

## ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА АКУСТИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Ф.В.Бункин, К.И.Воляк, Г.А.Ляхов, М.Ю.Романовский

Предложен новый вид вынужденного рассеяния звуковых волн в поглощающих ных жидкостях. Проведен расчет коэффициента усиления в непрерывном и импульсном режимах. Показано, что эффект должен быть экспериментально наблюдаемым в вязких жидкостях типа бензола при мощности ультразвуковой накачки порядка  $10^{-1}$  – 10 Вт.

1. Эффекты вынужденного рассеяния звука (ВР) в однородных жидкостях до сих пор не исследовались экспериментально; теоретически проанализированы два механизма ВР – на звукоиндуцированных вихревых течениях<sup>1</sup> и температурных волнах<sup>2</sup>. В то же время использование ВР для преобразования узкополосных акустических сигналов и для измерения кинетических параметров жидкости имеет вполне понятную перспективу. Затрудняет наблюдение ВР в ультразвуковом диапазоне в основном сильная упругая нелинейность, приводящая к большим потерям энергии на каскадную генерацию гармоник. Реальны поэтому лишь те механизмы ВР на возбуждениях неакустической природы, которые при достижимых уровнях звуковой мощности обеспечивают достаточно большое усиление пробной волны уже на расстояниях, меньших длины образования разрыва. Этому требованию может удовлетворять предлагаемый нами универсальный механизм вынужденного рассеяния на акустическом течении (ВРАТ). За создание рассеивающей решетки здесь отвечает гидродинамическая нелинейность – локальное течение вязкой жидкости направлено из пучностей в узлы квазистоячей звуковой волны (Другое возможное проявление этой нелинейности – самодефокусировка узких звуковых пучков<sup>3,4</sup>). В силу своей универсальности (определяющие параметры – плотность, скорость звука и вязкость) этот эффект имеет и прикладное значение, ограничивая предельную глубину проникновения мощного звука в толстые слои жидкости.

2. Анализ системы уравнений гидродинамики в пренебрежении нагревом жидкости пока – зывает, что наиболее эффективна коллинеарная геометрия ВРАТ (диаграмма направленнос-

ти вытянута назад). Уравнения для звукового давления  $p$  и скорости течения  $V$  в этой геометрии:

$$\begin{aligned} [c^2 \partial^2 / \partial x^2 - \partial^2 / \partial t^2 + \frac{4}{3} c v \partial^3 / \partial x^3] p &= 2V \partial^2 p / \partial x \partial t, \\ (\partial / \partial t - \nu \partial^2 / \partial x^2) V &= -(2\rho^2 c^3)^{-1} (c \partial / \partial x + \partial / \partial t) p^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $c$  — скорость звука,  $\nu = \eta / \rho$ ;  $\eta$  — сдвиговая вязкость. Решение (1) ищем в виде

$$\begin{aligned} p &= (p_p / 2) \exp[i(k_p x - \omega_p t)] + (p_s / 2) \exp[-i(k_s x + \omega_s t)] + \text{к.с.} \\ V &= (p / \rho c) + (u / 2) \exp[i(q x - \Omega t)] + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (2)$$

Амплитуда квазистационарного давления  $p$  ( $\Omega \ll 2ck$ )  $\propto u^2$  ( $\Omega \ll 2ck$ ), т.е. имеет второй порядок малости. Частоты и волновые числа накачки (амплитуда  $p_p$ ) и рассеянной звуковой волны ( $p_s$ ) связаны равенствами  $k_p + k_s = q$ ,  $\omega_p - \omega_s = \Omega$ .

В стационарном режиме ( $\tau > L/c$ ,  $(\nu q^2)^{-1}$ ;  $\tau$  — длительность импульса накачки,  $L$  — длина среды) укороченные уравнения для амплитуд из (2) имеют решение  $|p_s| = \exp G p_s(x=L)$  с инкрементом  $G$ ,

$$G/\delta L = (I/I_{th}) [1 + (\Omega/\Delta\Omega)^2]^{-1} [1 - \exp(-2\delta L)]/2\delta L - 1.$$

Здесь  $\delta = \frac{2}{3} \nu \omega^2 / c^3$  — коэффициент поглощения,  $I = p_p^2 (x=0) / 2\rho c$  — входная интенсивность накачки,  $\Delta\Omega = \nu q^2$  — ширина линии ВРАТ, типичная оценка которой:  $\Delta\Omega / 2\pi$  (бензоль) = 10 Гц для частоты  $\omega_p / 2\pi = 1$  МГц (здесь и ниже использованы численные значения параметров из <sup>5</sup>). Величина  $I_{th} = 4\nu\rho\delta c^2$  имеет смысл пороговой ( $G(I > I_{th}) > 0$ ) интенсивности накачки для несмешенного рассеяния ( $\Omega=0$ ) в слабопоглощающей жидкости ( $\delta L \ll 1$ ). Пороговое условие вполне выполнимо в жидкостях с умеренной вязкостью:  $I_{th}$  (бензоль; ацетон) = 0, 40; 0,014 Вт/см<sup>2</sup>.

3. Необходимость представления конкурирующих нелинейных эффектов исключает многие жидкости из числа подходящих для наблюдения ВРАТ. В жидкостях с большой вязкостью доминирует вынужденное температурное рассеяние (ВТР), обусловленное зависимостью скорости звука от температуры ( $\gamma = \partial \ln c^2 / \partial T \neq 0$ ). Расчет его эффективности <sup>2</sup>, использующий, в дополнение к (1), уравнение теплопроводности, показывает, что порог ВТР (при классическом механизме поглощения) пропорционален  $\omega$ , в то время как порог ВРАТ  $\sim \omega^2$ . Условие выделения ВРАТ сводится, поэтому, к частотному ограничению  $\omega < \omega_t = 3k\rho / |\gamma|\eta^2$ ,  $k$  — коэффициент теплопроводности. Для глицерина, например,  $\omega_t / 2\pi \cong 5 \cdot 10^4$  Гц; в бензole же ВРАТ доминирует вплоть до частоты  $7 \cdot 10^{10}$  Гц.

В текучих жидкостях, с другой стороны, относительно быстро развивается ударная волна. Необходимый для сравнения с обратной длиной образования разрыва  $L_b^{-1} = \omega \epsilon p_p (x=0) / \rho c^3$  ( $\epsilon$  — коэффициент упругой нелинейности) инкремент в существенно надпороговом режиме дает нестационарное обобщение теории ВРАТ. При условии  $\tau > Lc^{-1}$  удается рассчитать максимальную величину инкремента  $G(t_r)$  в время  $t_r$  задержки рассеянного импульса. Их асимптотические по  $I / I_{th} > 1$  и  $\delta L < 1$  значения равны:

$$t_r = \delta L c^2 I / 2 \omega^2 \nu I_{th}; \quad (3)$$

$$G(t_r) = \delta L (I / I_{th} - 1) - 0,5 \ln(4\pi\delta LT / I_{th}).$$

Потребуем, чтобы коэффициент усиления на длине  $L = L_b/2$  равнялся 10:  $G(t_r, L_b/2) = 2,3$ . Для частоты  $\omega/2\pi = 1$  МГц из (3) следует, что в бензоле и ацетоне требуемая интенсивность накачки составляет 90 и 35 Вт/см<sup>2</sup>; при этом  $t_r = 0,13$  с и  $t_r = 0,17$  с,  $L_b = 4,3$  и  $L_b = 4,8$  см. При переходе к более низким частотам требования к интенсивности снижаются, та-

как  $I_{th} \sim \omega^2$ , а  $L_b \sim \omega^{-1}$ . Для частоты  $\omega/2\pi = 10^2$  кГц имеем:  $I_0 (G=2,3) = 1$  и  $0,6 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Требования к пространственно-временным параметрам, однако, ужесточаются:  $t_r = 14$  с и  $t_r = 29$  с,  $L_b = 410$  см и  $L_b = 480$  см. Во всех случаях неравенство  $\delta L < 1$  выполняется.

Перегрев среды оцениваем, используя уравнение теплопроводности:  $\Delta T \cong 2\delta I t_r / \rho c_p$ ,  $c_p$  – теплоемкость. При указанных значениях параметров  $\Delta T < 1$  К. Время установления попечерного конвективного течения в пучке шириной  $a \cong 1$  см,  $\tau_s \cong a^2/\nu \geqslant 10^2$  с, т.е. больше, чем  $t_r$ , поэтому скорость  $V_c$  этого течения оценивается как  $V_c \cong \Delta T \alpha g t_r$  ( $\alpha$  – коэффициент теплового расширения,  $g$  – ускорение свободного падения). Нестационарный аналог критерия Грасгофа,  $V_c t_r < a$ , выполняется в оцененных условиях с запасом в порядок величины.

Таким образом, эксперимент по наблюдению ВРАТ в жидкостях типа бензола может быть реализован при использовании накачки с мощностью порядка  $10^{-1} - 10$  Вт в диапазоне 0,1 – 1 МГц.

Авторы благодарны Л.А. Островскому за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Пушкина Н.И., Хохлов Р.В., Акуст. ж., 1971, 17, 167.
2. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А. Акуст. ж., 1982, 28, 607.
3. Заболотская Е.А. Акуст. ж., 1976, 22, 222.
4. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А. ЖЭТФ, 1982, 83, 575.
5. Таблицы физических величин. Справочник под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.