

Т. С. ВЕЛИЧКИНА и И. Л. ФАБЕЛИНСКИЙ

## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ

(Представлено академиком Г. С. Ландсбергом 16 IX 1950)

В современных научных и технических измерениях ультраакустические методы находят обширное применение. В соответствии с этим хорошо разработаны методы определения акустических параметров вещества, в первую очередь скорости ультразвука, исследованию которой посвящено много работ. Однако все существующие методы (дифракция света на ультразвуковых волнах, интерферометр Пирса, импульсный метод) связаны с необходимостью вести исследования в толстых слоях и применять большие объемы исследуемой жидкости. Эти особенности делают указанные методы непригодными, когда мы имеем в своем распоряжении лишь небольшие количества вещества или когда перед нами стоит задача изучения скорости ультразвука в очень вязких жидкостях. В последнем случае значительное затухание ультраакустических волн заставляет ограничиваться исследованием распространения ультразвука в очень тонких слоях и работой с низкими частотами. Существенным преимуществом исследования в малых объемах является также возможность изучать вещество в широком температурном интервале, ибо широкая вариация температуры и термостатирование больших объемов жидкости связаны со значительными неудобствами.

Именно подобная задача исследования скорости распространения ультразвука в жидкостях при значительном понижении температуры, сопровождающемся большим увеличением вязкости, возникла при наших исследованиях по рассеянию света в вязких средах. Эта задача и была непосредственным поводом к разработке метода, описанию которого посвящена настоящая заметка и который, как нам кажется, может представить общий интерес. Этот метод позволил нам исследовать жидкости с вязкостью до 100 пуаз при работе на частоте  $2,5 \cdot 10^6$  гц. Для более низких частот этот интервал вязкостей может быть значительно расширен. Для обычных маловязких жидкостей этот метод позволяет быстро получать результаты с высокой степенью точности в широком интервале изменения температуры и частоты.

Принцип предлагаемого метода основан на явлении интерференции звуковых волн при прохождении через слоистые среды. Это явление уже использовалось для определения скорости звука в твердых телах <sup>(1)</sup>.

Как известно <sup>(2)</sup>, квадрат коэффициента пропускания плоской волны через слой вещества толщины  $l$  с волновым сопротивлением  $z$  в слу-

чае нормального падения в отсутствие поглощения выражается формулой:

$$|D|^2 = \frac{4}{4 \cos^2 kl + \left( \frac{z}{z_0} + \frac{z_0}{z} \right)^2 \sin^2 kl}.$$

Здесь  $z_0$  — волновое сопротивление окружающей среды. Графически зависимость  $|D|^2$  от  $l$  представлена на рис. 1. Из кривой рис. 1 видно, что коэффициент пропускания обнаруживает максимумы, когда толщина слоя равна целому числу полуволин, т. е. когда  $l = n \frac{\lambda}{2}$ , и

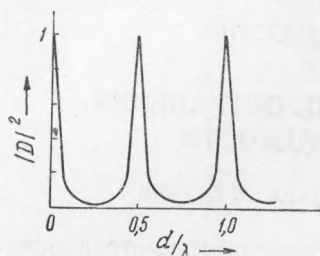


Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания ультразвука от толщины слоя жидкости

проходит через минимумы, когда  $l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$ . При наличии поглощения абсолютная величина  $|D|^2$  в максимуме уменьшается, а в минимуме увеличивается, т. е. кривая сглаживается, но пики остаются вполне различимыми еще для достаточно больших вязкостей.

Из рис. 1 следует, что для определения длины волны ультразвука в веществе необходимо плавно менять либо толщину слоя, либо частоту колебаний и иметь возможность регистрировать максимумы прохождения звука. В осуществленном у нас варианте частота поддерживалась постоянной, а варьировалась толщина слоя жидкости.

Схема установки представлена на рис. 2. Исследуемая жидкость помещается в зазор между двумя стержнями 1 и 2. Применение длинных стержней 1 и 2 (длина 10 см каждого) позволяет значительно варьировать температуру жидкости в сосуде 3, причем температура кварцев 4 и 5 остается комнатной. Кроме того, удаляя с помощью стержней кварц от жидкости, мы добиваемся внутри жидкости более однородного акустического поля; для этой же цели служит полуволновая пластинка 7, отражающая косые ультразвуковые пучки.

Толщина зазора менялась путем плавного перемещения одного из стержней; эти перемещения измерялись с точностью до  $5 \mu$ .

Регистрация максимумов прошедшего звука осуществлялась двумя способами.

В первом способе использовался вариант теневого метода, предложенный С. М. Райским<sup>(3)</sup>. Верхний стержень 1 (см. рис. 2) имел параллельную пластинку. В фокус линзы  $L_1$  помещается источник света. Вместо обычной щели ставится решетка  $P_1$ , которая объективом  $L_2$  отображается в плоскости  $P_2$ . Изображение фотографируется на пластинку, установленную в плоскости  $P_2$ , и полученный негатив вновь помещается в  $P_2$ .

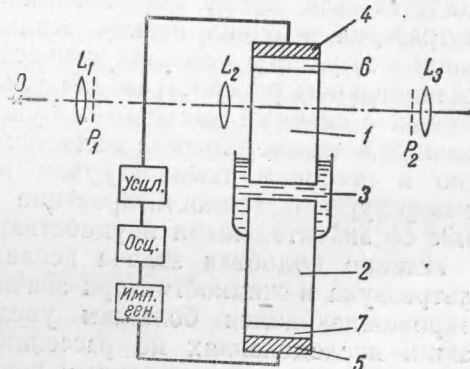


Рис. 2. Схема установки: 1 и 2 — стеклянные стержни, 3 — сосуд с исследуемой жидкостью, 4 и 5 — пьезокварцы, 6 и 7 — полуволновые пластинки,  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  — объективы,  $P_1$  — решетка,  $P_2$  — компенсирующий негатив, O — источник света

Так как негативное изображение учитывает недостатки системы, то за плоскостью  $P_2$  будет темное поле. Когда звук проникает в верхний стержень, за плоскостью  $P_2$  наблюдается резкая вспышка света. Это будет в том случае, когда толщина зазора, заполненного жидкостью,  $l = n \frac{\lambda}{2}$ . Скорость вычисляется по формуле  $v = \frac{2l}{n} \nu$ , где  $\nu$  — частота колебаний, а  $n$  — число полуволн, укладывающихся на толщине  $l$ .

Во втором способе для регистрации прошедшего звука применяли пьезокварц, работающий в импульсной схеме\*. Напряжение от импульсного генератора подавалось на кварц 5, прижатый к нижнему стержню. Импульс, прошедший через всю систему, поступает на второй кварц 4, напряжение с которого через усилитель подается на пластины осциллографа. Когда толщина слоя жидкости  $l = n \frac{\lambda}{2}$ , то на экране осциллографа наблюдаются резкие выбросы.

Для измерений при различных температурах сосуд 3, в который наливается исследуемая жидкость, сделан с двойными стенками и соединен с ультратермостатом, в котором поддерживалась температура с точностью до 0,05°.

В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены результаты измерений скорости звука в пентане в интервале температур от +2 до -120° и в триацетине от +90 до -30°. В последнем случае вязкость менялась от нескольких сотых пуаз до 100 пуаз.

Точность измерения скорости этим методом определяется точностью измерения частоты колебаний и длины волны ультразвука в жидкости. Длина волны ультразвука при 10-кратном отсчете расстояния между максимумами ( $n \sim 10$ ) измерялась с точностью до 0,3%. Применяя более точный метод регистрации перемещения стержня или увеличивая  $n$ , можно без труда повысить точность измерения на порядок. При большой вязкости точность понижается благодаря сглаживанию максимумов кривой 1.

Примененный метод при исследовании тонких слоев жидкости дает значительные преимущества перед интерферометром Пирса благодаря удалению исследуемого слоя от кварца с помощью стержня 1 и вследствие того, что не используется обратная реакция на кварц, могущая нарушить режим колебаний кварца. Использование импульсного метода полностью исключает обратное воздействие на кварц. Полное сопоставление нашего метода с методом Пирса требует более детальной разработки теории нашего метода. Другие методы определения скорости звука (дифракция света, радарный метод) в случае тонких слоев жидкости вообще не могут дать надежных результатов.

Сопоставление результатов измерения скорости звука методом интерферометра Пирса в толстых слоях, где исключены ошибки, свя-

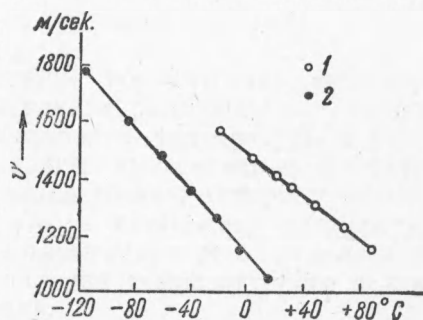


Рис. 3. Зависимость скорости распространения ультразвука от температуры. 1 — в пентане, 2 — в триацетине

\* В качестве генератора импульсов и пьезокварца, регистрирующего приход импульса на осциллографе, мы использовали ультразвуковой дефектоскоп С. Я. Соколова, за предоставление которого выражаем сердечную благодарность прсф. С. Я. Соколову.

занные с неоднородностью колебаний кварца, с результатами, полученными нашим методом в тонких слоях, убеждает в возможности использовать наш метод в тонких слоях жидкости.

Мы сердечно благодарим акад. Г. С. Ландсберга за ценные указания и постоянный интерес к этой работе, а также М. А. Исаковича за обсуждение работы.

Поступило  
31 VII 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> E. Niedemann, Ultraschallforschung, 1939, S. 115. <sup>2</sup> Дж. В. Стрэтт, Теория звука, 2, 1944. <sup>3</sup> С. М. Райский, ЖЭТФ, 20, в. 4 (1950).