ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД АБСОЛЮТНОЙ ГРАДУИРОВКИ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА НИЗКОЙ ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЕ

Г. П. Мотулевич, И. Л. Фабелинский

Ранее нами была выполнена работа [1] по измерению зависимости показателя преломления n от плотности ρ на низкой акустической частоте. В результате этой работы были получены точные значения величины $\rho\frac{\partial n}{\partial\rho}$, что позволяет осуществить чисто оптический способ абсолютной градуировки акустических излучателей любой конструкции, излучающих низкую частоту в замкнутое пространство, размеры которого малы по сравнению с длиной волны звука.

Предлагаемый оптический метод состоит в следующем: подлежащий градуировке излучатель присоединяется к отрезку массивной трубы, закрытой с торцов плоскими оптическими стеклами и заполненному жидкостью, для которой имеются измерения $\rho\frac{\partial n}{\partial\rho}$ (вода, бензол). Этот отрезок трубы помещается в одном из плеч интерферометра Жамена, Маха-Цендера или Майкельсона. В другое плечо интерферометра помещается аналогичный сосуд с жидкостью, компенсирующий большую оптическую разность хода, вызванную первым сосудом. В нашем случае интерференционный сосуд представлял собой массивный блок из нержавеющей стали, в котором были проделаны два параллельных сверления — 2 канала. Оба канала закрывались с торцов плоскопараллельными стеклами, уплотненными на свинцовых прокладках. Сосуд помещался в интерферометр Жамена.

Если теперь заставить излучатель работать, то в первом сосуде будут создаваться периодические изменения давления или плотности, которые в свою очередь приведут к периодическому изменению оптической разности хода. Поля световой волны E_1 и E_2, прошедшие через первый и второй каналы (трубы), могут быть представлены следующим образом:

$$E_1 = A_1\cos(\omega t + \varphi + \Delta),\quad E_2 = A_2\cos\omega t \tag{1}$$

Здесь ω — частота света, φ — разность фаз между двумя лучами при неработающем излучателе, Δ — переменная разность фаз, вызванная давлением, создаваемым излучателем.

Для синусоидально работающего излучателя *

$$\frac{2\pi}{\lambda}\, l\,(\Delta n) = \frac{2\pi}{\lambda}\, l\rho\,\frac{\partial n}{\partial\rho}\,\frac{\Delta\rho}{\rho}\cos\Omega t = \frac{2\pi}{\lambda}\, l\rho\,\frac{\partial n}{\partial\rho}\,\beta_s\Delta p\cos\Omega t. \tag{2}$$

Здесь λ — длина волны света, l — длина сосуда, β_s — адиабатическая сжимаемость жидкости, Δp — амплитуда давления, вызванного излучателем, Ω — частота звука.

Наблюдаемая глазом интенсивность света I пропорциональна среднему (по времени) квадрату напряженности электрического поля световой волны $I = E^2$, где $E = E_1 + E_2$. Очевидно, что

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\left(\varphi + \frac{2\pi}{\lambda}\, l\rho\,\frac{\partial n}{\partial\rho}\,\beta_s\Delta p\cos\Omega t\right).$$

Воспользуемся соотношением:

$$\cos(\varphi + a\cos\Omega t) = \cos\varphi\left[J_0(a) + 2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k J_{2k}(a)\cos 2k\Omega t\right] -$$

$$-\sin\varphi\left[2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^{k+1} J_{2k-1}(a)\cos(2k-1)\Omega t\right]. \tag{3}$$

Здесь J_k — функция Бесселя k-го порядка.

После усреднения получим

$$\overline{\cos\left(\varphi + \frac{2\pi}{\lambda}\, l\rho\,\frac{\partial n}{\partial\rho}\,\beta_s\,\Delta p\cos\Omega t\right)} = \cos\varphi\, J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}\, l\rho\,\frac{\partial n}{\partial\rho}\,\beta_s\Delta p\right).$$

Интенсивность интерференционной картины определится, таким образом, соотношением

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\varphi\, J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}\, l\rho\,\frac{\partial n}{\partial\rho}\,\beta_s\Delta p\right). \tag{4}$$

* Данный метод пригоден для излучателей не только линейных, но и квадратичных по току или напряжению, т. к. наличие постоянной составляющей смещения для этого метода не существенно.

Множитель $\cos \varphi$ в интерференционном члене выражения (4) определяет положение интерференционных полос, а множитель J_0 — контрастность интерференционной картины [2, 3].

При плавном изменении давления излучателя на жидкость * контрастность интерференционной картины будет уменьшаться и исчезнет, сменившись равномерным освещением при давлении

$$\Delta p = \Delta p_1 = \frac{\alpha_1}{\frac{2\pi}{\lambda} l \rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \beta_s}, \tag{5}$$

где α_1 — 1-й корень функции Бесселя нулевого порядка.

При дальнейшем увеличении Δp интерференционная картина снова появится. При значении

$$\Delta p = \Delta p_2 = \frac{\alpha_2}{\frac{2\pi}{\alpha} l \rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \beta_s}$$

полосы пропадут вторично и т. д. Здесь α_2 — 2-й корень функции Бесселя нулевого порядка.

Таким образом, плавно меняя ток или напряжение, питающее излучатель, по исчезновению интерференционных полос легко можно фиксировать моменты, когда давление в интерференционном сосуде равно Δp_1, Δp_2 и так далее, т. е. получить ряд точек, при помощи которых можно построить график абсолютной градуировки излучателя.

Точность такого метода абсолютной градуировки практически определяется точностью измерений $\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}$ Остальные величины, входящие в формулу (5), могут быть измерены со значительно большей точностью. Значения $\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}$, измеренные нами, равны: для воды — 0,337±0,006, для бензола —0,53±0,02. Данные значения относятся к длине волны света $\lambda = 5461$ Å и к комнатной температуре. Впрочем, опыт показал, что $\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}$ практически очень мало зависит от λ и от температуры. Подробнее об этом см. [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. П. Мотулевич и И. Л. Фабелинский. О зависимости показателя преломления от плотности на низких звуковых частотах. ДАН СССР, 1956, 106, 637—640.
2. М. Л. Котляровский и Е. Я. Пумпер. Исследование колебаний пьезокварцевых пластин интерференционным методом. ЖТФ, 1941, 11, 843—853.
3. Л. И. Бородовская и А. Е. Саломонович. Измерение амплитуд колебаний пьезокварцев интерференционным методом. ЖТФ, 1951, 21, 221—224.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
25 декабря 1956 г.

К МОЛЕКУЛЯРНОЙ ТЕОРИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ

И. З. Фишер

Неоднократно предпринимались попытки выразить скорость звука в жидкости через ее молекулярные характеристики. Мы хотели бы отметить один случай, когда задача решается совершенно точно и до конца. Анализ этого случая, как нам представляется, имеет методический интерес.

Рассмотрим одномерную неупорядоченную цепочку очень большого числа одноатомных частиц, расположенных вдоль оси Ox (одномерная модель жидкости). Пусть p, T, l означают соответственно одномерное давление, абсолютную температуру и среднее расстояние между парой ближайших частиц. Пусть, далее, $\Phi(x)$ есть потенциал сил, действующих между парой частиц. В [1] показано, что в одномерном случае задача статистической термодинамики решается точно и до конца. В частности, уравнение состояния и энтальпия, отнесенная к одной частице, оказываются равными

* В зависимости от конструкции излучателя изменение давления обычно осуществляется плавным изменением тока или напряжения.