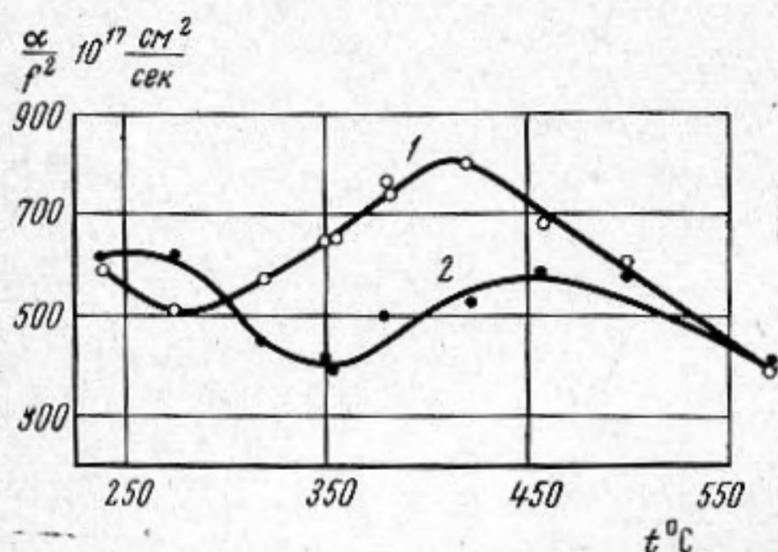


## ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В РАСПЛАВЛЕННОМ СЕЛЕНЕ

М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов, С. Ниязов

При исследовании поглощения ультразвука наибольший интерес представляют измерения в области релаксационных частот. Как правило, в жидкостях проявляется несколько релаксационных механизмов с весьма близкими характерными временами. Это, разумеется, сильно затрудняет интерпретацию полученных данных. Поэтому весьма интересны исследования поглощения звука в жидкостях, состоящих из достаточно простых молекул и одноименных атомов. В них отсутствуют практически все релаксационные механизмы, за исключением структурных. Однако частоты структурной релаксации в большинстве жидкостей находятся в области  $10^9$ — $10^{11}$  гц, достижение которых связано со значительными экспериментальными трудностями. В этом отношении весьма интересны сильно вязкие жидкости, поскольку большая



вязкость связана всегда с большими значениями времен релаксации перестройки структуры, что позволяет проводить измерения на не слишком высоких частотах. Кроме того, выдвинутая в работе [1] гипотеза о микронеоднородном строении вязких жидкостей также нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке, не говоря уже о выяснении соотношений между диффузионными и релаксационными процессами в вязких жидкостях, представляющих принципиальный интерес.

Так как сдвиговая вязкость у жидкостей такого типа сильно зависит от температуры, то измерения поглощения звука в широком интервале температур эквивалентны измерениям на разных частотах при фиксированной температуре. Поэтому для исследования структурного механизма поглощения звука наибольший интерес представляют жидкости,

имеющие область существования в широком интервале температур. С этой точки зрения представляют интерес измерения поглощения звука в расплавленном селене, который состоит из одноименных атомов и имеет интервал температур существования жидкой фазы (до кипения)  $400^\circ$  ( $T_{пл} = 220^\circ$ ,  $T_{кип} = 657^\circ$ ). При этом вязкость, а значит приблизительно и время релаксации, изменяется на 2—3 порядка [2].

Нами были выполнены измерения поглощения звука в жидком селене на установке, описанной в работе [3], на частотах 30 и 60 Мгц при температурах от 250 до  $600^\circ$ . Результаты измерений приведены на фигуре, где кривая 1 соответствует данным на частоте  $f = 30$  Мгц, а 2 — на 60 Мгц. Из приведенных графиков видно, что  $\alpha/f^2$  на обеих частотах имеет отчетливый максимум, причем, как и следовало ожидать, максимум коэффициента поглощения, измеренного на частоте 30 Мгц, смещен в сторону более низких температур по сравнению с таковыми на 60 Мгц. Интересно отметить, что в работе [4], где исследовалась скорость звука в жидком селене, в этой области температур были также отмечены особенности в температурном ходе кривой. Поскольку максимум коэффициента поглощения достигается при температуре, для которой выполняется условие  $\omega \approx 1/\tau$  (где  $\tau$  — характерное время, например, диффузионного процесса [1] либо структурной релаксации [5]), то нетрудно найти, что при  $T = 400^\circ$   $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$  сек, а при  $T = 475^\circ$   $\tau = 2,5 \cdot 10^{-9}$ , что хорошо согласуется с утверждением  $\tau \sim \eta$ . Необходимо подчеркнуть, что в области низких температур, т. е.  $\omega \tau \gg 1$ , величина  $\alpha/f^2$  не остается постоянной, как это следует из релаксационной теории [5], а оказывается зависящей от частоты  $f$ . Однако при этом зависимость  $\alpha \sim \sqrt{f}$  [1] также не выполняется вполне строго, хотя и гораздо лучше, чем  $\alpha \sim f^2$ . Это, вероятно, свидетельствует о том, что распространение звука в расплавленном селене сопровождается и структурной релаксацией. В пользу такого предположения говорят и результаты измерений скорости звука в работе [4], так как отмеченные там особенности в температурной зависимости не описываются дисперсионными соотношениями, полученными в работе [1]. Об этом же, вероятно, свидетельствуют данные о коэффициенте поглощения в селене, полученные при высоких температурах, при которых уже произошло разрушение упорядоченных областей [1].

Из приведенного графика видно, что при температуре  $\sim 550^\circ$  коэффициент поглощения звука оказывается пропорциональным квадрату частоты, однако его абсолютное значение сильно превышает стоксовское. Так, при этой температуре  $\alpha/f^2$  измеренное равно  $400 \cdot 10^{-17}$  сек<sup>2</sup>/см, в то время как рассчитанная по формуле Стокса величина составляет всего  $50 \cdot 10^{-17}$  сек<sup>2</sup>/см (значения для сдвиговой вязкости и плотности взяты из работы [2]). Следовательно, если отнести обнаруженный максимум в коэффициенте поглощения звука к диффузионному механизму, то в области более высоких частот следует ожидать и наличия структурной релаксации.

В заключение отметим, что в области низких температур (250—350°) наблюдаются довольно отчетливые минимумы коэффициента поглощения звука, причем минимум, найденный на 30 Мгц (как и максимум), смещен в сторону более низких температур по сравнению с минимумом, полученным на 60 Мгц. Это, вероятно, связано с тем, что в этой области температур при охлаждении начинается очень быстрое возрастание модулей упругости. Действительно, согласно работе [1],

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{3}{8} \frac{v_{\infty}^2 - v_0^2}{v_0^2 v_{\infty}^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega \tau}}$$

где  $v_{\infty}$  и  $v_0$  — значения скорости звука при стремлении частоты к бесконечности и нулю соответственно.

Поскольку охлаждение не вызывает заметного изменения  $v_0$ , (для нулевых частот условие  $\omega \tau \ll 1$  продолжает выполняться), разность  $v_{\infty}^2 - v_0^2$  в соответствии с результатами измерений в работе [4] увеличивается в этой области низких температур быстрее, чем  $\sqrt{\eta}$  ( $\tau \sim \eta$ ), что и приводит к появлению минимума на температурной зависимости коэффициента поглощения звука. Этим же, понятно, объясняется и смещение низкочастотного (на 30 Мгц) минимума в сторону более низких температур.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович, И. А. Чабан. Распространение волн в сильновязких жидкостях. Ж. эксп. и теор. физ., 1966, 50, 5, 1343—1363.
2. А. И. Блум, А. Р. Регель. Исследование электропроводности и вязкости в расплавах Te — Se. Ж. эксп. и теор. физ., 1953, 23, 6, 964—975.
3. М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов, С. Ниязов. Поглощение звука в некоторых жидких металлах. Акуст. ж., 1968, 14, 1, 57—62.
4. М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов. Скорость звука и сжимаемость в расплавленных сере и селене. Акуст. ж., 1967, 13, 2, 294—296.
5. И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников. Основы молекулярной акустики. М., «Наука» 1964.

Ленинградский государственный  
университет

Поступило в редакцию  
5 сентября 1968 г.

УДК 534.222:532.526.5

#### О СПЕКТРЕ ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОТРЫВНОМ ОБТЕКАНИИ ПРЯМОГО УСТУПА

*Е. М. Грешилов, А. В. Евтушенко*

Отрывное обтекание выступов на стенке сопровождается резким повышением пристеночных пульсаций давления, причем характер этих пульсаций сильно зависит от геометрии срывного течения, определяемой формой препятствия. В работе [1] нами исследовалось пространственное распределение спектральных характеристик пульсаций давления, возникающих при обтекании обратного уступа (выступ с острой задней кромкой).

В настоящей работе мы приводим результаты экспериментального изучения спектральных характеристик пульсаций давления, возникающих при обтекании прямого уступа. Опыты проводились в напорном гидроканале с сечением рабочей части  $20 \times 70$  мм; средняя скорость потока воды  $U_{\text{ср}}$  изменялась от 5 до 10 м/сек. Выступы высотой 2 и 4 мм устанавливались на верхнюю стенку канала на расстоянии 1,5 м от входа в рабочую часть последнего, где имелось полностью установившееся течение. Форма выступов приведена в правом углу фиг. 1. Здесь же изображено взаимное расположение выступа и восьми идентичных приемников, регистрирующих пульсации давления. Приемники диаметром 2,5 мм располагались так, что их центры находились на расстоянии 4 мм друг от друга, а центр первого приемника отстоял на расстоянии 2 мм от передней кромки уступа. Сигнал с приемников анализировался полуктавным фильтром в диапазоне частот от 50 гц до 6 кгц. Аналогичные экспериментальная установка и измерительный тракт использовались в работе [1].

В процессе опытов измерялись сначала спектральные уровни на гладкой поверхности, а затем спектральные уровни перед уступом. Рассмотрим пространственное распределение пульсаций давления перед уступом и сравним характерные спектральные уровни с соответствующими уровнями у гладкой стенки.

На фиг. 1 результаты измерений для выступа высотой  $k = 4$  мм при средней скорости потока  $U_{\text{ср}} = 10$  м/сек представлены в виде превышения спектральных