АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XII 1966 Вып. 3

УДК 534.286-8/534.231.1-13

ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ГАЗАХ МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В. В. Войтонис, В. Ф. Яковлев

Анализируются причины низкой точности интерферометрических измерений коэффициента поглощения ультразвука в газах. Рассмотрены основы нового метода, позволяющего повысить точность таких измерений.

Акустический интерферометр до сих пор является одним из самых точных инструментов для определения скорости распространения ультразвука в жидких и газообразных средах. Применение современной радиотехнической аппаратуры при интерферометрических измерениях позволяет получить точность измерения скорости в некоторых случаях выше 0,01% и автоматизировать процесс измерения. Однако для определения коэффициента поглощения ультразвука интерферометр применялся в сравнительно ограниченном числе работ. Экспериментальные результаты по поглощению у различных авторов для одних и тех же объектов часто находятся в явном противоречии. Примером этого может служить «обнаруженное» рядом авторов [1, 2 и др.] аномально высокое значение коэффициента поглощения ультразвука в одноатомных газах, едва не послужившее основанием для пересмотра основ релаксационной теории [3].

Разработка основ теории интерферометра принадлежит Хаббарду [4, 5]. Попытки усовершенствования метода и повышения его точности были предприняты в работах Стюарт [6], Алемана [7], Боргниса [8], Мэзона [9], но они не привели к принципиально новым результатам.

На основе общей теории интерферометра многими авторами совершенствовались и отыскивались новые способы расчета коэффициента поглощения ультразвука [10—12]. Для анализа работы интерферометра не будем воспроизводить результаты работ [4—9], они известны из оригинальных статей [13, 14]. Общим результатом является учет в одинаковой форме изменения механического импеданца, приложенного к излучающей поверхности кристалла. Легко обнаружить, что различная запись у этих авторов сводится к общему выражению:

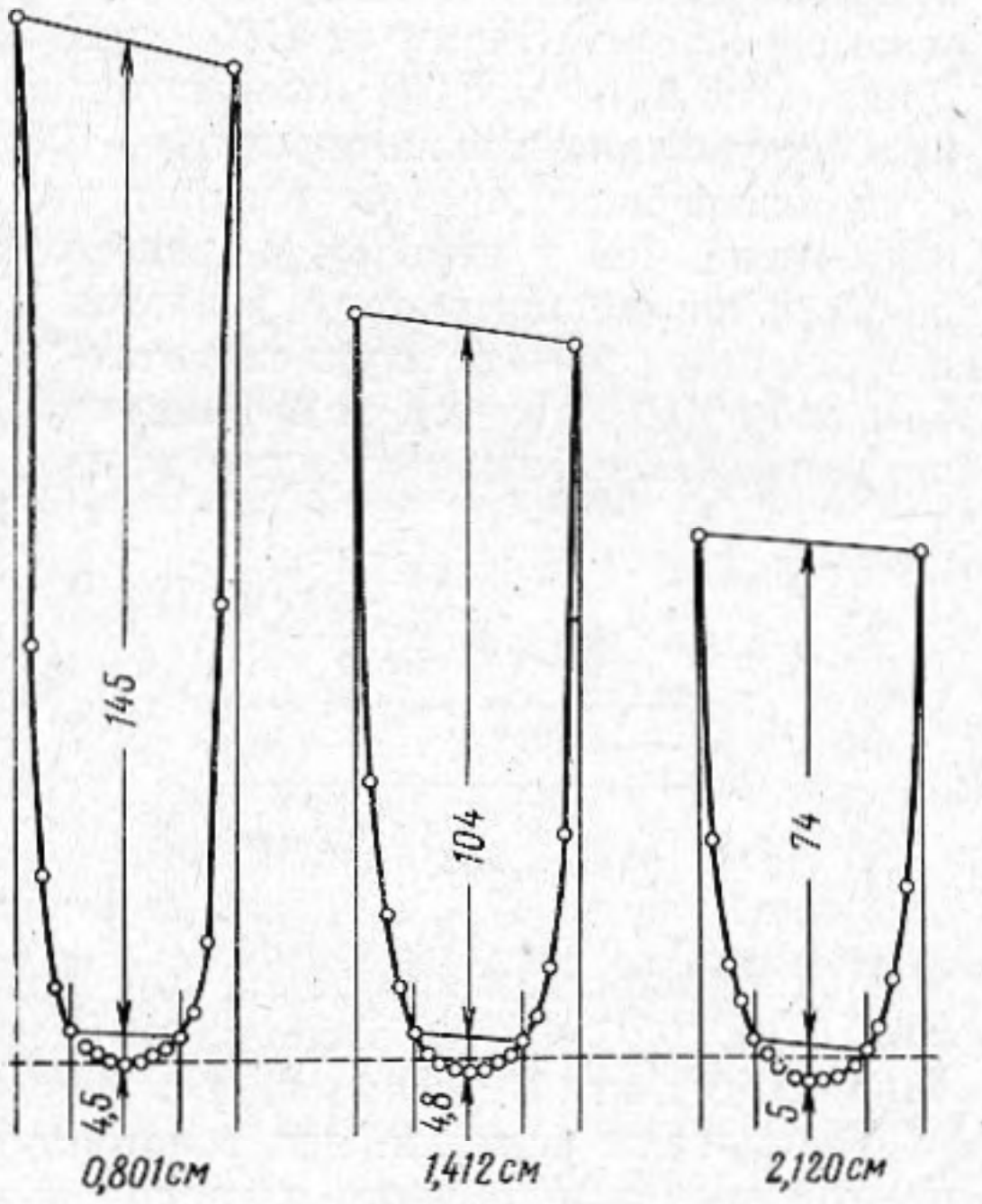
$$Z_{\text{м}} = Z_0 \operatorname{cth} (kr + \beta),$$

где k — постоянная распространения звука, r — акустическая длина интерферометра, β — экспоненциальный коэффициент отражения.

Для расчета коэффициента поглощения ультразвука α (входящего в $k = \alpha + j\ \omega / c$) используется влияние $Z_{\text{м}}$ на электрические параметры схемы. Оно будет определяться типом схем. Два основных наиболее распространенных варианта подключения излучающего кристалла к выходу генератора или усилителя подробно рассмотрены в работе Соловьева [14]. На основе анализа этих схем им предложен ряд новых соотношений для расчета коэффициента поглощения. Однако в реальных условиях эксперимента происходят неконтролируемые отклонения от этих закономерностей.

Основной причиной здесь следует считать нарушение очень жестких требований к стабильности амплитуды задающего генератора и его частоты. Эти требования обуславливаются тем, что генератор работает на нагрузку с острым резонансом.

Используя значения экстремальных напряжений для двух акустических длин интерферометра (всего 4 точки), представляется возможным найти выражение для определения α [11, 12]. Однако такое вычисление α не является удовлетворительным, поскольку в расчеты обязательно входит величина, учитывающая подъем минимумов реакции по мере удаления рефлектора от излучателя. Вместе с тем, именно на этой величине сказывается нестабильность работы установки. Действительно, подъем минимумов реакции очень незначителен, особенно при исследовании сред с малым коэффициентом поглощения. Даже при значительном изменении акустической длины интерферометра, значение $V_{2\,\min} - V_{1\,\min}$ составляет всего несколько процентов от величины резонансного пика интерферометра. Эта малая величина может быть сильно искажена при нестабильной работе установки. Примером такого влияния может служить снятая экспериментально реакция интерферометра в аргоне, изображенная на фиг. 1 (497 *кгц*, 0,8 *атм*, 18°). Минимум на большем расстоянии r_3 должен быть выше минимума r_1. Эксперимент приводит к противоположному результату.



Фиг. 1

На наш взгляд, именно это является причиной низкой точности определения коэффициента поглощения ультразвука в газах при интерферометрических измерениях. Этот вывод совпадает с результатами опытов Жмуды [15], который производил оценку влияния небольших расстроек частоты на ток интерферометра. Поэтому приходится считать э.д.с. генератора величиной, зависящей от времени $E(t)$. Тогда напряжение на кварце в экстремальных точках реакции будет

$$V_{\max} = E(t)\,\frac{R_E + \dfrac{Z_0}{4\varphi^2}\operatorname{cth}(\alpha r + \beta)}{R_0 + R_E + \dfrac{Z_0}{4\varphi^2}\operatorname{cth}(\alpha r + \beta)} \qquad (1)$$

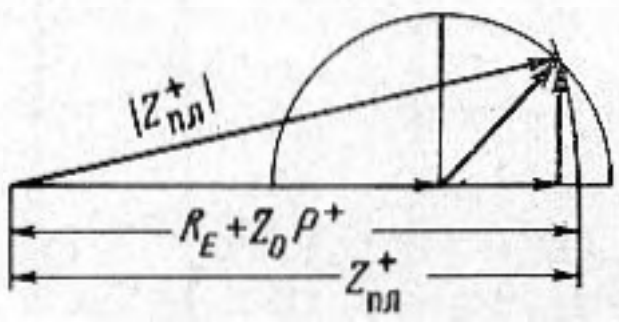
$$V_{\min} = E(t)\,\frac{R_E + \dfrac{Z_0}{4\varphi^2}\operatorname{th}(\alpha r + \beta)}{R_0 + R_E + \dfrac{Z}{4\varphi^2}\operatorname{th}(\alpha r + \beta)} \qquad (2)$$

где $E(t)$ — э.д.с. эквивалентного генератора, R_0 — его выходное сопротивление, φ — коэффициент электромеханической трансформации, R_E — сопротивление потерь кварцевого излучателя, включающее сопротивление

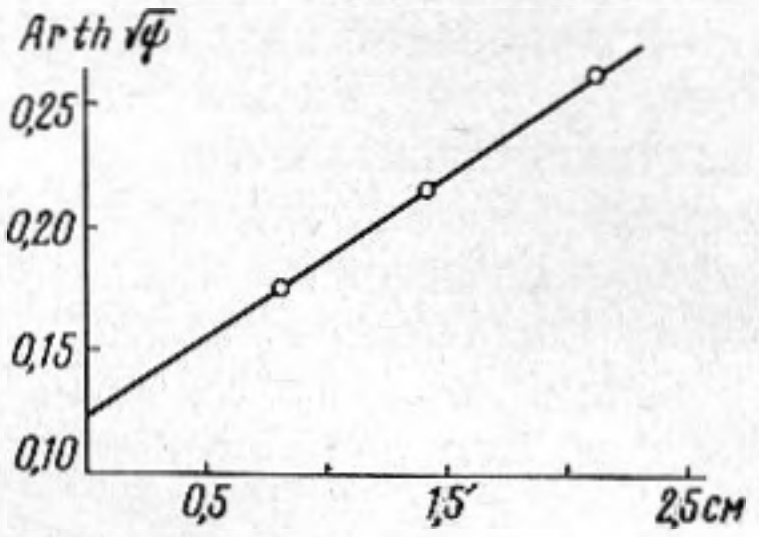
излучения в обратную сторону кварца, z_0 — волновое сопротивление исследуемого газа.

Будем считать, что определение некоторого минимума и расположенного рядом максимума ($V_{\min}$ и $V_{\max}$), лежащих на расстоянии r_1, происходит в момент t_1, т. е. $E(t)$ имеет величину $E(t_1)$. Для другого расстояния $r_2 > r_1 - E(t_2)$. Подстановка этих значений в расчетные формулы приводит к тому, что найденный коэффициент поглощения ультразвука оказывается зависящим от $E(t_1)$ и $E(t_2)$ и от соотношения между ними. Даже если $E(t_1)$ и $E(t_2)$ отличаются друг от друга незначительно, ошибка в определении α может достигать 100% и более.

В подтверждение этого рассмотрим опять фиг. 1, где минимум второго пика ниже, чем у первого, у третьего ниже, чем у второго. Это противоречит закономерному ходу реакции, и найденный отсюда, согласно методам работ [9, 11 и др.], коэффициент поглощения оказывается даже мни-



Фиг. 2



Фиг. 3

мой величиной. Однако такой ход реакции легко объясняется тем, что $E(t_1) > E(t_2) > E(t_3)$. Используя только экстремальное значение тока напряжения, невозможно найти решение для α с учетом зависимости $E(t)$.

Рассмотрим реакцию при расстояниях $r^+ = (2n+1)\ \lambda/8$. Эти точки не отвечают экстремумам и расположены посередине между $r_{\max}$ и $r_{\min}$. Впервые неэкстремальные точки использовал Хаббард. Однако выбранные им промежуточные значения не дают простого аналитического выражения для коэффициента поглощения и не позволяют избежать ошибок, обусловленных зависимостью $E(t)$.

При $r^+ = (2n+1)\ \lambda/8$ импеданц интерферометра является комплексным. На этих расстояниях

$$|z_м| = |z_0 \operatorname{cth}(kr + \beta)| = z_0 \sqrt{(P^+)^2 + (Q^+)^2} = Z_0,$$

где P и Q — действительная и мнимая часть от $\operatorname{cth}(kr+\beta)$; если $r^+ = (2n+1)\ \lambda/8$, то подкоренное выражение обращается в единицу ($P^+ = \operatorname{th} 2(\alpha r + \beta)$). Если кроме активной реакции интерферометра наблюдается еще несколько видов активных потерь (излучение с обратной стороны пластинки, потери в кварцедержателе и т. д.), то примерное соотношение между составляющими полного импеданца пластинки может быть изображено так, как это сделано на фиг. 2. При $R_E > z_0/4\varphi^2$, что легко выполняется при измерениях в газах, полный импеданц кварцевой пластинки с достаточной точностью может быть выражен следующим образом:

$$Z_{пл}{}^+ = R_E + \frac{Z_0}{4\varphi^2} \operatorname{th} 2(\alpha r + \beta),$$

а напряжение на пластинке

$$V^+ = E(t)\, \frac{R_E + \dfrac{Z_0}{4\varphi^2} \operatorname{th} 2(\alpha r + \beta)}{R_0 + R_E + \dfrac{Z_0}{4\varphi^2} \operatorname{th} 2(\alpha r + \beta)}$$

Точки V^+ на кривой реакции могут быть определены так, как это показано на фиг. 1. По оси расстояний отрезок между максимумом и минимумом делится пополам и находится соответствующее этому расстоянию (r^+) напряжение. Выберем функцию вида

$$\psi = \frac{V^+ - V_{\min}}{V_{\max} - V^+},$$

которая после подстановки формул (1), (2) и (3) принимает вид

$$\psi = \text{th}^2(\alpha r + \beta).$$

Отнесем ее к какому-то определенному пику, для которого с достаточной точностью $r_{\max} = r_{\min} = r^+ = r_1$ и $t_{\max} = t_{\min} = t^+ = t_1$. Тогда $\psi_1 = \text{th}^2(\alpha r_1 + \beta)$.

Если найти для другого расстояния r_2 и времени t_2 такую же функцию ψ_2, то

$$\alpha = \frac{1}{r_2 - r_1}(Ar\,\text{th}\sqrt{\psi_2} - Ar\,\text{th}\sqrt{\psi_1}).$$

Коэффициент поглощения ультразвука может быть найден при помощи графического построения как тангенс угла наклона прямой $Ar\,\text{th}\sqrt{\psi}$ к оси r, причем для каждого r при определении ψ нужно использовать значения $V_{\max}$, $V_{\min}$ и V^+, относящиеся только к одному пику, расположенному на этом расстоянии.

Для избежания случайных ошибок желательно производить экстраполяцию к этому же расстоянию двух симметрично расположенных соседних значений этих величин.

На фиг. 3 приведено графическое вычисление коэффициента поглощения ультразвука по трем пикам реакции фиг. 1. $\alpha = 0{,}063$, $\alpha P / \nu^2 = 2{,}0 \cdot 10^{-13}$. Как видно из этого построения, найденное значение коэффициента поглощения ультразвука очень близко к тому, которое ожидается в аргоне на основе классической теории Стокса — Кирхгофа, несмотря на явное искажение хода реакции интерферометра.

Нами были проведены указанным методом измерения в аргоне и ксеноне, которые подтверждают сделанные выводы. Результаты этих экспериментов приведены в таблице:

$p_{атм}$	α *см*$^{-1}$ γ/p *мгц/атм*	$\frac{\alpha p}{\nu^2} \cdot 10^{13}$	$\left(\frac{\alpha p}{\nu_2} \cdot 10^{13}\right)_{теор}$	
		Аргон		
0,574	0,0834	0,868	1,93	1,9
0,477	0,0930	1,04	1,89	»
0,329	0,138	1,51	1,84	»
0,224	0,212	2,22	1,93	»
0,182	0,255	2,73	1,88	»
		Ксенон		
0,544	0,15	0,897	3,37	3,4
0,243	0,345	2,05	3,39	»
0,090	0,930	5,52	3,39	»

Приведенный метод расчета не требует введения каких-либо дополнительных поправок к коэффициенту поглощения, что особенно важно при исследовании газообразных веществ в области релаксационных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. van Itterbeek, L. Thys. Measurements on the absorption and the velocity of sound in hydrogen, deuterium, helium and neon gas. Physica, 1938, **5**, 9, 889—897.
2. A. van Itterbeek, P. Mariens. Sound absorption in light gases. Physica, 1940, 7, 10, 938—944.
3. П. Е. Краснушкин, Е. Я. Пумпер. О поглощении ультразвука в гелии. Докл. АН СССР, 1939, **23**, 5, 448—449.
4. I. C. Hubbard. The acoustic resonator interferometer. The acoustic sistem and its equivalent network. Phys. Rev., 1931, **38**, 5, 1011—1019.
5. I. C. Hubbard. Ultrasonic velocity and absorption in gases. Phys. Rev., 1932, **41**, 4, 523—535. (Errata, 1934, **46**, 6, 525).
6. J. L. Stewart, E. S. Stewart. Ultrasonic interferometry for low acoustic impedance. Phys. Rev., 1950, **77**, 1, 143—144.
7. P. S. Alleman. Acoustic absorption and reflection coefficients in gases by supersonic interferometry. J. Acoust. Soc. America, 1938, **10**, 1, 88.
8. F. E. Borgnis. On the theory of the fixed path acoustic interferometer. J. Acoust. Soc. America, 1952, **24**, 1, 19.
9. У. П. Мезон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультраакустике. М., ИЛ, 1952, 275—281.
10. Л. Белявская. Новый метод измерения коэффициента абсорбции ультраакустических волн в газах. Изв. АН СССР (ОМЕН), 1930, 7, 917—925.
11. И. И. Перепечко, В. Ф. Яковлев. К вопросу об изменении поглощения ультразвука в газах интерферометром. Акуст. ж., 1961, 7, 1, 101—102.
12. В. В. Войтонис, В. Ф. Яковлев. Замечания об интерферометрическом методе изменения поглощения ультразвука. Акуст. ж., 1962, 8, 1, 131—132.
13. W. Schaaffs. Molekularakustik, Berlin — Göttingen — Heidelberg, 1962.
14. В. А. Соловьев. К теории ультразвукового интерферометра. Акуст. ж., 1956, 2, 3, 285—290.
15. A. J. Zmuda. Dispersion of velocity and anomalous absorption of ultrasonics in nitrogen. J. Acoust. Soc. America, 1951, **23**, 4, 472—477.

Московский областной
педагогический институт
им. Н. К. Крупской

Поступила в редакцию
10 ноября 1964 г.