

Суммируя, запишем окончательный ответ в виде

$$P_2(x, t) = A_1 A_2 J \left( \frac{3\gamma P_0}{\rho_0} \right)^2 \left( -\alpha^2 \beta + \frac{\alpha}{2} c \right) \int_0^\infty dw_0 f(w_0) L(w_0, t). \quad (26)$$

Видно, что при  $t=2T$  быстро осциллирующий множитель  $e^{\pm i w_0(t-2T)}$  равен единице, что эквивалентно сфазированию части пузырьков, при том, что остальные оказываются размазанными по фазе и в сумме дают нулевой вклад.

Проще всего выглядит формула (26) для точки  $x=0$ :

$$P(0, 2T) = \frac{\pi P_0}{\rho_0} (3\gamma + 1) \int_0^\infty dw_0 f(w_0) w_0 \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{k_1 k_1^* k_2^* (k_1 - k_1^* - k_2^*)} \right\}, \quad (27)$$

\* — означает комплексное сопряжение.

Для оценки поля в точке  $x=0$  была выбрана функция распределения  $f(R_0)$  в виде ломаной с носителем на отрезке  $0,001 \leq R_0 \leq 0,01$  см и такая, что суммарный объем пузырьков составлял 0,001 единичного объема среды. Также полагалось  $P_0 = 10$  ат, а исходная энергия импульса 1 Дж/см<sup>2</sup>. Элементарный расчет на ЭВМ дает значение  $P(0, 2T) = 0,007 \cdot P_0$ , отрицательное по величине.

Отметим в заключение, что для применимости данного анализа нужно, чтобы время  $T$  было меньше характерного времени затухания пузырьков в результате трения, т. е.  $T < 2Q/w_0$ , где  $Q$  — добротность характерного пузырька. Ее величина составляет  $\sim 50$  [7]. Следовательно,  $T < 10^{-3}$  с.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Электродинамика плазмы / Под ред. Ахиезера А. И. М.: Наука, 1974.
2. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.
3. Лопатников С. Л. Акустическое фазовое эхо в жидкости с пузырьками газа // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 10. С. 623.
4. Лопатников С. Л. В кн.: Волны и дифракция. Т. 1. Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. М.: АН СССР, 1981. С. 332–334.
5. Немцов Б. Е., Эйдман В. Я. Об эффекте пространственного эха в жидкости с пузырьками газа // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 669–672.
6. Котельников И. А. Эффект эха в жидкости с пузырьками газа // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. № 10. С. 1227–1234.
7. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука. 1982.

Поступило в редакцию  
4.IX.1987

УДК 621.315.6:537.226.86

#### СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗВУКОПРОВОДОВ

Вьюн В. А.

Для решения задач акустоэлектронного (АЭ) взаимодействия и возбуждения поверхностных акустических волн (ПАВ) широко и плодотворно применяется импедансный метод [1–3]. Он основан на том, что для пьезоэлектрического звукопровода и прилегающей к нему среды на их поверхностях вводятся поверхностные эффективные диэлектрические проницаемости  $\epsilon = D_y / (k\varphi)$  (здесь  $\varphi$ ,  $D_y$  — электрический потенциал и индукция,  $k$  — волновое число) или обратно пропорциональные  $\epsilon$  импедансы. Значения  $\epsilon$  для каждой среды учитывают ее физические свойства и все граничные условия (кроме электрических для  $\varphi$ ,  $D_y$ ). Граничные условия для  $\varphi$ ,  $D_y$  на границе раздела сред требуют непрерывности  $\epsilon$ , откуда следует дисперсионное уравнение для ПАВ [1, 2]. При этом основная трудность состоит в том, что значение  $\epsilon$  для пьезоэлектрических звукопроводов зависит не только от их параметров, но и, что следует особо отметить, от типа ПАВ.

В настоящей работе показывается, что с учетом ПАВ поверхностная диэлектрическая проницаемость пьезоэлектрического звукопровода, отделенного зазором  $h$ , при увеличении  $h$  независимо от типа ПАВ асимптотически стремится к одной и той же функции, характеризуемой всего тремя параметрами.

Пусть ПАВ на фиксированной частоте с волновым числом  $k$  распространяется в  $z$ -направлении на поверхности звукопровода, занимающего область  $y > 0$ . Не касаясь вопроса существования ПАВ [4], будем считать, что ПАВ существует, и для полу-



пространства  $y > 0$ , значение  $\varepsilon$  задано в виде некоторой неявной аналитической функции  $\varepsilon_1(k)$  в соответствующей области изменения  $k$ . Тогда с учетом квазистатики (скорость ПАВ мала по сравнению со скоростью света) решение уравнения Пуассона с соответствующими граничными условиями для  $\varphi$ ,  $D_y$  (при  $y=0, -h$ ) легко найти  $\varepsilon$  для полупространства  $y > -h$  (звукопровод, отделенный зазором  $h$ ):

$$\varepsilon_2(k) = \varepsilon_0 a_1 / a_2, \quad (1)$$

где  $a_1 = a_1(k) = \varepsilon_0 \operatorname{th}(kh) + \varepsilon_1(k)$ ,  $a_2 = a_2(k) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(k) \operatorname{th}(kh)$ ,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость зазора. Функция  $\varepsilon_2(k)$  имеет нули и полюса при  $k = k_1$  и  $k = k_2$ , которые отыскиваются из решения уравнений  $a_1 = 0$  и  $a_2 = 0$  соответственно. При условии  $da_1/dk|_{k=k_1} \neq 0$  и  $da_2/dk|_{k=k_2} \neq 0$ , разлагая (1) в ряд Лорана, функцию  $\varepsilon_2(k)$  с точностью до остаточного члена порядка  $|k - k_1|^2$  можно аппроксимировать формулой

$$\varepsilon_3(k) = \varepsilon_p (k - k_1) / (k - k_2), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_p = \varepsilon_0 (k_1 - k_2) (da_1/dk) / a_2|_{k=k_1}$ .

Чтобы понять физический смысл параметров  $k_1, k_2$ , из условия непрерывности  $\varepsilon$  на границе  $y = -h$  с учетом (2), считая для прилегающей среды ( $y < -h$ ) заданным значение  $\varepsilon = -\varepsilon_s$ , получим изменение волнового числа за счет АЭ-взаимодействия ПАВ:

$$k - k_2 = k_2 \delta \varepsilon_p / (\varepsilon_p + \varepsilon_s), \quad (3)$$

где параметр  $\delta = (k_1 - k_2) / k_2$  имеет смысл коэффициента электромеханической связи ПАВ. Из (3) видно, что при изменении  $\varepsilon_s$  значения  $k$  находятся в области сферы  $D_R$  с центром в точке  $(k_1 + k_2) / 2$  и радиусом  $R = |k_1 - k_2| / 2$ , а параметры  $k_1, k_2$  являются предельными значениями  $k$  при  $\varepsilon_s \rightarrow \infty, \varepsilon_s \rightarrow 0$ , что соответствует случаям металлизации и «открытой» (по терминологии работы [1]) поверхности  $y = -h$  соответственно. Физически ясно, что при увеличении  $h$   $k_1 \rightarrow k_2$  и  $R \rightarrow 0$  и в области  $D_R$  справедливо пренебрежение остаточным членом в (2), т. е. функция  $\varepsilon_2(k)$  асимптотически равна  $\varepsilon_3(k)$ . Так как тип волны не конкретизировался, то это утверждение справедливо для волн Рэлея, Гуляева — Блюстейна, вытекающих ПАВ, квазиобъемных волн и т. д. [4]. Так, для волн Рэлея при слабой связи ( $|\delta| \ll 1$ ) аппроксимация (2) выполняется вплоть до  $h = 0$  [1, 2]. В то время как для волн Рэлея с сильной связью и волн Гуляева — Блюстейна она не верна. Однако для этих и других типов ПАВ при увеличении зазора аппроксимация  $\varepsilon_2(k)$  формулой (2) выполняется. Например, как показывают оценки, для волн Гуляева — Блюстейна она с хорошей точностью справедлива при  $h \approx 0,1\lambda$  (здесь  $\lambda$  длина волны). Естественно при различных  $h$  входящие в (2) параметры  $\varepsilon_p, k_1, k_2$  могут быть найдены экспериментально с учетом зависимости  $k$  от  $\varepsilon_s$  (3).

Таким образом, полученная асимптотическая формула для поверхностной диэлектрической проницаемости пьезоэлектрических звукопроводов позволяет с единых позиций рассматривать вопросы АЭ-взаимодействия и возбуждения различных типов ПАВ. В заключение отметим, что для медленных поверхностных волн, сопровождаемых магнитным полем (например, магнитоупругих [5]), если вместо  $\varphi, D_y$  ввести магнитный потенциал, индукцию и аналогично  $\varepsilon$  поверхностную эффективную магнитную проницаемость, то для последней также справедлива аналогичная аппроксимация.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ingebrigtsen K. A. Surface waves in piezoelectrics // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 7. P. 2681–2686.
2. Greebe C. A. A. J., Van Dallen P. A., Swanenburg T. J. B., Wolter J. Electric coupling properties of acoustic and electric surface waves // Phys. Repts. 1971. V. 1. № 5. P. 236–268.
3. Милсон Р., Редвуд М., Рэйли Н. Встречно-штыревые преобразователи // Фильтры на поверхностных акустических волнах. М.: Радио и связь, 1981. С. 54–104.
4. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 228 с.
5. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.

Поступило в редакцию  
3.V.1988