

мы работы системы, при которых для электронов при входе в пролетную трубу будет выполняться соотношение

$$g_1 < g_n < g_{кр}. \quad (13)$$

Строго говоря, вследствие неизбежного разброса скоростей, вызванного рядом конструктивных и принципиальных причин [4], соотношение (13) необходимо обеспечить для некоторого интервала значений $g_n \pm \Delta g_n$. Естественно, что это приведет к разбросу значений g_0 , анализировать который мы здесь не будем.

Рассчитывалась электронно-оптическая система со следующими параметрами: $R_1=1,0$ см, $R_2=1,5$ см, $\gamma=5^\circ$, $b=6$ см, $\alpha=0,14$ см, $k=-25$. Для такой системы напряженность магнитного поля в резонаторе будет связана с напряженностью магнитного поля у катода соотношением

$$H_0 = 46 H_k. \quad (14)$$

Результаты расчета такого варианта электронной пушки представлены на рис. 4. Приведенные здесь кривые показывают зависимость g_n -фактора в конце области ускорения 2 от напряжения на катоде U_k при различных значениях напряжения между катодом и анодом $U_{ак}$. Эти кривые позволяют для заданных значений напряженности магнитного поля в резонаторе H_0 выбирать такие значения U_k и $U_{ак}$, чтобы при работе системы выполнялось соотношение (13). Интервалы значений g_n , для которых выполняется это соотношение, на рисунке заштрихованы.

Как показывают проведенные расчеты, рассматриваемая модель электронной пушки МЦР позволяет формировать ВЭП различных энергий с преобладанием вращательной скорости электронов над поступательной. При изменении магнитного поля в области взаимодействия (изменении длины волны генерируемого излучения) необходимо согласно рис. 4 выбирать значения U_k и $U_{ак}$ из заштрихованного интервала значений g_n .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л. Индуцированное синхротронное излучение в полых резонаторах. — Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, с. 430—435.
2. Королев Ф. А., Курин А. Ф. Несимметричная электронная пушка для формирования винтового электронного пучка. — Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1969, № 5, с. 116—118.
3. Володян Б. А., Исламов Р. М., Хапаев А. М. К вопросу о расчете движения электронов в симметричной пушке для формирования винтового электронного пучка. — Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1975, 16, № 6, с. 679—683.
4. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке. Изв. вузов. Радиофизика, 1973, 16, с. 141—149.

Поступила в редакцию
11.12.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 534.222.2

Э. П. ЛАНИНА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

В настоящей работе экспериментально исследуются нелинейные и дисперсионные свойства жидкости с пузырьками газа.

Известно, что жидкость с пузырьками газа обладает существенной нелинейностью и дисперсией [1]. Большая величина нелинейного параметра воды с пузырьками водорода была зафиксирована в экспериментах [2]. Анализ нелинейных и дисперсионных свойств жидкости с пузырьками газа проводится обычно на основе решения системы уравнений гидродинамики, которые сводятся к волновому уравнению, и уравнения Рэлея, описывающего движение одиночного пузырька в звуковом поле. Проведенные в работах [3, 4] оценки показали, что дисперсионные эффекты преобладают над нелинейными. Коэффициент нелинейности при взаимодействии двух волн возрастает, если частота основной волны или волны удвоенной частоты близка к резонансной частоте пузырьков, но при этом возрастает величина фазовой расстройки и коэффициент затухания волн. В результате взаимодействие волн не может быть эффективным. Амплитуда второй гармоники основной волны, возникающая из-за нелинейности, вносимой пузырьками, даже без учета затухания волн по крайней мере на порядок меньше амплитуды основной волны. Взаимодействие волн различных частот не исчерпывает вопроса о нелинейных свойствах среды с пузырьками. Дисперсионные свойства не оказывают влияния на фокусирующие и дефокусирующие свойства среды. Как показано в работе [5], учитывая в искомом решении лишь волну основной частоты и ее изменение в поперечных координатах, для медленно изменяющейся амплитуды основной волны $A_{1,0}$ можно получить уравнение, описывающее явление самофокусировки звукового пучка:

$$2ik_0 \frac{\partial A_{1,0}}{\partial x} = \Delta_{\perp} A_{1,0} - k_0^2 v |A_{1,0}|^2 A_{1,0}, \quad (1)$$

где Δ_{\perp} — оператор Лапласа по поперечным координатам,

$$v = \varepsilon^3 \rho_0 n c_0^2 (3\alpha - 2\beta \omega^2) / 4 (\omega_0^2 - \omega^2)^4, \quad \varepsilon = 4\pi R_0 / \rho_0,$$

$\alpha = (\gamma + 1)(\gamma + 2)\omega_0^2 / 6V_0^2$, $\beta = 2/9V_0^2$, c_0 — скорость звука в воде, ρ_0 — плотность воды, ω_0 — собственная частота колебаний газового пузырька, γ — показатель адиабаты в уравнении состояния газа, R_0 и V_0 — невозмущенный радиус и объем газового пузырька соответственно.

Подробное исследование уравнения (1) проводится в работе [6]. При $\omega \gg \omega_0$, $v < 0$ — среда обладает фокусирующими свойствами.

Радиус сходимости звукового пучка с параболическим распределением амплитуды в поперечном сечении определяется по формуле

$$R_{\text{нл}} = a \sqrt{\frac{1}{2\gamma A_0^2}},$$

где a — радиус звукового пучка, A_0 — амплитуда давления распространяющейся волны. По расчету радиус сходимости звукового пучка при $a = 1,5$ см, частоте $f = 1$ МГц, $R_0 = 50$ мкм, $A_0 = 10$ атм, $nV_0 = 10^{-5}$ (n — концентрация пузырьков) составляет приблизительно 1 м.

Экспериментально исследовалось распространение интенсивного звукового пучка в воде с пузырьками водорода. Звуковая волна с частотой 1 МГц излучалась в виде последовательности импульсов длительностью 150 мкс, частота следования импульсов составляла 50 Гц. Интенсивность звуковой волны в импульсе могла плавно изменяться от 0 до 150 Вт/см². Пузырьки водорода со средним диаметром 50 мкм были получены в дистиллированной воде путем электролиза. При облучении среды с пузырьками интенсивной звуковой волной пузырьки

укрупнялись в результате коагуляции до максимального размера 100 мкм. Размеры пузырьков и их концентрация определялись при помощи микрофотографии. Максимальная концентрация пузырьков достигала значения $nV_0 \approx 10^{-5}$. Интенсивная звуковая волна в среде с пузырьками рассеивается, в результате чего коагуляция протекает по всему объему акустической ванны. Через определенное время τ происходит установление постоянного распределения амплитуд в направлении распространения. Зависимость установившейся амплитуды волны от амплитуды давления (на расстоянии 30 см от излучателя) для различных удельных мощностей электролиза показана на рис. 1.

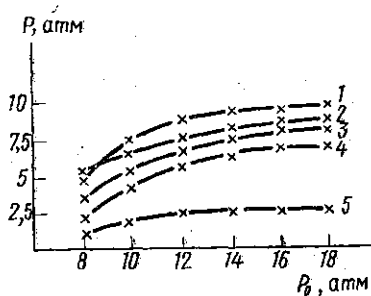


Рис. 1. Зависимость амплитуды давления на расстоянии 30 см до излучателя от начальной амплитуды при различных мощностях электролиза W : 6,5 (1), 0 (2), 10 (3), 45 (4) и 70 (5) мВт/см³

По мере распространения в среде с пузырьками форма волны искажается, что показано на рис. 2 в виде последовательной серии фотографий. Ниже на графике приведены характеристики относительного изменения амплитуды первой и второй гармоник. На первом этапе амплитуда второй гармоники растет по тому же закону, что и в жидкости без пузырьков, крутизна переднего фронта звуковой волны возрастает. Это происходит в области у излучателя, обедненной пузырьками, так как пузырьки ускоряются интенсивной звуковой волной и

вовлекаются в движение вдоль оси звукового пучка. Размеры разреженной зоны связаны с длиной пробега газового пузырька в жидкости. С ростом интенсивности звуковой волны размеры зоны разрежения возрастают и увеличение крутизны заднего фронта волны происходит на больших расстояниях от излучателя. Различные скорости распространения первой и второй гармоники приводит сначала к выравниванию крутизны переднего и заднего фронта, а затем к возрастанию крутизны заднего фронта волны. Форма волны исследовалась при помощи пьезопреобразователя с резонансной частотой 20 МГц, сигнал с которого подавался на осциллограф. Измерение амплитуд первой и второй гармоники проводилось при помощи селективного вольтметра В 6-1. Подтверждением того факта, что дисперсионные свойства среды преобладают над нелинейными, служат графики рис. 1. При малой концентрации пузырьков ($W=6,5$ мВт/см³), несмотря на рассеяние звуковых волн, установившееся значение амплитуды звуковой волны выше, чем в воде без пузырьков. Это объясняется тем, что в среде с пузырьками при малой их концентрации из-за дисперсии фазовой скорости процесс перекачки энергии в высшие гармоники протекает с малой эффективностью. Нелинейное затухание уменьшается, в результате установившееся значение амплитуды звуковой волны в жидкости с пузырьками выше, чем в однородной жидкости.

Явление самофокусировки звукового пучка наблюдалось методом дифракции лазерного излучения на ультразвуковой волне [7]. Источником лазерного излучения служил лазер ЛТИПЧ-4, работавший в режиме преобразования света во вторую гармонику ($\lambda=0,53$ мкм). Визуализация фронта волны осуществлялась при помощи фотосъемки. Световой луч диаметром 5 мм пропускался через кювету поперек оси звукового пучка. Центр луча проходил через звуковой пучок на сантиметр выше оси звукового пучка, чтобы можно было фиксировать ис-

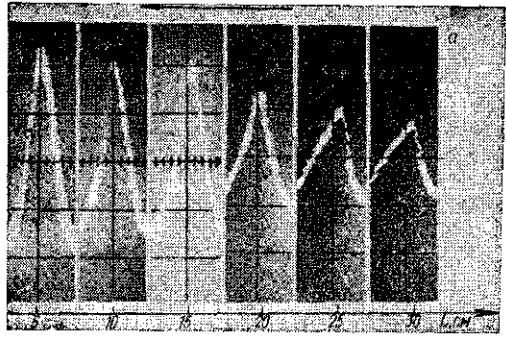


Рис. 2. Искажение формы волны (интенсивность 35 Вт/см^2) в среде с пузырьками газа (а); зависимость относительных амплитуд первой и второй гармоники от расстояния до излучателя (б)

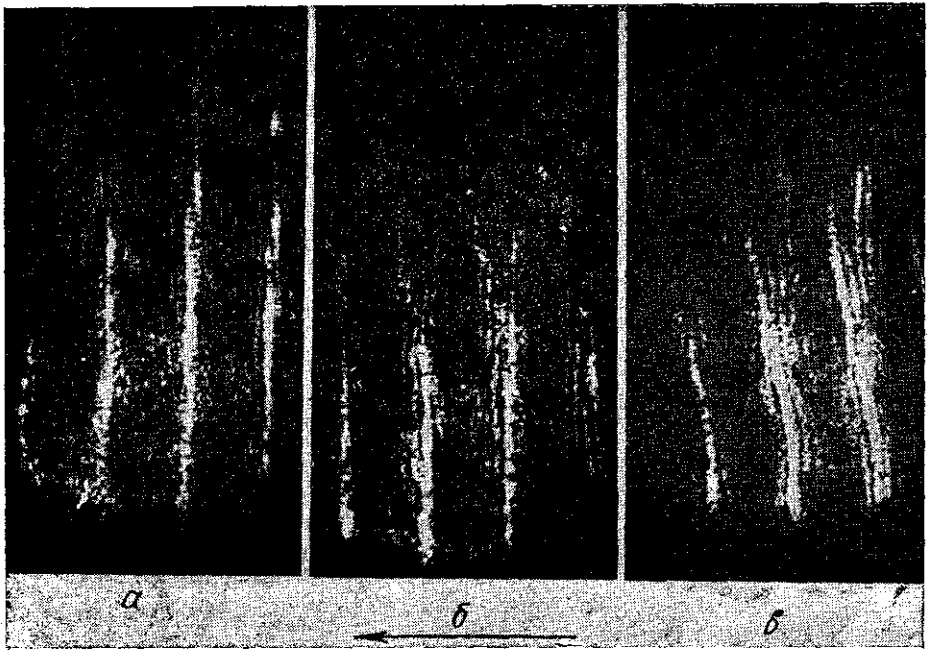
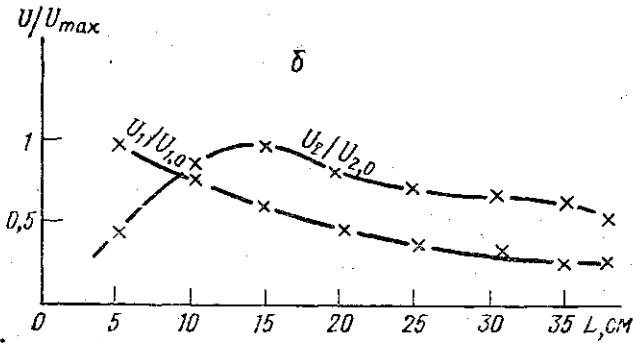


Рис. 3. Фронт волны с интенсивностью $I=35 \text{ Вт/см}^2$ в однородной среде (а); изгиб фронта волны с $I=135 \text{ Вт/см}^2$ в среде с пузырьками (б); изгиб фронта волны и уменьшение поперечного сечения пучка интенсивной волны $I=140 \text{ Вт/см}^2$ (в). Стрелка указывает направление распространения волны

кривление фронта волны на краю пучка и изменение его размеров при увеличении интенсивности звуковой волны. Диаметр звукового пучка составлял 30 мм. Лазерный луч пересекал звуковой пучок на расстоянии 25 см от излучателя, так что дифракционная расходимость звукового пучка в этой зоне еще не сказывалась. Чтобы пузырьки газа не оказывали рассеивающего действия на световой пучок, объем среды с пузырьками отгораживался тонкой звукопрозрачной лавсановой пленкой от объема дистиллированной воды без пузырьков. Световой луч проходил через слой дистиллированной воды вблизи лавсановой пленки. Наблюдаемый изгиб фронта волны и уменьшение поперечного сечения пучка в интенсивной звуковой волне показаны на рис. 3. На рис. 3, а показан фронт волны в среде без пузырьков. На рис. 3, б волна той же интенсивности при распространении в среде с пузырьками. На рис. 3, в фронт волны с интенсивностью примерно в 3 раза выше, чем в первых двух случаях. Здесь заметен изгиб фронта волны и некоторое уменьшение поперечных размеров пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Заболотская Е. А., Солуян С. И. Об одной возможности усиления акустических волн.— Акуст. журн., 1967, 13, № 2, с. 296—298.
2. Остроумов Г. А., Дружинин Г. А., Крячко В. М., Токман А. С. Нелинейные акустические явления в жидкостях с пузырьками газа.— Вестн. Ленингр. ун-та, 1975, 16, с. 131—132.
3. Заболотская Е. А., Солуян С. И. Нелинейное распространение волн в жидкости с равномерно распределенными воздушными пузырьками.— Акуст. журн., 1973, 19, № 5, с. 690—694.
4. Заболотская Е. А. Генерация второй гармоники звуковой волны в жидкости с равномерно распределенными воздушными пузырьками.— Акуст. журн., 1975, 21, № 5, с. 934—937.
5. Воробьев Е. М., Заболотская Е. А. Самовоздействие звуковых пучков в среде с пузырьками воздуха.— Акуст. журн., 1974, 20, № 4, с. 623—624.
6. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде.— Успехи физ. наук, 1967, 93, № 1, 19—70.
7. Азаров Н. Т., Телешевский В. И. Визуализация объектов в ультразвуковых полях методом дифракции света на ультразвуке.— Акуст. журн., 1971, 17, № 3, с. 451—453.

Поступила в редакцию
04.01.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 534.26

В. К. КУЗНЕЦОВ

ВЕРТИКАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН И КВАЗИМОД В ГИДРОАКУСТИКЕ МОРСКОГО ШЕЛЬФА

Ранее [1, 2] была описана горизонтальная рефракция нормальных волн в клиновидной области применительно к гидроакустической задаче распространения звука в клиновидном шельфе. В шельфе произвольного профиля при достаточно плавном изменении глубины моря имеет место аналогичная картина горизонтальной рефракции квазимод [3]. Как в том, так и в другом случае горизонтальная рефракция является главным фактором, определяющим характер звукового поля.

Рассмотрим вертикальную рефракцию нормальных волн на наиболее характерном в гидроакустике примере, когда показатель пре-