АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XV 1969 Вып. 1

УДК 534.22

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ТВЕРДЫХ ОБРАЗЦАХ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов

Описаны две новые разновидности импульсных электрических интерферометров для измерения температурного коэффициента скорости звука в пластинках. Приводятся результаты измерений для некоторых материалов (плавленый кварц, алюминий, ниобий).

Исследование температурной зависимости скорости звука в твердых телах дает существенную информацию об их структурных особенностях и физико-механических свойствах. Например, в стеклах температурный коэффициент скорости звука может иметь различную величину и даже знак в зависимости от состава, условий термообработки и т. д. В ряде металлов найдены особенности в температурной зависимости скорости звука, связанные с перестройкой их структуры. Величина и знак температурного коэффициента скорости имеют также практическое значение для выбора материалов с термостабильными акустическими свойствами.

В ряде случаев возникает необходимость измерения температурного коэффициента скорости с достаточной точностью в образцах малых размеров. Использование импульсного метода (резонансные методы применимы только к образцам с высокой механической добротностью и однородностью акустических свойств, т. е. к ограниченному кругу материалов) наталкиваются при этом на ряд трудностей, связанных главным образом с использованием жидких и твердых линий задержки. Хотя относительные измерения, как правило, всегда проще абсолютных, в данном случае дело обстоит иначе, так как с изменением температуры скорость звука изменяется не только в исследуемом образце, но и в линиях задержки.

Для измерения температурного коэффициента скорости в твердых образцах малых размеров (пластинках) нами использовались две новые разновидности импульсных фазовых интерферометров с интерференцией в электрических каналах (см. классификацию в работе [1]).

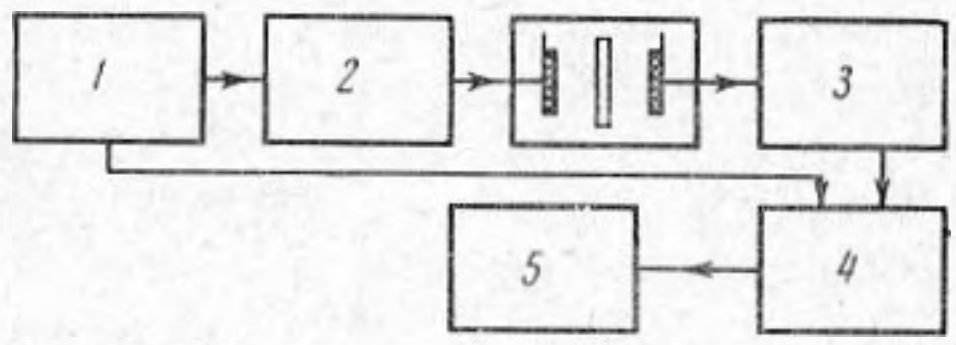
В первом методе (см. блок-схему на фиг. 1) исследуемая пластинка помещается в термостатированную ванну, заполненную контактной жидкостью. В качестве таковой использовалось маловязкое силиконовое масло СКТН, обладающее малым коэффициентом поглощения ультразвука, высокой температурой кипения и сравнительно небольшой линейной зависимостью скорости звука от температуры.

Электронный ключ *2* вырезает из непрерывного синусоидального напряжения, вырабатываемого генератором *1*, прямоугольный импульс, который после усиления поступает на передающий кварц. Ультразвуковой импульс, пройдя через контактную жидкость и исследуемый образец, принимается приемным пьезоэлементом, усиливается приемником *3* и подается на фазосравнивающее устройство *4*. Сюда же поступает опорное синусоидальное напряжение. Результат интерференции наблюдается на экране осциллографа *5*, где устанавливается «нулевая линия», фиксирую-

щая исходную разность фаз между принятым сигналом и опорным напряжением:

$$\omega\left(\frac{l-d}{c_0}-\frac{d}{c}\right)=(2n+1)\pi. \qquad (1)$$

Здесь n — целое число, ω — круговая частота ультразвука ($\omega = 2\pi f$; f — циклическая частота), l — расстояние между кварцами, d — толщина исследуемой пластинки, c — скорость звука в ней и c_0 — скорость звука в жидкости. При повышении температуры фаза принятого сигнала изменяется вследствие изменения скорости звука в пластинке и в жидкости (температурным расширением пластинки в большинстве случаев можно пренебречь). В результате этого линия на экране осциллографа расширяется. Уход фазы (см. формулу (1)) можно скомпенсировать подстройкой частоты генератора. Однако такой способ компенсации вносит грубую ошибку вследствие частотной зависимости фазовой характеристики кварцев и выходных контуров. Более того, так как уход фазы вследствие уменьшения времени распространения звука во всем акустическом тракте довольно велик, систематическая ошибка, возникающая при подстройке частоты, может исказить даже знак температурного коэффициента скорости. Поэтому подстройка фазы производилась нами путем перемещения одного из кварцев с помощью оптического длинномера, допускающего точность отсчета расстояния ± 1 *мк*.



Фиг. 1

Нетрудно показать, что скорость звука в исследуемой пластинке при температуре T_2 определяется по формуле:

$$c_2=\frac{c_{01}}{\frac{l_1}{d}\left(\frac{\Delta c_0}{c_{01}}-\frac{\Delta l}{l_1}\right)+\frac{c_{01}}{c_1}-\frac{\Delta c_0}{c_{01}}}, \qquad (2)$$

где индексы 1 и 2 относятся соответственно к температурам T_1 и T_2, $\Delta l = l_2 - l_1$ — изменение расстояния между кварцами, необходимое для поддержания нулевой интерференции при изменении температуры от T_1 до T_2, $\Delta c = c_2 - c_1$ и $\Delta c_0 = c_{02} - c_{01}$.

Абсолютное значение скорости звука c в пластинке может быть найдено при фиксированном l путем изменения частоты f на величину Δf и отсчета числа n соответственных пульсаций интерференционной картины. Легко показать на основе условия (1), что

$$c=\frac{d}{\frac{n}{\Delta f}-\frac{l-d}{c_0}}. \qquad (3)$$

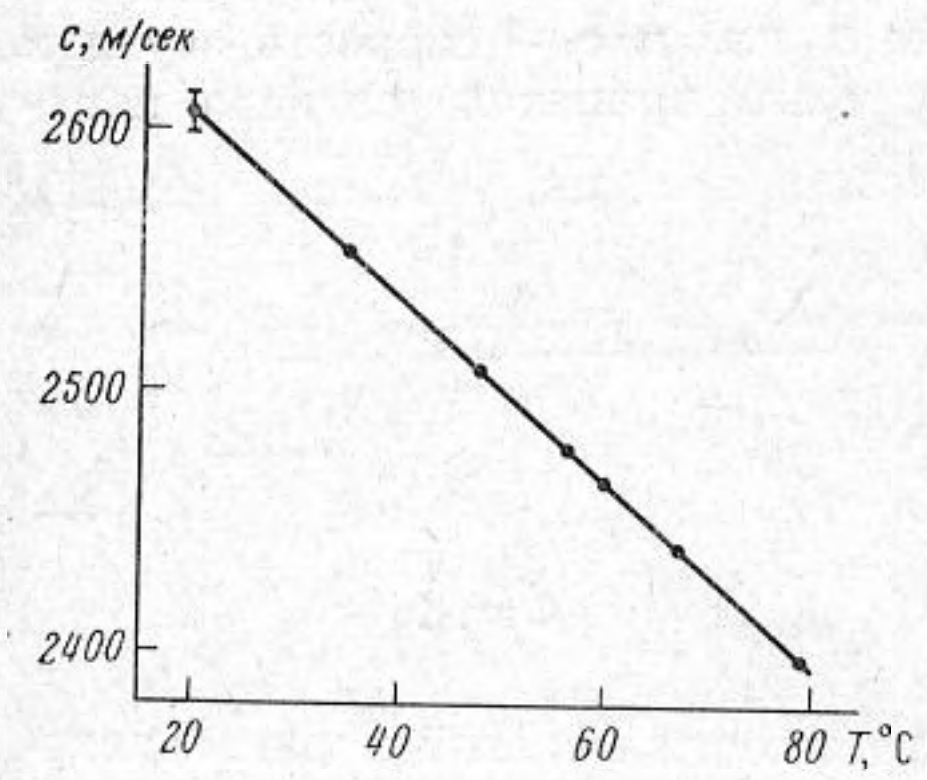
Как уже отмечалось, при этом вносится ошибка, обусловленная неучитываемым сдвигом начальных фаз, поэтому точность абсолютных измерений c таким способом невелика. Однако на погрешность измерений температурного коэффициента скорости она существенного влияния не оказывает. Скорость звука в жидкости с достаточно большой точностью легко определяется путем перемещения одного из кварцев на расстояние Δl и отсчета числа пульсаций m при фиксированной частоте f:

$$c_0=\frac{f\Delta l}{m}; \qquad (4)$$

причем эту операцию можно выполнять в присутствии исследуемой пластинки.

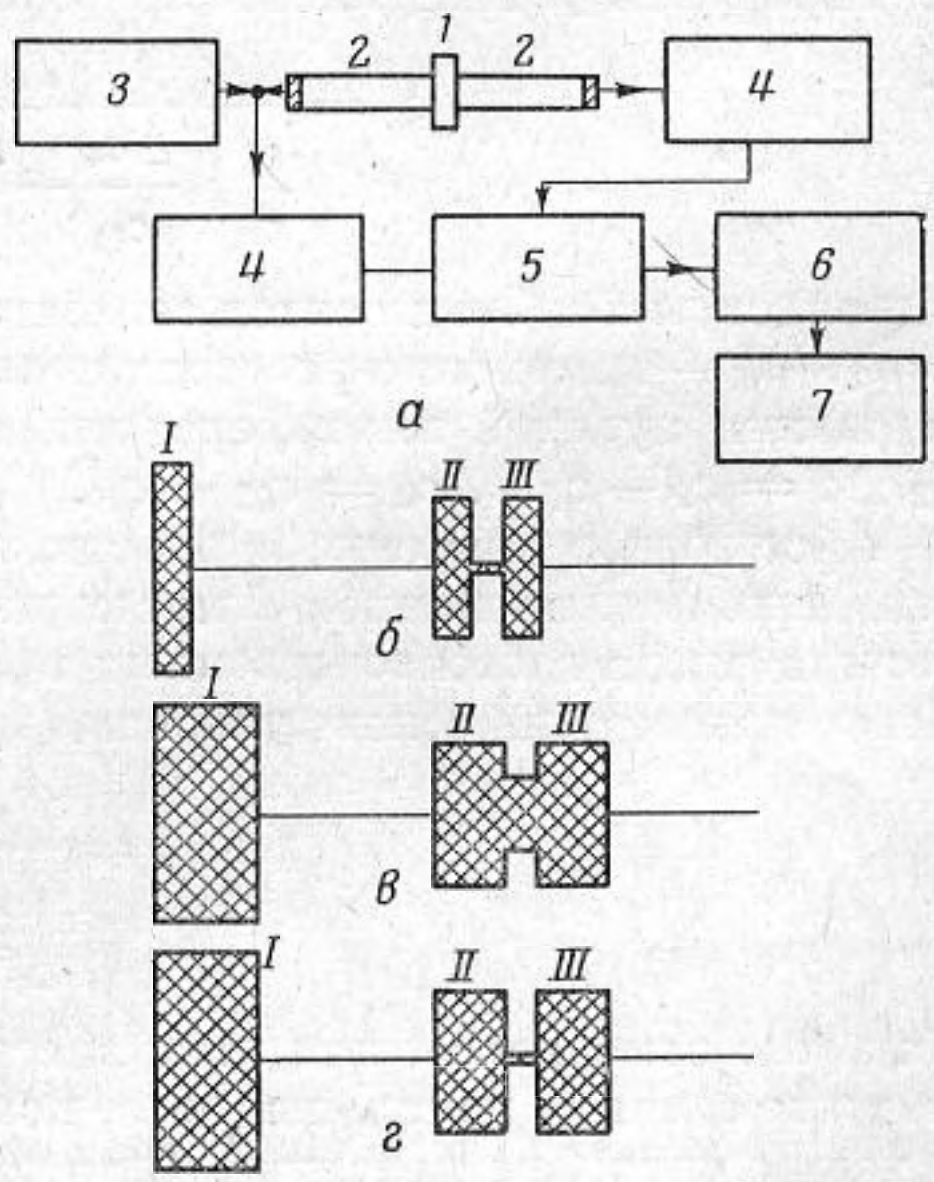
Предварительно производится тщательное измерение температурного коэффициента скорости в жидкости путем подстройки фазы за счет изменения l, полученный результат затем учитывается в формуле (2), с помощью которой находится искомая величина $\Delta c / c_1$.

На фиг. 2 приведены результаты выполненных таким способом измерений температурного коэффициента скорости в полиэтилене низкого давления, обладающем довольно сильной зависимостью скорости звука от температуры. Измерения производились на частоте 5 *Мгц* при толщине образцов 2—3 *см*.



Фиг. 2

Основной недостаток описанного метода, помимо ограниченного диапазона температур, определяемого точкой замерзания и кипения контактной жидкости, состоит в том, что небольшое изменение скорости звука в исследуемом образце «маскируется» более значительным изменением скорости в жидкостной задержке. При малой толщине исследуемой пластинки это дает большую погрешность в определении температурного коэффициента скорости (см. формулу (2)). Поэтому для измерений в тонких образцах в широком диапазоне температур выгоднее использовать твердые задержки из материала с малой температурной зависимостью скорости. Однако подстройку фазы проходящего сигнала, интерферирующего с опорным напряжением, в случае твердых линий задержки с фиксированной длиной можно осуществить лишь путем изменения частоты, что, как уже отмечалось, ведет к систематическим ошибкам, вследствие неучитываемых фазовых сдвигов *. Чтобы избежать этих трудностей, нами был разработан следующий метод с использованием твердых задержек (см. блок-схему на фиг. 3, *а*). Исследуемая пластинка *1* помещается между двумя геометрически и акустически идентичными стержнями *2* из ультрафарфора, к торцам которых приклеиваются кварцевые пластинки. Импульс ультразвука, генерируемый передающим кварцем, который возбуждается генератором прямоугольных радиоимпульсов *3*, частично отражается от передней грани исследуемой пластинки, частично проходит сквозь нее. Оба импульса в промежутке между посылками генератора преобразуются обоими пьезоэлементами в электрические сигналы, которые выравниваются по амплитуде с помощью аттенюаторов *4*, поступают на смеситель *5* и далее на усилитель *6* и наблюдаются на экране осциллографа *7*.



Фиг. 3

---

* Наличие этой систематической ошибки легко выявляется при сопоставлении результатов измерений температурного коэффициента скорости в различных участках частотной характеристики системы.

На фиг. 3, *б* схематически изображена картина, наблюдаемая на экране осциллографа в том случае, когда длительность импульса τ меньше времени прохождения ультразвукового сигнала по исследуемому образцу t_0. На этой фигуре *I* — зондирующий импульс, *II* — импульс, отраженный от образца, и *III* — импульс, прошедший через образец. Импульс *II* проходит путь, равный удвоенной длине стержня $(2l)$, а импульс *III* — путь $2l + \bar{d}$. На фиг. 3, *в* показана картина, наблюдаемая при $\tau > t_0$ в случае произвольной разности фаз между импульсами *II* и *III*. Благодаря различию в акустических длинах путей разность фаз между импульсами *II* и *III* зависит от частоты их заполнения и при некоторой частоте f_1 она будет составлять $(2n+1)\pi$. При этом на экране осциллографа в зоне перекрытия импульсов будет наблюдаться «нулевая линия» (фиг. 3, *г*), соответствующая условию $2df_1 / c = (2n + 1)$, где c — скорость звука в образце. С изменением температуры разность фаз между импульсами изменяется вследствие изменения скорости звука на избыточном пути d, т. е. в исследуемом образце. Подстройка фазы до восстановления «нулевой линии» в данном случае может осуществляться путем изменения частоты, измеряемой с большой точностью. Если собственные частоты кварцевых пластинок совпадают и на входе приемника нет резонансного контура, то фазовые ошибки здесь полностью исключаются, так как добавочный фазовый сдвиг проявляется в обоих импульсах симметрично, и импульсы всегда остаются когерентными. Маскирующее влияние линий задержки в этом методе почти полностью отсутствует. Очевидно, на результаты измерений не сказывается и геометрическая дисперсия в стержнях. Температурный коэффициент скорости определяется по простой формуле:

$$\frac{\Delta c}{c_1} = \frac{\Delta f}{f_1}; \qquad \begin{pmatrix} \Delta c = c_2 - c_1 \\ \Delta f = f_2 - f_1 \end{pmatrix}; \tag{5}$$

здесь также величины с индексом 1 относятся к температуре T_1, а с индексом 2 — к температуре T_2; Δf — подстройка частоты, необходимая для поддержания «нулевой интерференции» в зоне перекрытия импульсов.

Акустическая идентичность линий задержки легко контролируется путем сравнения результатов при изменении функций преобразователей (т. е. при замене передающего пьезоэлемента приемным, и наоборот).

Абсолютное значение скорости звука c в исследуемой пластинке может быть определено в данном случае довольно точно путем отсчета количества пульсаций n в зоне перекрытия при изменении частоты на величину $\Delta f'$. Очевидно

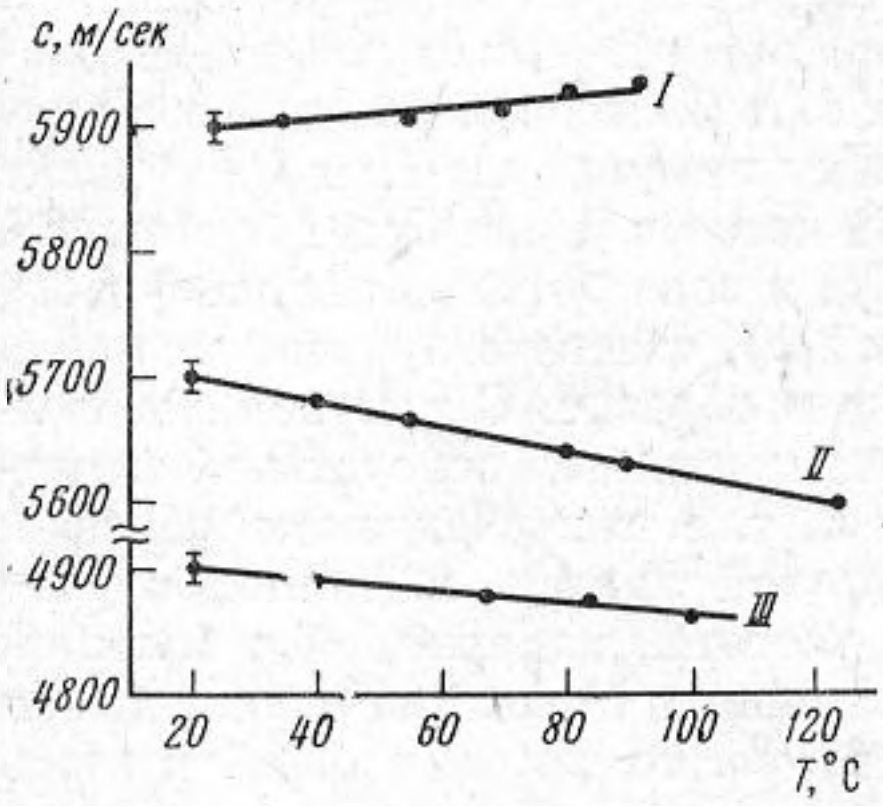
$$c = \frac{\Delta f' d}{n}. \tag{6}$$

При идентичных преобразователях и стержнях погрешность абсолютных измерений c определяется только точностью установления «нулевой линии», что дает разброс результатов $\sim 0{,}3 \pm 0{,}5\%$.

Точность измерения температурного коэффициента скорости этим методом составляет несколько процентов, что соответствует чувствительности метода $\sim 10^{-5}$ *град*$^{-1}$.

Изложенный метод обладает рядом преимуществ перед известным импульсно-балансовым методом [2], который в принципе также можно было бы использовать для измерения температурного коэффициента скорости в пластинках. Поскольку измерения в широком интервале температур являются весьма длительными, то для сохранения «нулевой линии» в методе [2] потребовалась бы весьма высокая стабильность амплитуд интерферирующих импульсов и почти нереальная стабильность электронных задер-

жек между ними. Измерения же абсолютных значений скорости звука (которые в нашем методе осуществляются с неменьшей точностью, но значительно проще) при каждой температуре, естественно, не могут дать высокой точности в определении температурного коэффициента скорости.



Фиг. 4

Кроме того, весьма существенно, что операции в описанном методе производятся с двумя первыми импульсами.

На фиг. 4 приведены результаты некоторых предварительных измерений температурного коэффициента скорости в ограниченном диапазоне температур от комнатных до 120° в аморфных образцах с малым температурным коэффициентом скорости из плавленого кварца *I*, алюминия *II* и прокатанного ниобия *III*. Толщина образца d составляла 1—2 *см*, длина стержней $l = 13$ *см*; измерения производились на продольных волнах с частотой 5 *Мгц*. Результаты измерений в кварцевом стекле и алюминии хорошо согласуются с имеющимися для этих материалов литературными данными [3, 4].

Авторы выражают благодарность П. О. Грибовскому за стимулирование работ по разработке методов измерения малых температурных коэффициентов скорости звука в пластинках и Ю. В. Щеглову за проведение контрольных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Wehr, D. S. Warsaw. Classification and discussion of interference methods for measuring the propagation velocity of ultrasonic wave. 4th Int. Congr. Ac., 1962, Copenhagen.
2. MeSkimin. Measurement of ultrasonic wave velocities and elastic moduli for small solid speciment at high temperature. J. Acoust. Soc. America, 1959, **31**, 3, 283—296.
3. W. P. Mason (ed.). Physical Acoustics, **2B**. New York — London, 1965.
4. K. H. Schramm. Daten zur Schallgeschwindigkeit in reinen metallen. Zs. metallkunde, 1962, **53**, 11, 728—736.

Ленинградский государственный
университет

Поступила в редакцию
1 августа 1967 г.