

Академия наук СССР
Акустический журнал
Том VI 1960 Вып. 3

Е. В. Романенко

ИСКАЖЕНИЕ ФОРМЫ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ
ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

ИСКАЖЕНИЕ ФОРМЫ ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

E. B. Романенко

Экспериментально исследовано искажение формы волны конечной амплитуды при распространении в растворе $MnSO_4$. Концентрация изменялась от 0 до 1,0 моль/л. Рабочий диапазон частот 1,08—3,4 мгц. Амплитуда давления в волне у поверхности излучателя около 10 ат. Спектральный состав искаженной волны и фазовые соотношения между гармоническими составляющими меняются в зависимости от расстояния до излучателя. Фазовый сдвиг между 1-й и 2-й гармониками практически не зависит от амплитуды волны (пока амплитуда остается конечной) и ровно вдвое меньше, чем он был бы в случае независимого распространения двух волн малой амплитуды с частотами, равными частотам 1-й и 2-й гармоник искаженной волны.

Распространение волн конечной амплитуды в воде, как известно [1] 2, 3], сопровождается искажением формы, ведущим к образованию пилообразной волны и росту коэффициента поглощения на 1—2 порядка по сравнению с коэффициентом поглощения волн бесконечно малой амплитуды. Ввиду отсутствия ощутимой дисперсии в воде, образовавшаяся пилообразная волна распространяется далее практически без изменения фазовых соотношений между гармониками. Спектральный состав пилообразной волны оказывается при этом очень близким к спектральному составу идеальной пилы. Этот факт, в частности, позволил использовать акустическую пилообразную волну для абсолютной и относительной калибровки приемников ультразвука [4].

При наличии же дисперсии скорости звука, как это имеет место в релаксирующих средах, фазовые соотношения между гармониками в искаженной волне конечной амплитуды не остаются неизменными при распространении. Спектральный состав волны также заметно меняется на сравнительно небольших расстояниях от излучателя. Изучение особенностей, имеющих место при распространении волн конечной амплитуды в релаксирующих средах, представляет известный интерес. Например, исследование фазовых соотношений между гармониками в искаженной волне конечной амплитуды при распространении в релаксирующей среде позволит сделать некоторые выводы о величине дисперсии и частоте релаксации вещества, в котором распространяются волны.

В работе [5] приведены результаты исследования распространения волн конечной амплитуды в уксусной кислоте. Обнаружено появление в волне 2-й гармоники, а также сдвиг фазы между 2-й и 1-й гармониками, зависящий от расстояния. Но так как в уксусной кислоте поглощение звука очень велико, нелинейные эффекты не проявились в достаточной степени.

В настоящей работе делается попытка экспериментального исследования искажения формы волны при распространении волн конечной амплитуды от плоского и сферического излучателей в водном растворе соли $MnSO_4$. Два типа излучателей были использованы для того, чтобы выяснить, как влияет характер расхождения волны на амплитудные и фазовые соотношения гармоник в искаженной волне в зависимости от расстояния до излучателя. Прежде всего, на малых амплитудах (интенсивность

излучения около $0,001 \text{ вт/см}^2$) в импульсном режиме исследовалось поглощение звука в зависимости от частоты при концентрации $0,2 \text{ моль/л}$ с целью определить величину дисперсии и частоту релаксации в данном растворе. На фиг. 1 представлены результаты измерений. Максимум поглощения оказывается между 3 и 4 мгц . Эти и дальнейшие измерения проводились при температуре 19° . Величина дисперсии, вычисленная по максимуму поглощения звука, оказалась равной $0,092\%$. Полученные результаты вполне удовлетворительно согласуются с данными работы [6]. Как видно из графика, поглощение звуковых волн в растворе соли MnSO_4 при концентрациях около $0,2 \text{ моль/л}$ на $1-2$ порядка меньше, чем в уксусной кислоте.

Сравнительно небольшое поглощение в рас-

творе соли MnSO_4 позволяет нелинейным эффектам проявиться настолько отчетливо, что при частоте $1,7 \text{ мгц}$ и интенсивности излучения около 30 вт/см^2 у поверхности плоского излучателя 2-я гармоника в искаженной волне достигает 44% . (В этом случае число Рейнольдса $Re = P/b\omega$ около 1 . Здесь P — амплитуда давления в волне, ω — круговая частота, b — эффективная вязкость, определенная из формулы для коэффициента поглощения малоамплитудных волн.) Этот факт, а также использование для измерений сдвига фазы между гармониками и спектрального состава волны миниатюрных приемников ультразвука [4] позволили повысить точность измерений. По нашей оценке точность измерений составляла около $10-15\%$.



Фиг. 1

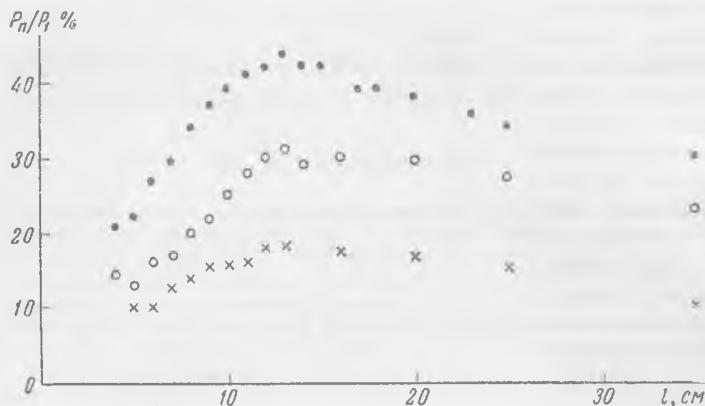


Фиг. 2

Блок-схема установки, использованной при измерении спектрального состава волны и фазовых соотношений между гармониками, представлена на фиг. 2. Напряжение рабочей частоты подается от генератора 1 на модулятор-усилитель 2, преобразующий непрерывный сигнал в импульсный. Длительность импульсов составляет $10-500 \text{ мксек}$, частота повторения $5-50 \text{ гц}$. Модулятор-усилитель имеет настраиваемый выход, позволяющий плавно перекрывать диапазон частот от 400 кгц до 4 мгц . Усиленное импульсное напряжение поступает на излучатель 3 из керамики титаната бария, работающий в режиме одностороннего излучения. Звуковые волны конечной амплитуды распространяются в растворе соли MnSO_4 , заполняющем ванну 4, размером $200 \times 50 \times 50 \text{ см}$. Звукоприемник 5 преобразует звуковые колебания в электрические, которые поступают на вход согласующего катодного повторителя 6. После катодного повторителя сигнал поступает на вход двухканального гармонического анализатора прямого усиления 7, который позволяет из сигнала сложной формы выделять гармонические составляющие в диапазоне частот от 400 кгц до 10 мгц . Выделенные гармонические составляющие усиливаются при

помощи усилителей 8 и 9 и через второй согласующий катодный повторитель 10 поступают на вход осциллографа 11 типа ИО-4.

Для измерения спектрального состава волны сложной формы используется только один канал анализатора и, соответственно, один усилитель. Для измерения фазовых сдвигов между гармониками волны используются оба канала анализатора. Исследование фазовых соотношений между гар-



Фиг. 3

моническими составляющими волны проводилось главным образом при концентрации раствора около 0,2 моль/л, так как при больших концентрациях сильно сказывалось поглощение.

Спектральный состав волны конечной амплитуды и фазовые сдвиги между гармониками измерялись при помощи калиброванного миниатюрного пьезоэлектрического приемника ультразвука с размером чувствительного элемента около 1 мм. Использование миниатюрного приемника имеет ряд преимуществ перед использованием приемных пластинок, которые, как правило, имеют размеры, много большие длины волны и сравнимые с диаметром звукового луча. Поэтому пластины усредняют неоднородности поля и не дают отчетливого количественного представления об истинной форме волны в определенной точке поля. Напротив, миниатюрный приемник позволяет анализировать форму волны в любой выбранной точке поля. Это особенно важно при фазовых измерениях. Юстировка приемника в поле волны излучателя также осуществляется проще в случае применения миниатюрного приемника.

На фиг. 3 показано процентное содержание 2-й (точки), 3-й (кружки) и 4-й (крестики) гармоник при частоте волны 1,7 мггц в зависимости от расстояния до излучателя. Величина 1-й гармоники принята за 100%. Амплитуда давления у поверхности плоского излучателя диаметром 1,5 см около 10 ат. Концентрация раствора составляет 0,2 моль/л.

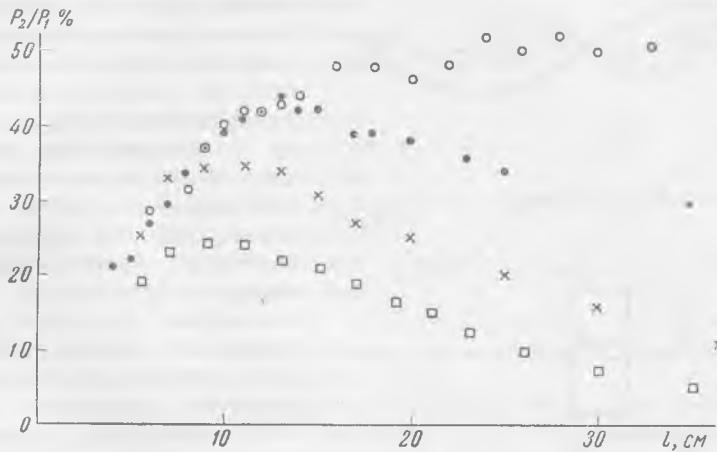
На фиг. 4 показано процентное содержание 2-й гармоники в волне частоты 1,7 мггц в зависимости от расстояния до излучателя при различных концентрациях раствора. На графике кружки соответствуют концентрации $c = 0$, точки — $c = 0,2 \text{ моль/л}$, крестики — $c = 0,5 \text{ моль/л}$, квадраты — $c = 1,0 \text{ моль/л}$.

Были проведены также измерения процентного содержания 2-й гармоники в зависимости от расстояния до излучателя при частоте волны 1,7 мггц, расходящейся от сферического излучателя. Концентрация раствора 0,2 моль/л. В качестве излучателя использовалась полая сфера из керамики титаната бария диаметром 10 мм. Амплитуда давления у поверхности сферы была около 10 ат. Результаты измерений представлены на фиг. 5.

Измерение фазовых соотношений между гармониками волны в зависимости от расстояния до излучателя производилось в случае плоского

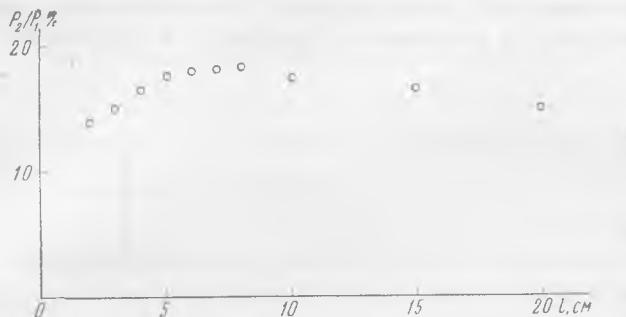
излучателя в дальней зоне его поля, где расхождение волны близко к сферическому. В ближней зоне строение поля настолько сложно, что не представляется возможным провести уверенные измерения сдвига фазы, обусловленного явлением дисперсии.

Методика измерений фазового сдвига между гармониками искаженной волны заключается в следующем. Из акустической волны сложной фор-



Фиг. 4

мы, принятой миниатюрным приемником на расстоянии l_0 от излучателя, выделяются две гармоники при помощи гармонического анализатора. Затем выделенные гармоники усиливаются, складываются алгебраически и через согласующий катодный повторитель подаются на осциллограф. Процесс суммирования показан на фиг. 6, а, б. На фиг. 6, а представлены 1-я и 2-я гармоники до суммирования, на фиг. 6, б — после

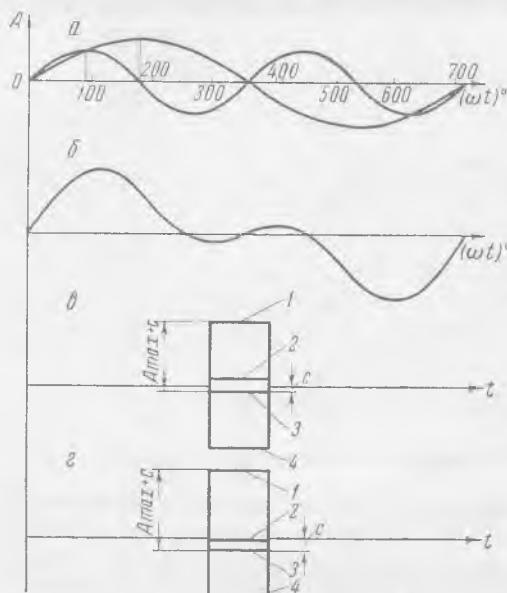


Фиг. 5

суммирования. В этом случае суммарная волна может быть математически записана в виде $A = a \sin \omega t + b \sin (n\omega t + \varphi)$, где $n = 2$, $\varphi = 0$. Импульс с таким заполнением показан на фиг. 6, в; экстремальные значения амплитуды волны будут характеризоваться линиями 1, 2, 3 и 4. На фиг. 6, г показан аналогичный импульс для случая $\varphi = 20^\circ$. Величина $A_{\max} + c$ в последнем случае заметно больше, чем в предыдущем. Зависимость $A_{\max} + c = F(a, b, n$ и $\varphi)$ была рассчитана для различных a, b, n и φ и представлена в графической форме. Чтобы оценить точность отсчета, следует сказать, что, например, при $a = 21$ мм и $b = 15$ мм на экране осциллографа изменение значения φ от 0 до 3° ведет к изменению величины $A_{\max} + c$ на 1 мм, что может быть легко отсчитано визуально по миллиметровой шкале на экране и тем более — фотографированием. В наших

экспериментах отсчет велся визуально. Следует заметить, что описанный метод может быть применен при отношении a/b , заключенном в пределах 0—1,9.

Таким образом, разность фаз ϕ_0 между отдельными гармониками в во не сложной формы на расстоянии l_0 от излучателя определяется по

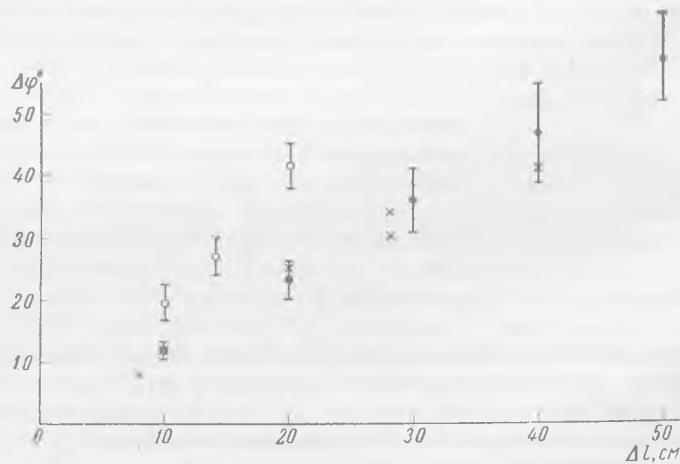


Фиг. 6

виду импульса на экране осциллографа при помощи графиков. Затем приемник отодвигается от излучателя на величину Δl , и вновь производится измерение разности фаз ϕ между гармониками. Величина $\Delta\phi = \phi - \phi_0$ обусловлена только дисперсией скорости звука в среде, если все параметры установки, кроме расстояния между излучателем и приемником звука, остаются неизменными в процессе измерения. Для проверки постоянства параметров установки проводились измерения сдвига фаз между гармониками пилообразной волны в дистиллированной воде в зависимости от расстояния до излучателя. Изменения фазовых соотношений между гармониками не было обнару-

жено при изменении расстояния между излучателем и приемником.

На фиг. 7 представлены результаты измерения сдвига фазы 2-й гармоники относительно 1-й в зависимости от расстояния Δl для основных частот 1,7 мгц (точки) и 3,2 мгц (кружки). При измерениях было взято $l_0 = 25$ см. Величина $\Delta\phi$ выражена в градусах 2-й гармоники. На том же



Фиг. 7

графике крестиками показаны результаты измерения сдвига фазы 2-й гармоники относительно 1-й в сферически расходящейся волне от сферического излучателя с рабочей частотой 1,7 мгц. Концентрация раствора 0,2 моль/л. Амплитуда давления у поверхности плоского и сферического излучателей составляла около 10 atm. При изменении Δl от 0 до 50 см

амплитуда давления в волне падает в 5—6 раз. Несмотря на это, зависимость $\Delta\varphi$ от Δl близка к линейной. Это значит, что фазовый сдвиг практически не зависит от амплитуды на тех расстояниях от излучателя, на которых проводились измерения.

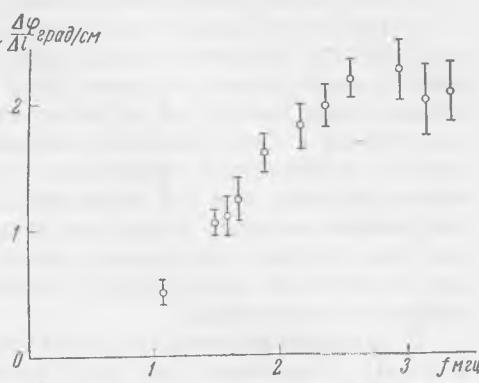
Такой же результат получается при измерении сдвига фазы между 1-й и 3-й гармониками искаженной волны. Это позволяет характеризовать фазовый сдвиг между гармониками величиной $\Delta\varphi/\Delta l$.

На фиг. 8 приведены результаты измерения величины $\Delta\varphi/\Delta l$ для 2-й гармоники в зависимости от частоты в диапазоне 1,08—3,4 мгц. В табл. 1 приведены значения $\Delta\varphi/\Delta l$, измеренные при различных концентрациях. Рабочая частота в этом случае равна 1,7 мгц.

Анализ результатов, приведенных на фиг. 7 и 8, показывает, что сдвиг

фазы 2-й гармоники относительно 1-й оказывается в два раза меньше, чем следовало бы ожидать по линейной теории в предположении, что гармоники распространяются независимо. В табл. 2 приведены значения $\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{теор}}$ и удвоенные значения $\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{эксп}}$, взятые из графика фиг. 7. Зна-

чения $\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{теор}}$ вычислены по формуле $\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{теор}} = \left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_2 - 2\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_1$, где $\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_1 = \frac{(\alpha\lambda)_{\text{max}} \cdot f_1}{\pi \cdot c} \cdot \frac{(f_1/f_m)^2 \cdot 360^\circ}{1 + (f_1/f_m)^2}$ и $\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_2 = \frac{(\alpha\lambda)_{\text{max}} \cdot f_2}{\pi \cdot c} \cdot \frac{(f_2/f_m)^2 \cdot 360^\circ}{1 + (f_2/f_m)^2}$, причем $(\alpha\lambda)_{\text{max}} = 2,9 \cdot 10^{-3}$; $f_2 = 2f_1$; $f_m = 3,3 \cdot 10^6$ герц; $c = 1,5 \cdot 10^5$ см/сек.



Фиг. 8

Таблица 1

C моль/л	0	0,2	0,5	1,0
$\Delta\varphi/\Delta l$ град/см	0	$1,23 \pm 0,17$	$1,8 \pm 0,21$	$2,18 \pm 0,21$

Здесь C — концентрация раствора.

Таблица 2

f_1 мгц	1,08	1,5	1,6	1,7	1,92	2,2	2,4	2,6	3,0	3,2	3,4
$\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{теор}}$ град/см	0,98	1,9	2,1	2,3	2,8	3,3	3,5	3,8	4,2	4,4	4,4
$2\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}\right)_{\text{эксп}}$ град/см	1,0	2,1	2,2	2,5	3,3	3,4	3,9	4,3	4,5	4,0	4,1
Расхождение результатов в %	2	11	5	9	18	3	12	13	7	9	7

Как видно из табл. 2, соотношение $(\Delta\varphi/\Delta l)_{\text{теор}} = 2(\Delta\varphi/\Delta l)_{\text{эксп}}$ выполняется достаточно точно. Если это соотношение окажется справедливым и для других релаксирующих сред, то оно, по-видимому, может быть

использовано для оценки величины дисперсии скорости звука в жидкостях путем измерения фазовых соотношений между гармониками в искаженной волне, так как линейная теория достаточно хорошо описывает процессы релаксации в жидкостях [7].

В работе [8] дана теория распространения плоской волны конечной амплитуды в релаксирующей среде во втором приближении. Можно отметить качественное согласие этой теории и нашего эксперимента для сдвига фазы между 1-й и 2-й гармониками. Однако основные предпосылки расчета в двух пунктах отличаются от условий эксперимента. В расчете не учитывается сферическое расхождение волны; кроме того, расчет проведен лишь для 2-й гармоники, а высшие гармоники считаются пре-небрежимо малыми, тогда как эксперимент проводился с интенсивностями, при которых это условие уже не выполняется. Оба эти обстоятельства могут повлиять на фазовые соотношения между гармониками в волне конечной амплитуды.

В заключение автор выражает благодарность Н. Н. Андрееву, Н. А. Рою и А. Л. Поляковой за ряд ценных советов, а также А. С. Гольневу и Е. В. Комкову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА*

1. З. А. Гольдберг. О распространении плоских волн конечной амплитуды. Акуст. ж., 1957, 3, 4, 322—328.
2. К. А. Наугольных, Е. В. Романенко. К вопросу о распространении волн конечной амплитуды в жидкости. Акуст. ж., 1958, 4, 2, 200—202.
3. В. А. Буров, В. А. Красильников. Непосредственное наблюдение искажения формы волны интенсивных ультразвуковых волн в жидкости. Докл. АН СССР, 1958, 118, 5, 920—923.
4. Н. А. Рой, Е. В. Романенко. Широкополосные ультразвуковые приемники Передовой научно-технический и производственный опыт. Тема 38, № II-58-169/6.
5. В. А. Красильников, Д. В. Хаминов. Распространение ультразвуковых волн конечной амплитуды в релаксирующей жидкости. Акуст. ж., 1959, 5, 2, 166—169.
6. G. S. Verma. Ultrasomic absorption due to chemical relaxation in electrolyte. Rev. Mod. Phys., 1959, 31, 4, 1052—1071.
7. Edwin L. Carstensen. Relaxation processes in aqueous solutions of MnS_4 and $CoSO_4$. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 5, 862—864.
8. А. Л. Полякова. О распространении волн конечной амплитуды в релаксирующих средах. Акуст. ж., 1960, 6, 3, 356—359.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
10 мая 1960 г.