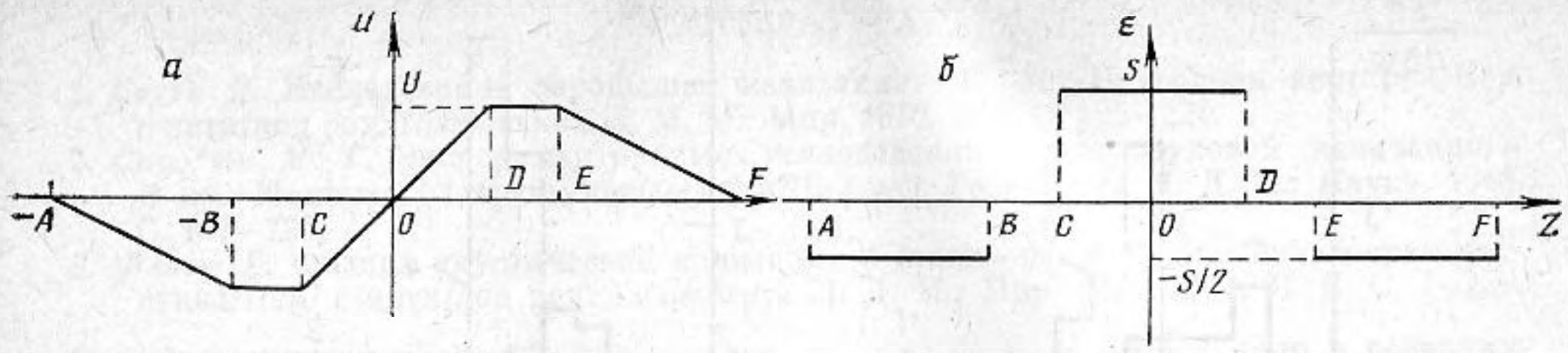


Распределение смещений в световоде: *а* – при импульсном нагреве участка $|z|\leqslant L$, *б* – распределение напряжений в тот же момент времени t. Координаты точек на графиках обозначены: $A=-(3L+tv)$, $B=-(L+tv)$, $C=-L$, $D=L$, $E=L+tv$, $F=3L+tv$, $U=\alpha L\Delta T$, $S=\alpha\Delta T$

удельная теплоемкость и линейный коэффициент теплового расширения в материале волокна, S – площадь поперечного сечения волокна.

Амплитуда u_0 возбуждаемой волны определяется функцией $W(z, t)$, описывающей нестационарное выделение тепла в волокне. Физическая природа источников тепла может быть различной. Рассмотрим два частных случая. При периодическом нагреве ограниченного участка волокна $W(z, t)=0{,}5w_0(1+\cos\omega t)\,\theta(L-|z|)$ ($\theta(x)$ – функция Хэвисайда). В этом случае периодическая составляющая температуры имеет амплитуду $\tilde{T}_0=W_0/2\rho cS\omega$, а величина смещения в стержне дается формулой:

$$u_0=\alpha L\tilde{T}_0\frac{\sin kL}{kL} \tag{3}$$

При импульсном нагреве такого же по длине участка световода температура на всем участке скачком повышается на величину $\Delta T=E_0/(2L\rho cS)$, где E_0 – энергия импульса. При этом формируются две области сжатия (фигура), бегущие от нагретого участка волокна в противоположных направлениях со скоростью v. Деформация $\varepsilon=\partial u/\partial z$ в этих областях равна $-0{,}5\alpha\Delta T$. При энергии импульса $E_0=10^{-3}$ Дж и длине нагреваемой области $2L=0{,}2$ мм в кварцевом световоде диаметром 100 мкм скачок температуры составляет $\Delta T\sim300$ К, а деформация $\varepsilon\sim10^{-4}$, т. е. весьма значительна.

Бесконтактность термооптического возбуждения звука, а также возможность в широких пределах менять параметры источников тепла (например, используя модулированное лазерное излучение, поглощаемое участком световода) могут оказаться полезными при исследовании волоконно-оптических световодов.

Авторы благодарны С. Н. Антонову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Davies D. E. N., Kingsley S. A.* Method of Phase-Modulating Signals in Optical Fibres: Application to Optical Telemetry Systems // Electronics Lett., 1974. V. 10. № 2. P. 21–22.
2. *Howard D., Hall T.* Interaction of High-Frequency Sound with Fibres-Guided Coherent Light // Electronics Lett., 1978. V. 14. № 22. P. 620–621.
3. *Новиков В. П., Новиков М. А.* Оптико-акустическая спектроскопия элементов волоконной и интегральной оптики // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 6. С. 372–376.
4. *Лямшев Л. М.* Оптико-акустические источники звука // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637–667.
5. *Карабутов А. А.* Лазерное возбуждение ПАВ: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 605–620.
6. *Burt J. A., Ebeling K. J., Efthimiades D.* Observation of the Optoacoustic Effect in an Optical Fibre-Optics Communications. 1980. V. 32. № 1. P. 59–62.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

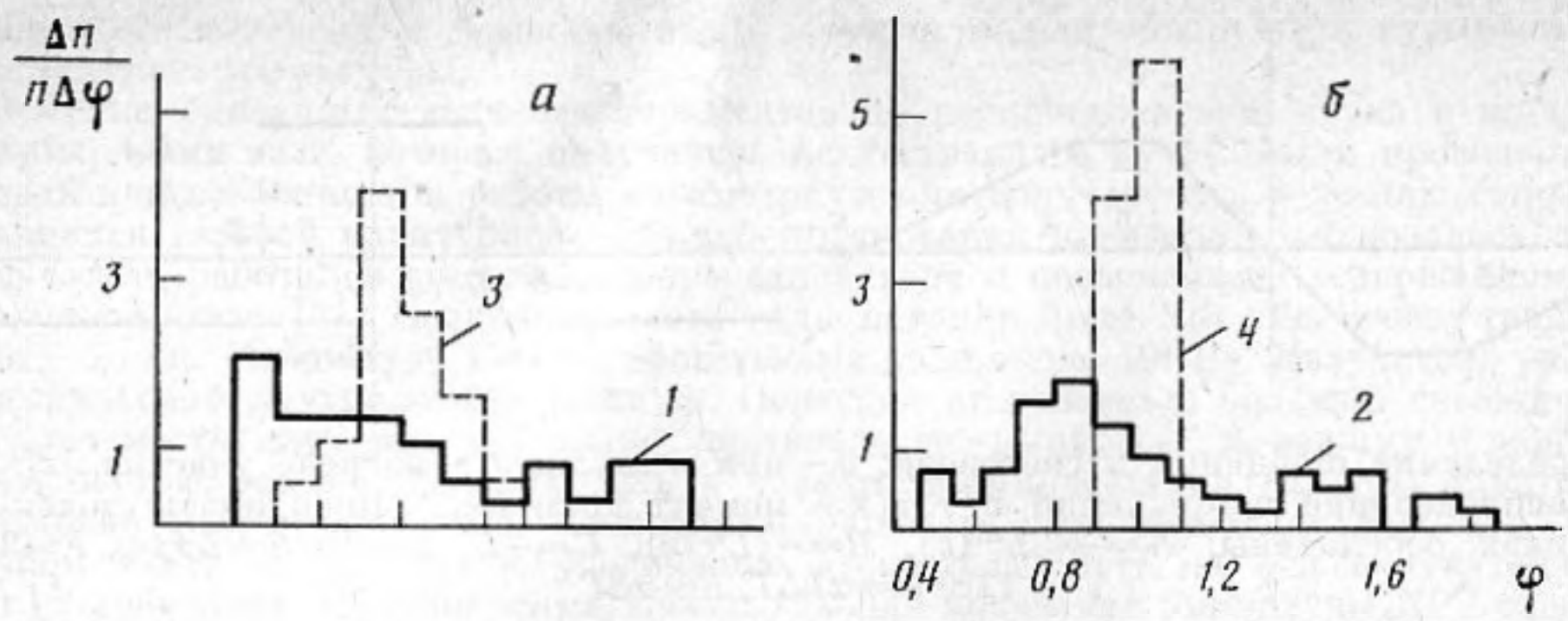
Поступило в редакцию
13.VIII.1986

УДК 532.528

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА КАВИТАЦИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ ВОДЫ

Макаров В. К., Супрун С. Г., Чулкова Н. В.

Согласно работам [1, 2] разброс значений порога акустической кавитации жидкости в малой реакционной камере, последовательно наполняемой из резервуара большого объема, характеризует распределение по прочности [1], или по размерам [2] зародышей кавитации, взвешенных в объеме жидкости, заполняющей большой резервуар.



Гистограммы относительного числа случаев наступления кавитации

Для проверки справедливости такого вывода в экспериментах при измерении порога кавитации была использована методика, аналогичная описанной в работе [1], со следующими усовершенствованиями. Во-первых, термостат с резервуаром большого объема размещался на подъемном устройстве, позволяющем наполнять реакционную камеру способом сообщающихся сосудов, регулируя скорость потока жидкости в соединительной трубке, т. е. число Рейнольдса Re. Во-вторых, использование фокусированного поля и относительно низкой частоты звука (15 кГц) позволило дифференцировать различные визуальные характеристики кавитации при выборе критерия ее наступления.

Камера представляла собой звукопрозрачный стакан объемом 120 см^3, помещенный внутрь цилиндрического магнитострикционного преобразователя. Чтобы предотвратить возникновение кавитации на стенке преобразователя, промежуток между излучающей поверхностью и реакционной камерой заполнялся дегазированной дистиллированной водой. Напряжение на преобразователе повышалось ступеньками до момента появления кавитации. В экспериментах использовалась отстоявшаяся дистиллированная вода, каждая серия включала 40...50 наблюдений. Полученные гистограммы представлены на фигуре, где по оси ординат отложено относительное число случаев появления кавитации в интервале (φ, $\varphi+\Delta\varphi$), рассчитанное на единичный интервал изменения величины $\varphi=u/u_{ср}$ (u – пороговое напряжение на преобразователе, $u_{ср}$ – его среднее значение для данной серии измерений).

На фигуре 1, *а* показан разброс данных наблюдений при $Re\simeq2\cdot10^3$, когда в качестве критерия использовалось появление любого из ряда визуальных признаков кавитации: устойчивых или неустойчивых полостей, прифокальных скоплений пузырьков и др. Полученные данные близки к результатам работы [1] – 2, *б*. Однако если при тех же условиях в качестве критерия наступления кавитации выбрать появление только неустойчивых схлопывающихся полостей, сопровождающееся характерными щелчками, то разброс экспериментальных данных заметно снижается – 3, *а*. Наконец, использование такого уточненного критерия при меньших числах Рейнольдса (140...170) снижает отклонение экспериментальных данных от среднего значения до 10% – 4, *б*.

Для определения степени влияния гидродинамического возмущения жидкости при ее переливке на пороговое значение амплитуды P акустического давления, измеренного гидрофоном в фокальной зоне, был проведен следующий эксперимент. Реакционная камера заполнялась дегазированной дистиллированной водой. Кавитацию в ней возбудить не удалось, так как первым начинал кавитировать промежуток между излучающей поверхностью и стенкой камеры ($P>5{,}6\cdot10^5$ Па). Насыщение этой воды в статических условиях непосредственно в камере до равновесного газосодержания привело к пороговому значению $P=2{,}7\cdot10^5$ Па, которому в соответствии с работой [2] отвечает зародыш в виде газового пузырька радиуса $R\simeq0{,}3$ мкм. Столь мелкие пузырьки не всплывают [3] и могут присутствовать в свободном объеме жидкости. Переливка такой же, но предварительно насыщенной воздухом до равновесного газосодержания, воды в реакционную камеру при $Re\simeq900$, вызывает уменьшение порогового давления до $P\simeq10^5$ Па, которому с учетом экспериментального разброса отвечает область размеров пузырьков от 1 до 10 мкм. Такие пузырьки должны всплывать. Однако отсутствие зависимости порога от промежутка времени между моментом переливки и началом измерений (от 40 с до 7 суток) свидетельствует об их стабилизации у твердой поверхности.

Таким образом, анализ методики, предложенной в работе [1], выполненный на основе описанных экспериментов, приводит к следующим основным выводам: гидродинамическое возмущение отстоявшейся жидкости при наполнении реакционной камеры приводит к образованию относительно крупных пузырьков, стабилизирующихся у твердой поверхности; в результате величина порога кавитации резко падает, а статистика его значений существенно определяется интенсивностью упомянутого гидродинамического возмущения; методика, описанная в работе [1], не позволяет судить о кавитационных зародышах, взвешенных в исходном невозмущенном объеме жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сетте Д.* Исследование зародышей кавитации.— В кн.: Подводная акустика/Пер. с англ/под ред. Бреховских Л. М. М.: Мир, 1970. Т. 2. С. 195—221.
2. *Сиротюк М. Г.* Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации.— В кн.: Мощные ультразвуковые поля/Под ред. Розенберга Л. Д. М.: Наука. 1968. С. 167—220.
3. *Флинн Г.* Физика акустической кавитации в жидкостях.— В кн.: Физическая акустика/Пер. с англ/под ред. Розенберга Л. Д. М.: Мир. 1967. Т. 1. Ч. Б. С. 7—138.

Одесский политехнический институт

Поступило в редакцию 6.I.1987

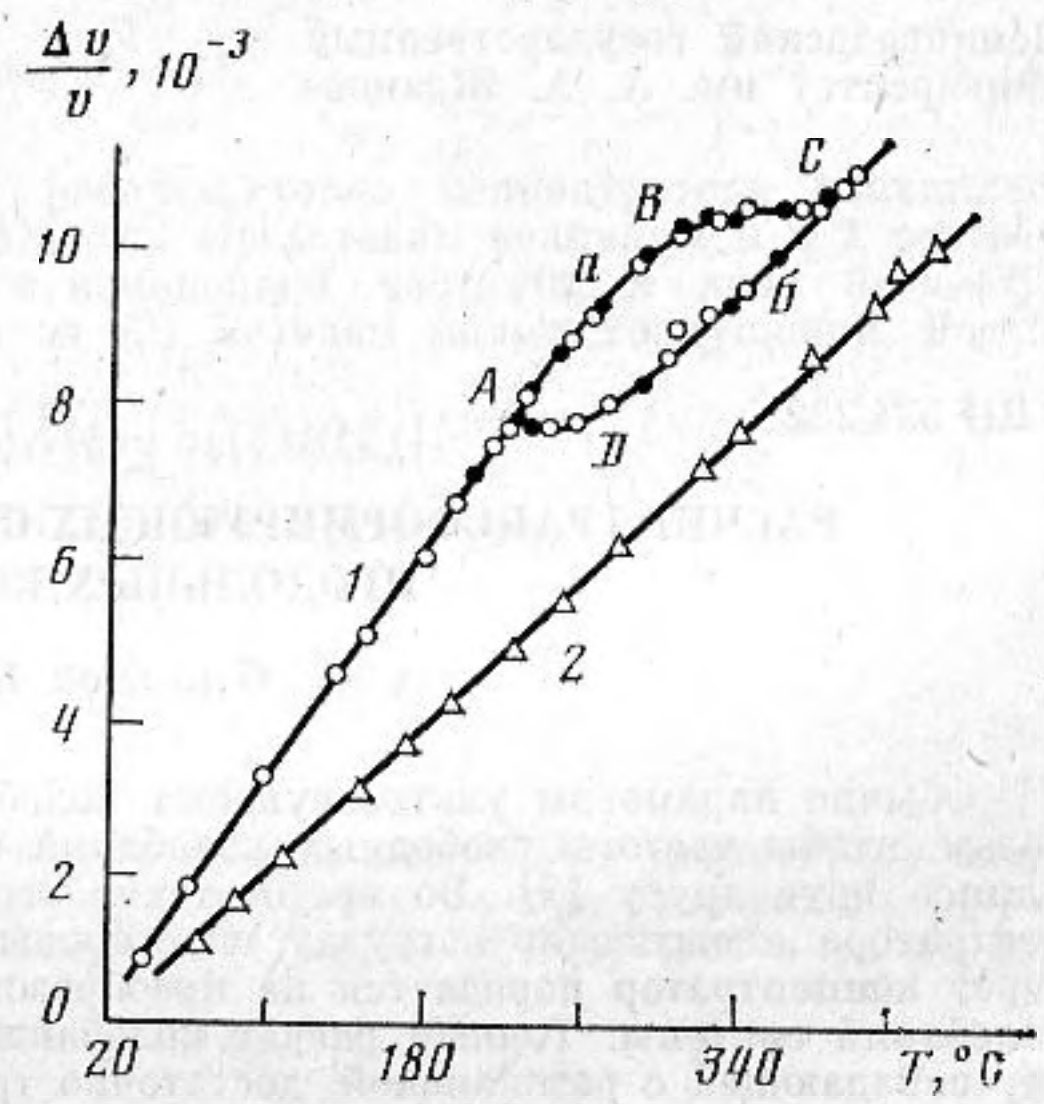
УДК 534.2:532;534.2:533;534.2:539.2

АНОМАЛИИ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В ГАЛОИДОМЕДНЫХ ФОТОХРОМНЫХ СТЕКЛАХ

Недбай А. И., Ходжахонов И. Т., Чарная Е. В.

Гетерогенные фотохромные стекла (ФХС) широко используются в современном приборостроении и офтальмологии [1]. Фотохромные свойства таких стекол обусловлены наличием микрокристаллических включений в стеклянной матрице, возникающих под действием специальной термообработки [2]. Галоидомедные ФХС представляют собой матрицу на основе боросиликатного стекла с микрокристаллами CuCl, имеющими в зависимости от режима термообработки размеры от десятков до сотен и более ангстрем [2]. В высокотемпературной области около 200÷300° С происходят процессы плавления и рекристаллизации микрокристаллов CuCl, исследуемые оптическими и рентгеновскими методами. Размерные эффекты приводят к различию температур плавления и рекристаллизации, что проявляется в гистерезисе рассеяний света и рентгена под малыми углами при повышении и понижении температуры [2].

Ценные сведения о фазовых превращениях в ФХС могут дать измерения акустических параметров и в особенности скорости ультразвука, которая, как известно, является весьма чувствительной к различного рода структурным изменениям. Однако до настоящего времени таких исследований гетерогенных ФХС не проводилось, несмотря на то, что они должны быть не только информативными в плане



Зависимость относительного изменения скорости ультразвука $\Delta v/v$ от температуры Т в ФХС (*1*), *а* — измерения при первом и *б* — при втором прохождении области гистерезиса по температуре и в стекле ТК-23 (*2*)

изучения физических процессов, происходящих в ФХС, но и могут привести к разработке сравнительно простых способов контроля ФХС.

В настоящей работе представлены данные о впервые обнаруженном явлении гистерезиса скорости ультразвука при фазовых превращениях в галоидомедных ФХС.

Образцы представляли собой параллелепипеды 15×10×7 мм³, вырезанные из одного блока заготовки ФХС и подвергнутые термообработке различной длительности при температурах 590 и 580° С. Измерения проводились импульсно-фазовым методом [3] с использованием кварцевых линий задержки и сплава Ga—Sn в качестве акустического контакта. Точность обработки поверхности на параллельность составляла не менее 1 мкм. Продольные ультразвуковые колебания возбуждались на частоте от 10 до 20 МГц с помощью преобразователей из ниобата лития. Погреш-