитуда колебательной скорости в стоячей волне регистрируется не за пределами трубы, как это следует из линейной теории (за счет поправочной), а внутри нее на расстоянии приблизительно 1.5 см. За пределами трубы колебательная компонента резко уменьшается, поскольку, как уже было отмечено, только около 20% звуковой энергии излучается из открытого конца трубы. На расстоянии 1.5 см от открытого конца трубы термоанемометр вследствие его малой чувствительности перестает регистрировать звуковую волну, поэтому вне трубы оно измерялось полудюймовым конденсаторным микрофоном. Спад УЗД с расстоянием соответствует закону спада для сферического источника и на расстоянии 50 см УЗД составляет около 100 дБ.

Струя возникает в непосредственной близости от открытого конца волновода. На рис. 1, *б* показано ее развитие в пространстве. Надо отметить, что максимальное значение скорости образующейся струи  $v_{jet}$  достигает 9 м/с, что сравнимо с амплитудой колебательной скорости в отверстии. Это отличает изучаемое явление от хорошо известных течений Рэлея, Экарта и Шлихтинга, которые характеризуются значениями скорости, на порядок меньшими.

Для получения пространственной картины поля скорости вне волновода были проведены термоанемометрические измерения по следующей схеме. Датчик устанавливался на оси волновода и с помощью суппорта перемещался по радиусу с шагом 1 мм. Поле скорости изучалось в сечениях, расположенных на расстоянии от 0.3 до 20.0 см от открытого конца трубы. Измерялись две компоненты скорости: аксиальная — параллельная оси волновода, когда нить датчика термоанемометра устанавливается перпен-

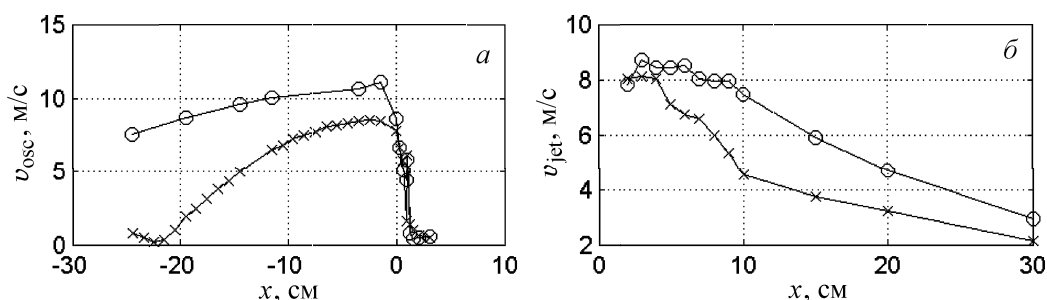


Рис. 1. Распределение амплитуды колебательной скорости  $v_{osc}$  (*a*) и скорости струи  $v_{jet}$  (*б*) по оси волновода на частоте 175 Гц (кружки) и 358 Гц (крестики)

дикулярно этой оси, и радиальная компонента — когда нить датчика располагается вдоль оси волновода.

Наглядной иллюстрацией происходящих процессов является векторная картина поля скорости, изображенная на рис. 2. В трубе наблюдается только звуковая волна. Вблизи открытого конца трубы термоанемометр регистрирует поле скорости с преобладающей колебательной компонентой. На расстояни-

ях от 2 до 6 см от открытого конца трубы профиль остается практически постоянным, что, кстати, характерно и для стационарной струи. Затем за счет взаимодействия со сдвиговыми слоями он начинает расширяться, происходит турбулизация потока и его ослабление.

Анализ осциллограмм и спектров сигнала термоанемометра позволяет проследить процесс эволюции

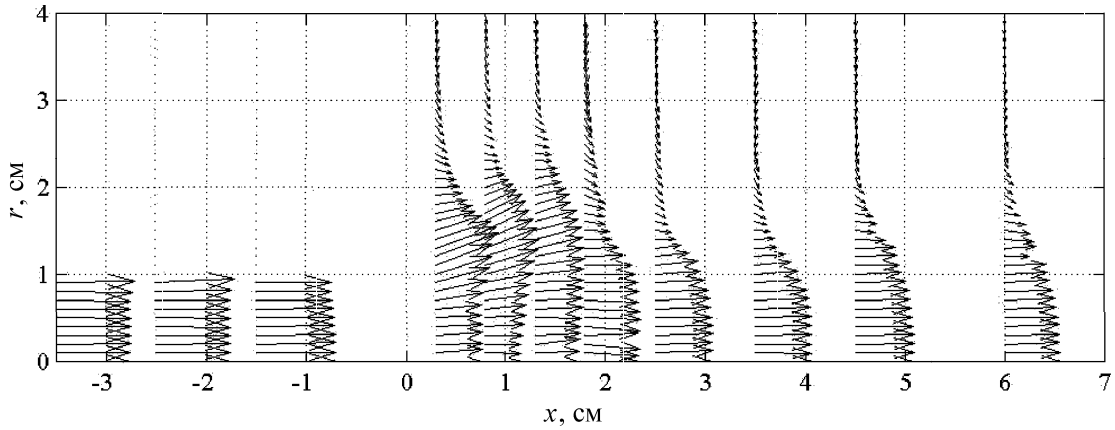


Рис. 2. Структура поля скорости вблизи открытого конца волновода

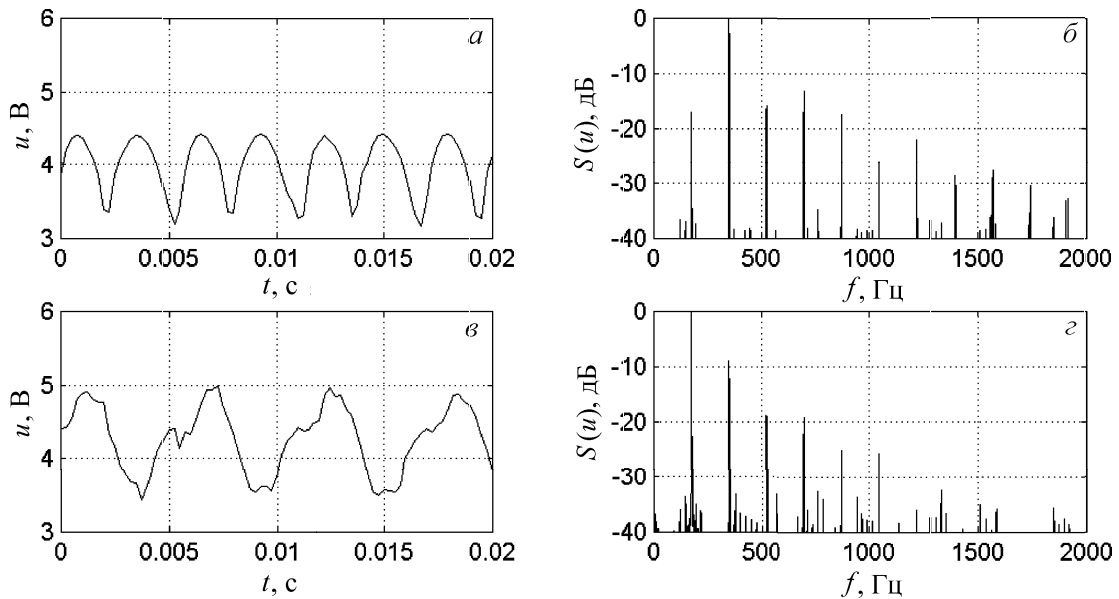


Рис. 3. Осциллограммы и спектры скорости, регистрируемой термоанемометром на оси трубы на частоте 175 Гц на разных расстояниях от открытого конца трубы:  $x = 0$  (а, б) и 0.9 см (в, з)

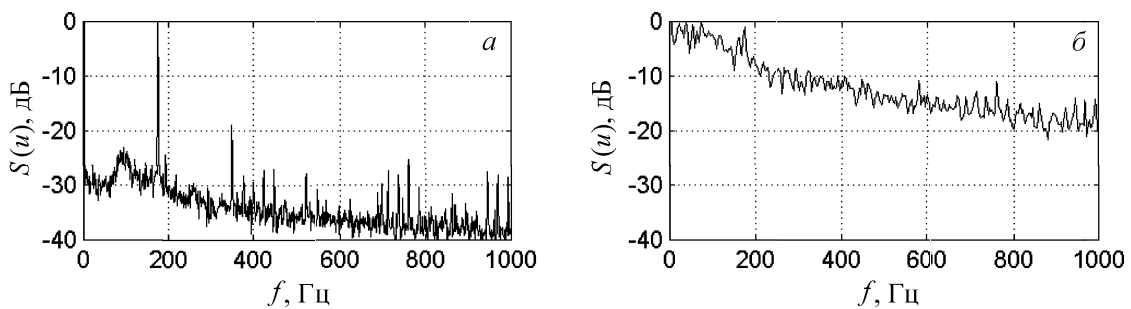


Рис. 4. Спектры скорости, соответствующие условиям на рис. 3, на расстоянии  $x = 3$  (а) и 7 см (б)

струи в пространстве. На рис. 3 и 4 представлены некоторые образцы таких данных, полученных при измерениях на оси волновода на частоте 175 Гц при УЗД 160 дБ. Согласно виду осциллограммы (рис. 3, *a*) и соответствующего спектра (рис. 3, *б*), где явно превалирует удвоенная частота детектируемого термоанемометром сигнала, струя на открытом конце волновода  $x = 0$  см отсутствует. Она появляется на расстоянии  $x = 0.1$  см и ее скорость становится равной амплитуде колебательной скорости на расстоянии  $x = 0.9$  см (рис. 3, *в*), где преобладающей в спектре становится основная частота (рис. 3, *г*). При дальнейшем распространении скорость струи возрастает и происходит ее турбулизация. Когда скорость струи приближается к максимальной величине, наблюдаемой приблизительно при  $x = 3$  см, в спектре появляется пик на частоте первой субгармоники (рис. 4, *a*). На расстоянии  $x = 7$  см и дальше от открытого конца этот пик сдвигается в область низких частот, что свидетельствует об образовании в струе крупномасштабных структур (рис. 4, *б*).

В заключение следует отметить, что известный метод малого параметра, с помощью которого хорошо решается задача о вязких течениях, становится непригодным при учете конвективного члена уравнения Навье–Стокса. При отсутствии аналитического выражения для скорости изучаемой акустиче-

ской струи представляет интерес экспериментально исследовать условия ее генерации в зависимости от амплитуды колебательной скорости в выходном сечении трубы (тем самым — от интенсивности падающего звука) и определить пороговое значение и зависимость от частоты.

#### Литература

1. Медников Е.П., Новицкий Б.Г. // Акуст. журн. 1975. **21**, № 2. С. 245.
2. Васильев Л.С., Зарипов Р.Г., Магсумова А.Т., Сальянов О.Р. // Инж.-физ. журн. 1991. **61**, № 5. С. 714.
3. Rizzetta D.P., Visbal M.R., Stanek M.J. // AIAA J. 1999. **37**, No. 8. P. 919.
4. Mallinson S.G., Hong G., Reizes J.A. // AIAA Paper-99-3651. 1999.
5. Грушин А.Е., Лебедева И.В. // Измерит. техника. 2001. № 5. С. 63.
6. Галиуллин Р.Г., Ревва И.П., Пермяков Е.И. // Акуст. журн. 1987. **33**, № 3. С. 433.
7. Лебедева И.В., Драган С.П. // Измерит. техника. 1988. № 8. С. 52.
8. Морз Ф. Колебания и звук. М.; Л.: ГИТТЛ, 1949.

Поступила в редакцию  
24.10.01