от 0 до 90°, единичный потенциал показан на графиках пунктирной дугой, $|\Phi_S|$ по методу функций Грина показан кривой *1*, по вариационному методу – кривой *2*.

Близкие результаты дают оба метода и при вычислении сечения обратного рассеяния σ_0 при $\alpha=90°$ (фиг. 3). Кривая *1* этой фигуры относится к однородной мягкой сфере, *2* – к однородной жесткой сфере, *3* – к методу функций Грина, *4* – к вариационному методу.

Анализ представленных результатов указывает на компенсацию рассеянного поля в направлении на источник, что раньше отмечалось у сфероидов со смешанными условиями [6, 7]. С другой стороны, метод функций Грина дает значения σ_0, близкие к вариационному методу, начиная с $kR\simeq3{,}0$ и выше.

В заключение следует сказать, что вариационный метод является принципиально точным [2], т. е. с ростом числа неизвестных коэффициентов решение сходится к точному решению задачи дифракции.

Авторы выражают благодарность Э. П. Бабайлову за помощь в составлении алгоритмов расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зоммерфельд А.* Дифференциальные уравнения в частных производных физики. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
2. *Карновский М. И., Лозовик В. Г.* Акустическое поле бесконечного кругового цилиндрического излучателя при смешанных граничных условиях на его поверхности.– Акуст. ж., 1964, т. 10, № 3, с. 313–317.
3. *Карновский М. И., Лозовик В. Г.* Акустическое поле внешности сферы при смешанных граничных условиях.– Акуст. ж., 1965, т. 11, № 2, с. 176–180.
4. *Андебура В. А.* Акустическое поле сфероидального излучателя при смешанных граничных условиях.– Акуст. ж., 1969, т. 15, № 3, с. 441–444.
5. *Бабайлов Э. П., Брайнина Л. С., Рузанова Н. С.* Численное исследование дифракции плоской скалярной волны на сфере со смешанными граничными условиями.– Уч. зап. ПГУ, 1975, т. 21, вып. 1, с. 156–164.
6. *Клещев А. А.* Дифракция звука на телах со смешанными граничными условиями.– Акуст. ж., 1974, т. 20, № 4, с. 632–634.
7. *Клещев А. А.* О пассивной компенсации рассеянного звукового поля.– Акуст. ж., 1980, т. 26, № 5, с. 726–731.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступила в редакцию
20.V.1980
после исправления
7.IX.1981

УДК 534.6:536.423.1

О ВОЗМОЖНОСТЯХ СПОСОБА АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КИПЕНИЯ

Крячко В. М., Русаков В. П.

Изучение акустических свойств кипящих жидкостей представляет помимо научного определенный практический интерес. Например, при эксплуатации атомных электростанций приходится решать проблему диагностики состояния (температуры) используемого жидкого теплоносителя. При этом бесконтактные акустические способы имеют некоторые преимущества перед другими способами диагностики.

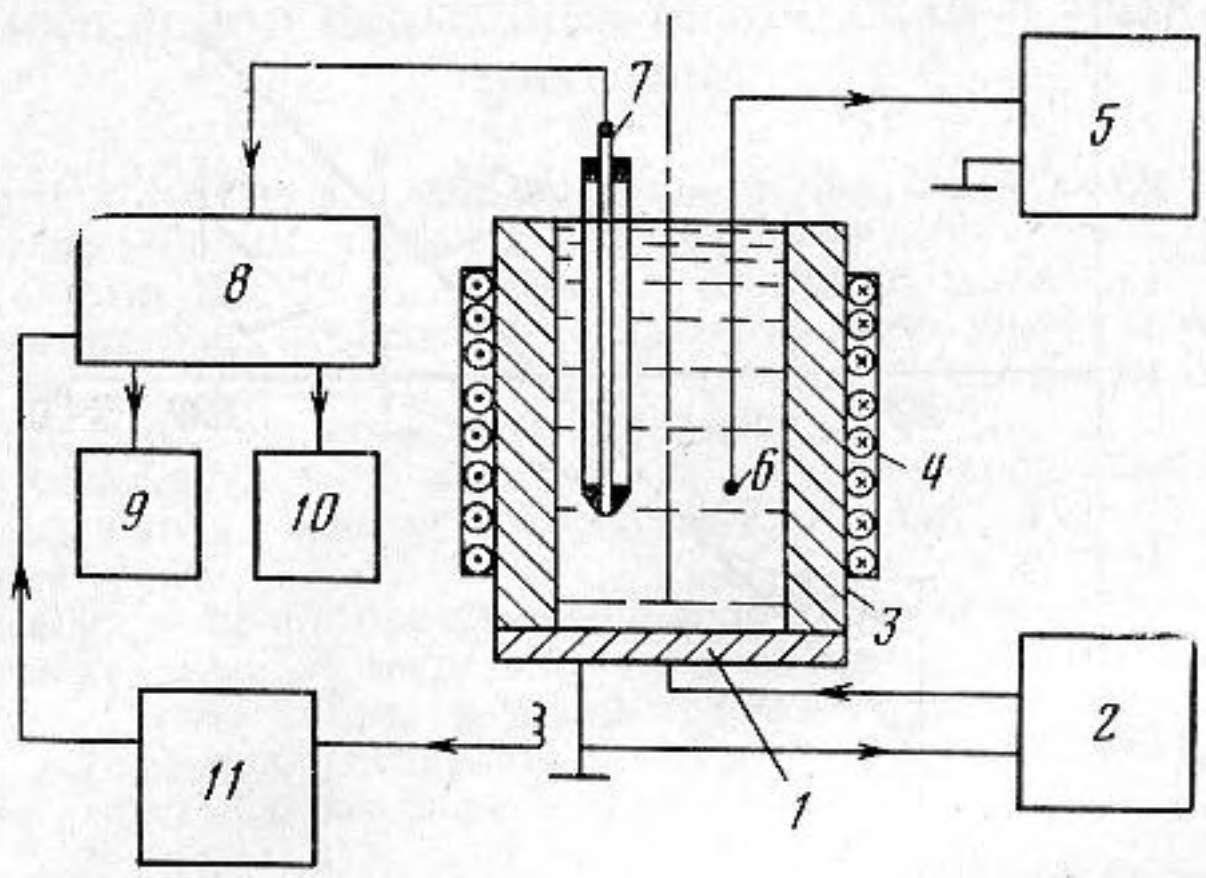
Вопросам кипения посвящен целый ряд работ. Отметим, например, [1–3]. В одних рассмотрена физика явления, в других выявляются свойства кипящей жидкости с учетом поведения отдельного парогазового пузырька. Акустические свойства объемов, занятых кипящей жидкостью, можно исследовать методом пассивной локации [4]. Однако метод активной локации позволяет получить более обширную информацию о исследуемой среде в большом диапазоне температур. Он и был использован в данной работе. В качестве модельной жидкости выбрана вода, водопроводная и дистиллированная.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Акустическая волна, создаваемая импульсным электродинамическим излучателем (*1*) с блоком питания (*2*), распространялась в ударной трубе (*3*). Труба изготовлена из латуни и заполнена водой. На боковых стенках трубы расположена обмотка нагревателя (*4*). Изменение и стабилизация температуры воды осуществлялись электронным блоком термостабилизации (*5*) с термосопротивлением (*6*) в качестве управляющего элемента. Температура контролировалась термометром с точностью 0,1°.

Акустический импульс принимался волноводным датчиком (*7*), состоящим из длинного латунного стержня диаметром 5 мм, к верхнему концу которого приклеена таблетка из пьезокерамики диаметром 5 и толщиной 3 мм. Боковая поверхность нижнего конца стержня, опускаемого в воду, окружена слоем воздуха с помощью тонкой металлической трубки, так что с водой контактирует только торец стержня.

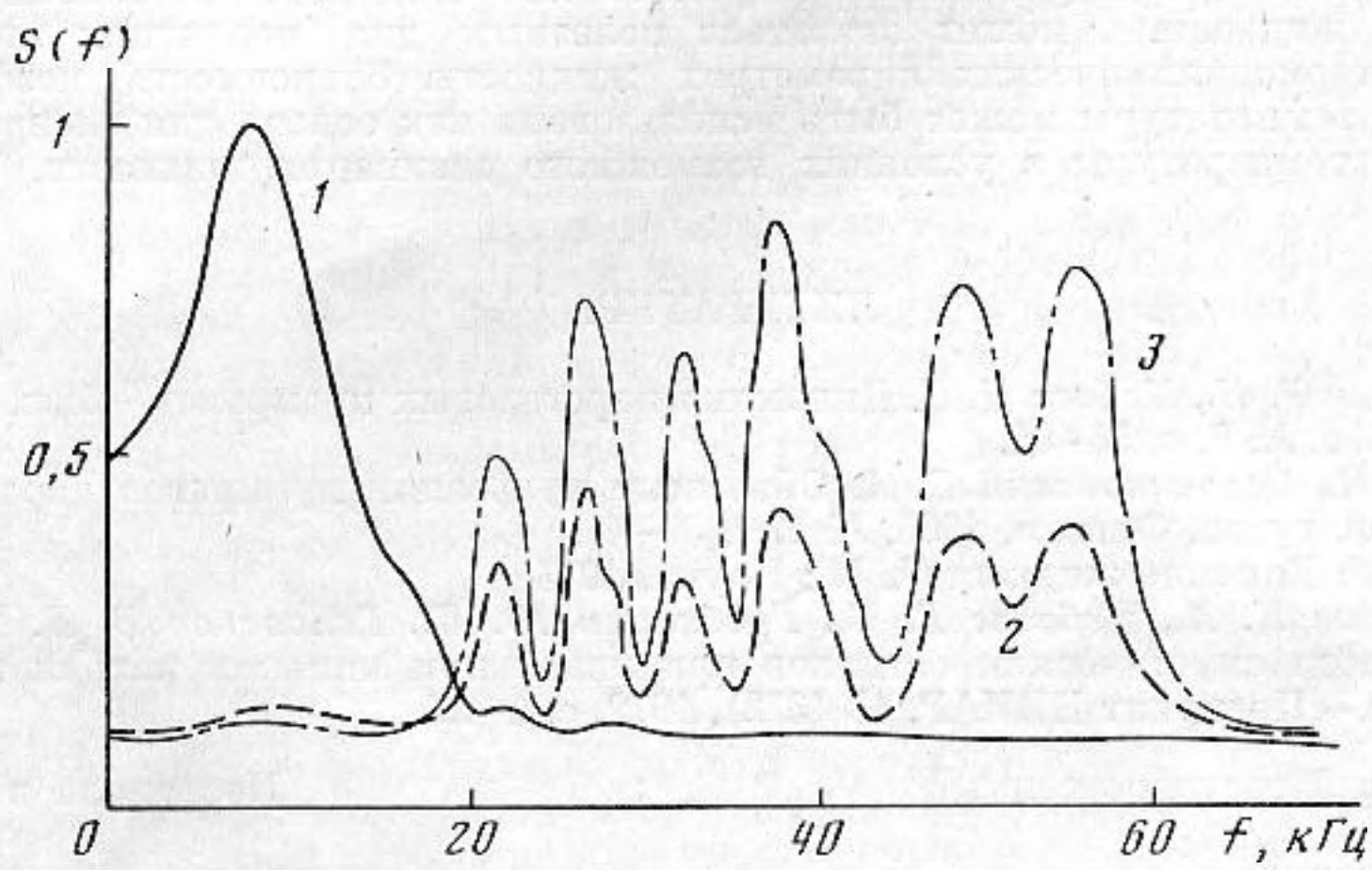
Электрическое напряжение с датчика поступало на блок обработки (*8*), состоящий из согласующего входного эмиттерного повторителя с входным сопротивлением не менее 100 МОм, предварительного усилителя и временного селектора. Временной селектор позволял анализировать только прямую волну, распространяющуюся от излучателя к датчику. С блока обработки напряжение поступало на анализатор спектра С4-12 (*9*) и осциллограф С1-17 (*10*). Синхронизация всех узлов осуществлялась блоком (*11*). Осциллограммы импульсов давления и их спектры фотографировались.

Огибающая исходного зондирующего импульса представляла собой синусоиды длиною в один период, несколько искаженной высокочастотными осцилляциями.



Фиг. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Длительность импульса 50–110 мкс, пиковое давление – сотые доли атмосферы. При прохождении импульсом расстояния 14 см от излучателя до приемника его огибающая в зависимости от температуры изменялась следующим образом. В диапазоне температур 20–50° С искажения незначительны. При температурах 50–80° С роль пульсаций отдельных парогазовых пузырьков становится существенной – на осцил-



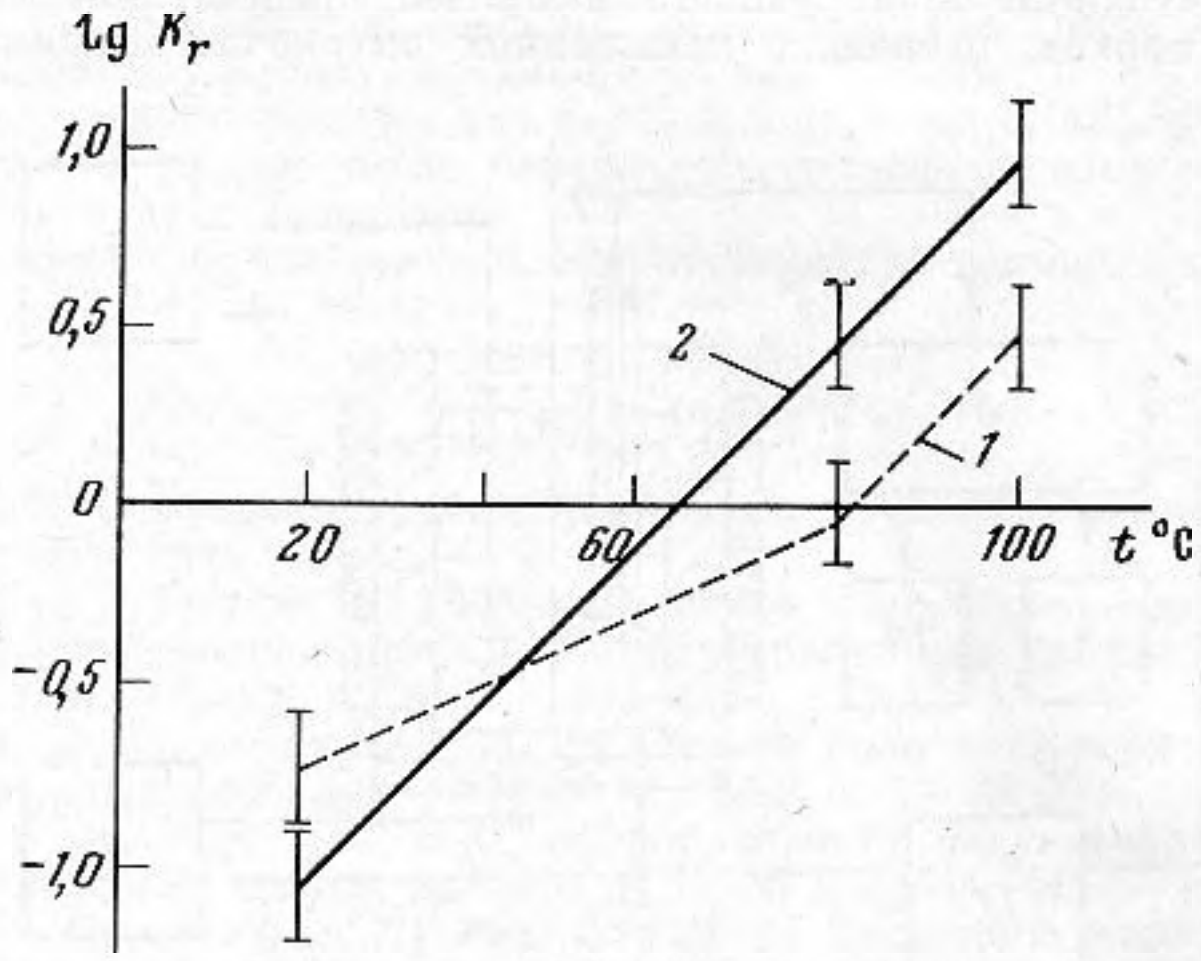
Фиг. 2. Вид огибающей спектра зондирующего импульса для разных температур: *1* – 20° С, *2* – 80, *3* – 100° С. Дистиллированная вода

лограммах видны цуги колебаний, разделенные временными промежутками. При бóльших температурах, особенно при развитом кипении, низкочастотный зондирующий импульс практически исчезает, но сильно возрастает интенсивность высокочастотных колебаний.

Качественно развитие кипения в дистиллированной и водопроводной воде протекает одинаково. Однако количественно, по температуре, результаты, полученные в водопроводной воде, из-за неодинаковости свойств образцов воды сильно разнятся. Наилучшая повторяемость результатов достигается в дистиллированной воде при смене образцов после каждого кипячения. Приведенные далее результаты относятся к дистиллированной воде.

Описанные выше изменения формы огибающей принимаемого сигнала находят отражение в изменении его спектра (фиг. 2). Постепенно с ростом температуры максимум спектральной плотности в области низких частот пропадает, но форми-

руются отдельные максимумы в области высоких частот. Графическим способом по спектрограммам для разных температур вычислен коэффициент гармоник на основе формулы: $K_г = \int_{f_2}^{f_3} S(f)\,df \Big/ \int_{f_0}^{f_1} S(f)\,df$. Использованы граничные частоты: $f=0$, $f_1=f_2=20$ и $f_3=40$ кГц. Анализ полученных результатов, которые представлены на фиг. 3,



Фиг. 3. Зависимость коэффициента гармоник от температуры для двух длительностей зондирующего импульса: *1* – 50 мкс, *2* – 100 мкс. Дистиллированная вода

показывает, что между коэффициентом гармоник и температурой существует определенная связь.

Таким образом, метод активного акустического зондирования объема, занятого закипающей жидкостью, может оказаться полезным для получения информации о текущих термодинамических параметрах жидкости. Зависимость коэффициента гармоник от температуры может быть использована как основа для экспресс-метода определения температуры в условиях возможного закипания жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С.* Динамика парогазовых пузырьков.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 6, с. 56–61.
2. *Несис Е. И., Озерецковский Г. А.* Объемные пульсации пузырьков пара в жидкости.– Изв. вузов. Физика, 1965, № 1, с. 39–41.
3. *Несис Е. И.* Кипение жидкостей. М.: Наука, 1973.
4. *Александров К. А., Кебадзе Б. В., Гребенкин Ю. П., Голованов В. В.* Некоторые особенности акустических сигналов при локальном кипении натрия в быстром реакторе.– Препринт НИИАР, 13 (372), 1979, с. 1–27.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступила в редакцию 17.XI.1980