

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брезовских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеониздат, 1982, 264 с.
2. Акустика дна океана/Под ред. Купермана У., Енсена Ф. М. М.: Мир, 1984. 454 с.
3. Бурлакова И. Б., Петухов Ю. В., Славинский М. М. Доплеровская томография дна океана: Препринт № 270. Горький: НИРФИ, 1989. 13 с.
4. Бурлакова И. Б., Голубев В. Н., Жаров А. И., Нечаев А. Г., Петухов Ю. В., Славинский М. М. Доплеровская томография в акустике океана // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 756–758.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
17.07.89

УДК 531.

© 1990 г.

Г. А. Галечян, Э. Г. Диванян, А. Р. Мкртчян

УСИЛЕНИЕ ЗВУКА В ПЛАЗМЕ¹

Несмотря на то, что история изучения как акустических волн, так и плазмы насчитывает не одно десятилетие, вопросы взаимодействия акустических волн с плазмой до сих пор мало изучены. Одной из первых работ, освещающих влияние акустических волн на параметры плазмы, является [1]. В ней экспериментально получено, что под воздействием звуковой волны плазменный столб расслаивается. В [2] описана теоретическая модель этого явления.

В [3] показана возможность усиления звука в плазме. Плазма тлеющего разряда представляет собой систему, далекую от термодинамического равновесия — температура электронов может превышать температуру тяжелых частиц в десятки раз. Усиление акустической волны означает увеличение разности давления между областями сжатия и разрежения. В области сжатия теплообмен между электронами и тяжелой компонентой больше, чем в невозмущенной плазме, а в области разрежения — меньше. Таким образом, температура газа и, следовательно, давление в области сжатия будут расти, а в области разрежения — падать, т. е. звук будет усиливаться. В [4] приводятся результаты экспериментального исследования усиления звука с частотой 6 кГц в неоне, аргоне и гелии при давлении только 4 мм рт. ст. Однако данная работа отличается некоторой неполнотой. Неясно, например, для бегущей или стоячей волны выполнены измерения.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование усиления звуковых волн в широких пределах изменения параметров плазмы и звука в аргоне в стоячей и бегущей волне.

Экспериментальная установка (рис. 1), на которой проводились измерения, состояла из газоразрядной стеклянной трубки с внутренним диаметром 4,2 см и длиной 67 см. Высоковольтный электрод был выведен в боковой отросток, заземленный же в виде сетки располагался перед микрофоном на расстоянии 6 см от него. Излучатель звуковых волн располагался в противоположном конце трубки. Длина плазменного столба, по которому происходило распространение акустической волны, равна 31 см. Давление газа измерялось ртутным манометром.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента усиления звуковых колебаний от частоты. Коэффициент усиления $k_i = (\ln A_p/A_0)L$, где A_0 — амплитуда колебаний без разряда, A_p — амплитуда колебаний с разрядом, L — длина плазменного столба. Кривая 1 получена в экспериментах с бегущей волной, которая создавалась при использовании поглотителя, расположенного перед микрофоном. Кривые 2–4 получены без поглотителя. Поверхность микрофона, которая была сравнима с внутренним сечением трубки, в этом случае играла роль отражателя, и между ним и излучателем образовывался резонатор. Графики получены при $I_p = 100$ мА и давлениях от 1 до 30 мм рт. ст. Экспериментально исследована зависимость K_i от давления. С этой целью при частотах 1,18; 2,0; 2,3 кГц (отмечены жирными точками) измерены k_i в диапазоне давлений от 4 до 100 мм рт. ст. и установлено, что коэффициент усиления не зависит от давления газа. Этот результат согласуется с теоретическими выводами, полученными в [3].

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента усиления от частоты при различных давлениях без поглотителя. Кривые получены при $I_p = 100$ мА и давлениях от 1 до 60 мм рт. ст. Из рис. 3 видно, что при увеличении давления газа частоты, на которых наблюдается максимальное усиление, смещаются вправо. Это объясняется следующим образом. Максимальное усиление в трубке наблюдается, когда первоначальное интерференционное «тушение» акустической волны на микрофоне при включении разряда сменяется интерференционным «усилением», что обусловлено ростом скорости звука с разогревом газа. А так как температура газа в разряде повышается с

¹ Работа докладывалась на первой Всесоюзной школе молодых ученых «Современные проблемы акустики», Звенигород, 1988.

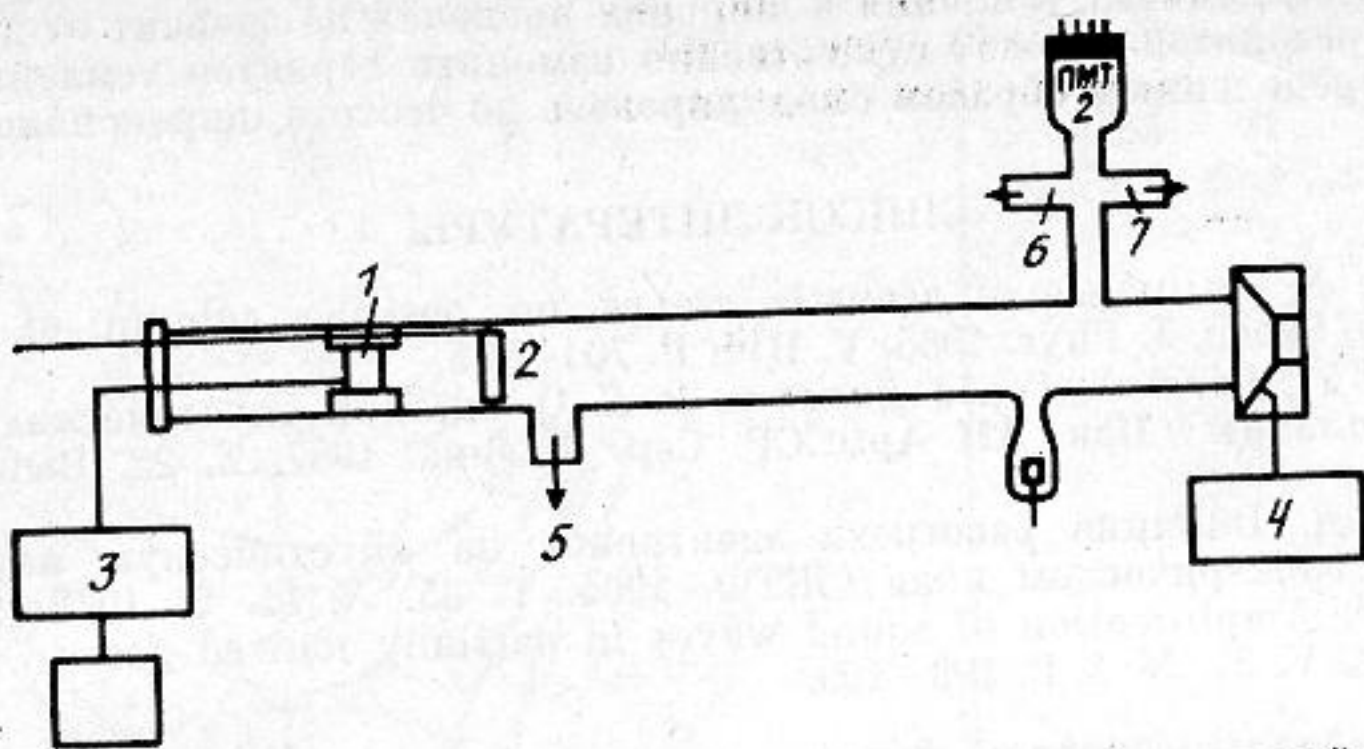


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — микрофон, 2 — электроды, 3 — усилитель, 4 — генератор, 5 — к насосу, 6 — к ртутному манометру, 7 — к газовому баллону

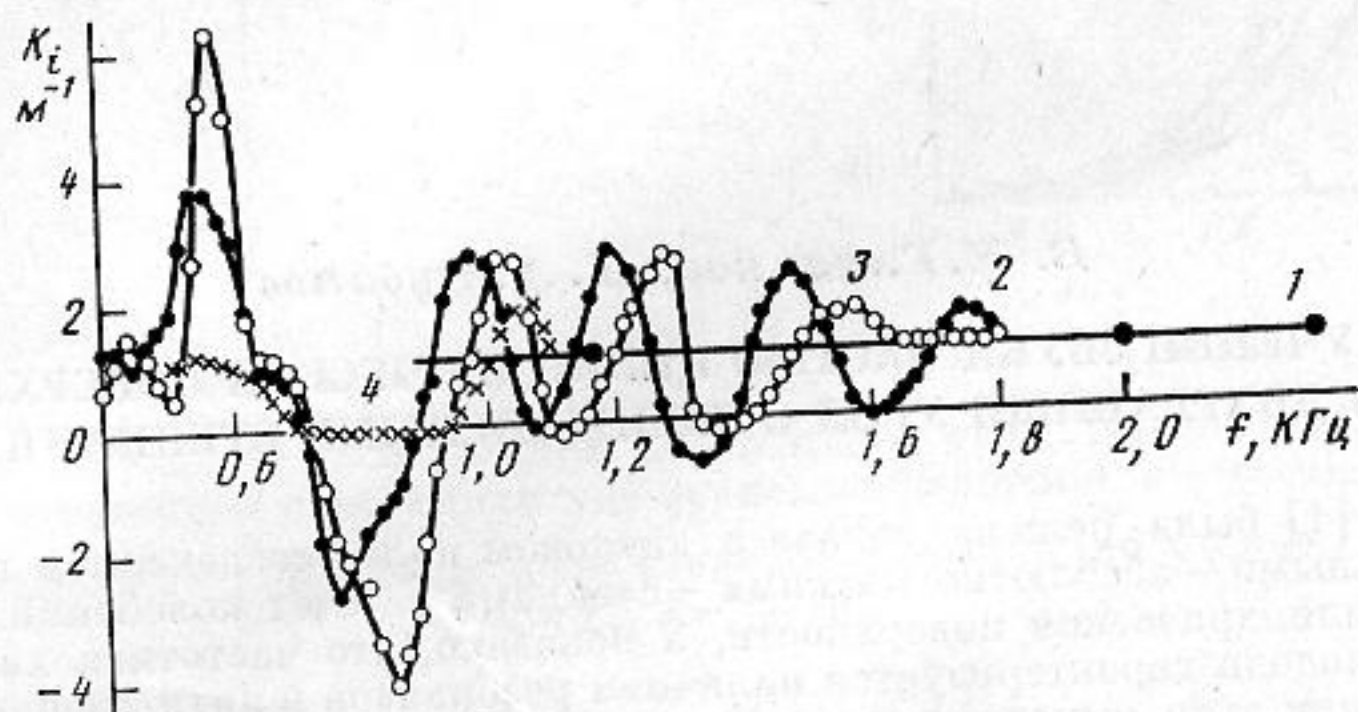


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления звуковой волны в плазме разряда аргона от частоты при токе $I_p = 100$ мА: 1 — для бегущей волны при давлении газа = 10 мм рт. ст., 2—4 — для стоячей волны, 2 — при давлении 30 мм рт. ст., 3 — 10, 4 — 1 мм рт. ст.

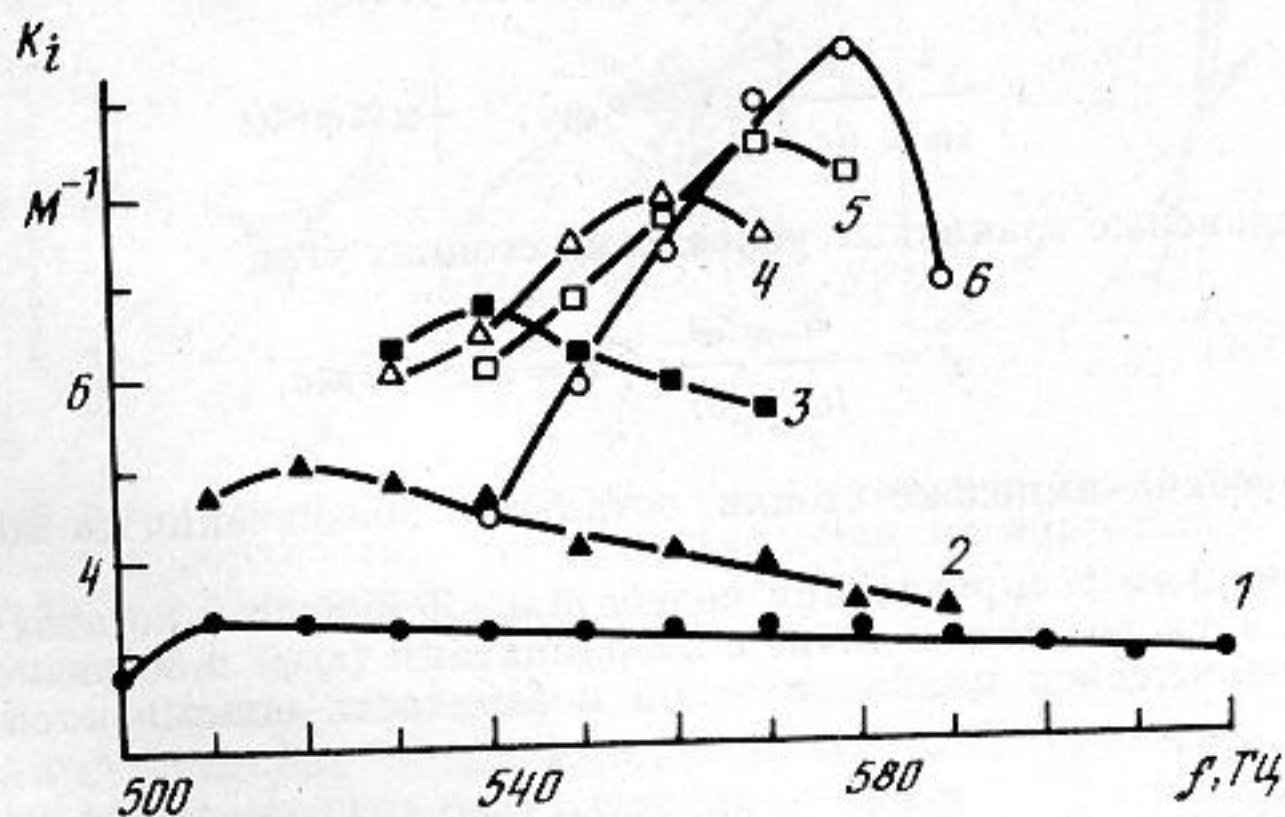


Рис. 3. Графики зависимости коэффициента усиления звуковой волны в плазме разряда аргона от частоты при различных давлениях: 1 — 1 мм рт. ст., 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 30, 6 — 60 мм рт. ст.

ростом давления, то частота максимального усиления смещается в область больших частот. Это происходит вследствие того, что увеличение длины волны при возрастании скорости звука с ростом температуры компенсируется повышением частоты.

В данном диапазоне частот и разрядных токов изменений коэффициента усиления, превышающих ошибку измерения и связанных с распространением звуковой волны по или против направления движения электронов, не обнаружено. Зависимость коэффициента усиления от разрядного тока при наличии поглотителя была линейной, при отсутствии же — более сложной.

Приведенные графики позволяют заключить, что кривая 1 на рис. 2 соответствует усилению звука в плазме с механизмом, предложенным в [3]. При этом, как и сле-

дует из [3], коэффициент усиления в широких пределах не зависит от давления газа. Наличие резонатора может существенно изменить характер усиления. В частности, может определенным образом смодулировать по частоте широкополосный сигнал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schubertova S. Influence of acoustic waves on positive column of low-pressure discharge // Czech. J. Phys. 1965. V. B15. P. 701–705.
2. Мкртчян А. Р., Галечян Г. А., Диванян Э. Г. О влиянии акустических волн на параметры плазмы // Изв. АН АрмССР. Сер. Физика. 1987. Т. 22. Вып. 4. С. 231–233.
3. Цендин Л. Д. Влияние разогрева электронов на акустическую неустойчивость плазмы в электрическом поле // ЖТФ. 1965. Т. 35. № 11. С. 1972–1977.
4. Hasegawa M. Amplification of sound waves in partially ionized gases // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. № 1. P. 193–199.

Институт прикладных проблем физики
Академии наук Армянской ССР

Поступило в редакцию
20.03.89

УДК 534.26

© 1990 г.

В. Е. Глазанов, И. Л. Рубанов

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ЧАСТЬЮ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ДВУГРАННЫЙ УГОЛ С ИМПЕДАНСНЫМИ СТЕНКАМИ

В работе [1] была решена задача о звуковом поле, создаваемом в двугранном угле с идеальными – абсолютно мягкими – стенками за счет колебаний замыкающей угол части цилиндрической поверхности, и показано, что частотная характеристика исследуемой модели характеризуется наличием резонансов и антирезонансов внутреннего объема, при этом импеданс излучения цилиндрической поверхности чисто реактивен, а максимальное звуковое давление развивается в центре излучающей поверхности. Как правило, реальные пассивные поверхности не являются идеальными, а обладают конечным акустическим импедансом. В связи с этим в настоящей статье рассматривается имеющий ряд приложений случай импедансных стенок двугранного угла, при этом наряду с граничными условиями Неймана на излучающей цилиндрической поверхности, замыкающей двугранный угол,

$$\left. \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=a} = v(\varphi); \quad -\alpha \leq \varphi \leq \alpha \quad (1)$$

вводятся импедансные граничные условия на стенках угла

$$p = \frac{Z}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \quad \varphi = \pm\alpha; \quad r \leq a, \quad (2)$$

где Z – акустический импеданс стенки, остальные обозначения те же, что и в работе [1].

При равномерном распределении колебательной скорости по излучающей поверхности, $v(\varphi) = 1$, звуковое поле в точке с координатами (r, φ) и безразмерный импеданс излучения колеблющейся цилиндрической поверхности описываются выражениями:

$$p(r, \varphi) = 2i\rho c \sum_{m=0}^{\infty} \left(\alpha + \frac{\sin 2\nu_m \alpha}{2\nu_m} \right)^{-1} \frac{\sin \nu_m \alpha J_{\nu_m}(kr)}{\nu_m J_{\nu_m}'(ka)} \cos \nu_m \varphi$$

$$z_s = 2i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\alpha}{\left(\alpha + \frac{\sin 2\nu_m \alpha}{2\nu_m} \right)} \frac{J_{\nu_m}(ka)}{J_{\nu_m}'(ka)} \left(\frac{\sin \nu_m \alpha}{\nu_m \alpha} \right)^2, \quad (3)$$

где $J_\nu(x)$ – функция Бесселя, постоянные ν_m определяются из уравнения

$$\operatorname{ctg} \nu_m \alpha = iZ\nu_m, \quad m=0; 1; 2; \dots \quad (4)$$

Отметим, что в случае абсолютно мягких, $Z=0$, или абсолютно жестких, $Z \rightarrow \infty$, стенок угла решением уравнения (4) является соответственно $\nu_m = (\pi/\alpha)(m+1/2)$ и $\nu_m = (\pi m)/\alpha$, а выражения (3) переходят в известные решения задач об излучении