

01;03;08

Возбуждение встречных акустических течений в термодинамически неравновесных газовых средах

© Н.Е. Молевич

Самарский государственный аэрокосмический университет
им. С.П. Королева
E-mail: molevich@mb.ssau.ru

В окончательной редакции 16 мая 2001 г.

Показано, что в акустически активных средах изменяется направление акустического ветра.

Распространение мощных звуковых пучков в жидких и газообразных средах приводит к появлению неперiodического движения среды — акустического ветра. В общем случае течение вызывается как вязкими потерями импульса акустической волны, так и инерционными (нелинейными) [1–3]. Ниже рассматривается акустическое течение в газе, вызванное первым механизмом. Уравнение, описывающее это течение, имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U\nabla)U - \frac{\eta}{\rho} \Delta U = -\frac{\nabla P}{\rho} + F, \quad (1)$$

где P , ρ — давление и плотность среды; η — коэффициент сдвиговой вязкости; F — радиационная сила, действующая на единицу массы и вызывающая поток газа со скоростью U . Если акустическое течение вызвано поглощением плоской волной с амплитудой V_0 , бегущей в направлении оси x , то [2]

$$F \approx \alpha V_0^2 \exp(-2\alpha x), \quad (2)$$

где

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2u_s^3(\omega)\rho_0} \left[\operatorname{Re} \xi(\omega) + \frac{4}{3} \eta + \chi \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right]$$

— акустический декремент; ω — частота волны; u_s — скорость звука; ξ — коэффициент второй вязкости (в общем случае произвольных

частот этот коэффициент является комплексной величиной [4]); $\text{Re } \xi$ — реальная часть ξ ; χ — коэффициент теплопроводности; C_V, C_P — теплоемкости при постоянном объеме и давлении.

Известно, что в термодинамически неравновесных средах, коэффициент второй вязкости (точнее $\text{Re } \xi$) может стать отрицательным [5]. Примерами сред, где это возможно, являются газы с неравновесно возбужденными внутренними состояниями молекул, неизотермическая плазма, химически активные смеси и другие среды с объемным источником тепловыделения. Среда с $\text{Re } \xi + 4\eta/3 + \chi(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P}) < 0$ является акустически активной ($\alpha < 0$). Тогда, согласно (1), (2), направление радиационной силы и акустического ветра должно измениться на противоположное: при $\alpha < 0$ неравновесная среда передает свою энергию и импульс волне, а сама начинает двигаться ей навстречу.

В качестве примера подобного встречного движения рассмотрим эккартовское течение. Оценку скорости стационарного эккартовского течения акустически активного газа U_0 на оси цилиндрической трубы большого (по сравнению с длиной волны звука) радиуса можно сделать аналогично приведенной в [1,6] для пассивной среды. Для этого воспользуемся формулой Пуазейля:

$$U_0 = \frac{\Delta P R^2}{4\eta x}, \quad (3)$$

где R — радиус акустического пучка (предполагается, что пучок однороден по сечению, а на его границах скорость потока равна нулю), ΔP — разность статических давлений в двух сечениях, находящихся на расстоянии x . При $U_0 \ll u_s$ разность давлений ΔP — это просто изменение радиационного давления [1,6], т. е. изменение среднего импульса, передаваемого акустической волной единице площади среды за единицу времени. Радиационное давление в свою очередь выражается через изменение средней по времени плотности акустической энергии в сечениях с координатами 0 и x [6]

$$\Delta P = \bar{E}(0) - \bar{E}(x) = \bar{E}(0)[1 - \exp(-2\alpha x)]. \quad (4)$$

Подставляя (4) при $|\alpha|x \ll 1$ в (3), получаем

$$U_0 = \frac{I_0 R^2 \alpha}{2u_s \eta}, \quad (5)$$

где I_0 — интенсивность звукового пучка при $x = 0$. В поглощающей среде полученное соотношение (5) является известным выражением

для скорости экартовского потока на оси цилиндрической трубы с жесткими стенками, распространяющегося в направлении распространения звуковой волны [1–3,6]. В акустически активной среде, когда $\alpha < 0$, согласно (4), значение $\Delta P < 0$, т.е. статическое давление в сечении x больше, чем в сечении 0. Поскольку радиационная сила и скорость течения пропорциональны ΔP , то их проекции на направление распространения звука, в отличие от поглощающих сред, будут отрицательными величинами.

Аналогичное явление ранее было известно в пьезополупроводниках. Это так называемый акустоэлектрический эффект [6], являющийся твердотельным аналогом акустического течения в газожидкостных средах. Звук, распространяющийся в пьезоэлектриках, возбуждает акустоэлектронный ток $J_e \sim \mu \alpha I_0 / u_s$, где μ — подвижность электронов. При $\alpha > 0$ (поглощение звука) звуковая волна передает свою энергию электронам и ток направлен вдоль распространения звука. При $\alpha < 0$ (усиление звука), наоборот, электроны передают свою энергию и импульс волне. В результате дрейфовый ток уменьшается на величину J_e , направленную навстречу звуковой волне.

Экспериментальные наблюдения встречного акустического течения в термодинамически неравновесном газе могли бы служить дополнительным подтверждением акустической активности подобной среды.

Список литературы

- [1] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 520 с.
- [2] Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
- [3] Зарембо Л.К., Тимошенко В.И. Нелинейная акустика. М.: Наука, 1984. 104 с.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
- [5] Молевич Н.Е., Ораевский А.Н. // Труды ФИАН. 1992. Т. 222. С. 45–95.
- [6] Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.