

© 1993 г. Р. И. Вейцман, Е. В. Зиновьев

### ВЛИЯНИЕ ЭКРАНА НА ИЗЛУЧЕНИЕ КРУГЛОЙ ПЛАСТИНКИ

Численно определяются давление и потоки энергии при колебаниях тонкой упругой пластинки, помещенной в жесткий круглый экран. Низкочастотные изгибные колебания пластинки возбуждались приложенной в центре сосредоточенной гармонической силой. Рассмотрены два варианта граничных условий — заземленный и свободный край. Для экранов различной величины рассчитана зависимость давления в дальнем поле от волнового числа. Приведено распределение интенсивности потока энергии, выходящей из пластины, по радиусу. Рассматривалась частотная зависимость интенсивности выходящего из центра потока энергии. Для случая легкой жидкости показано влияние толщины пластинки на интенсивность. Для тяжелой жидкости исследовано влияние потерь в материале на интенсивность.

Рассматриваются колебания тонкой упругой пластинки радиуса  $R$  под действием гармонической осесимметричной нагрузки  $F e^{i\omega t}$ . В большей части примеров нагрузка сосредоточена в центре пластинки. Пластика заключена в жесткий экран радиуса  $R_1$ . Движение пластинки определяется в виде суммы составляющих разложения по формам свободных колебаний в вакууме. Для определения присоединенных масс жидкости решается задача Неймана. При этом скорость задается на поверхностях плоского разреза: при  $z = 0, r < R$  задана скорость колебаний  $V(r) e^{i\omega t}$ ; на экране  $z = 0, R < r < R_1$  скорость равна нулю. Таким образом, при расчете колебаний жидкости толщина пластинки считается равной нулю. Результаты расчетов давления в дальнем поле  $P$  представлены зависимостью безразмерной величины  $P/P_d$  от волнового числа  $kR$ . Здесь  $c, \rho$  и  $c_a, \rho_a$  — скорость звука и плотность материала пластинки и жидкости,  $P_d = F\omega/4\pi c_a r, (kR)^2 = \omega R^2 \sqrt{12(1-\sigma^2)}/ch$ .

Расчеты производились в диапазоне низких частот  $\omega R < c_a$  и для отношений скорости звука  $c/c_a = 3,3$  или  $c/c_a = 16,5$  и плотности  $\rho/\rho_a = 8$  или  $\rho/\rho_a = 8000$ . Первый случай — тяжелая жидкость — соответствует стальной пластинке в воде. Второй случай — легкая жидкость — соответствует стальной пластинке в воздухе. Коэффициент Пуассона материала пластинки  $\sigma$  принимался равным 0,3. На рис. 1 представлена величина  $P/P_d$  в зависимости от  $kR$ . Толщина пластинки  $h = R/1000$ , коэффициент потерь в материале считался равным  $\eta = 0,1$ . На краю пластинка свободна. Скорость колебаний пластинки мало зависит от размера экрана. В рассматриваемом низкочастотном диапазоне у пластинок в ограниченном экране диаграмма направленности соответствует диполю. Если рассматривать пластинку без экрана и с бесконечным экраном, то на низкой частоте отношение максимальных амплитуд давления  $P$  для этих случаев пропорционально частоте [1]. Такое влияние экрана должно иметь место, когда размер экрана больше длины волны в жидкости. Это условие не выполняется в рассматривавшихся случаях, когда размер экрана увеличивали от  $R_1 = R$  до  $R_1 = 4R$  в частотном диапазоне  $\omega R < c_a$ . Влияние величины экрана оказывается существенным и в рассматривавшихся условиях. Однако оно меняется в зависимости от сочетания с другими параметрами:  $h/R, c/c_a, \rho/\rho_a, \eta$ .

На рис. 1, а, где показаны результаты, определенные для пластинки в тяжелой жидкости, видно, что максимум излучаемого пластинкой давления растет с

увеличением размера экрана. Если потери  $\eta = 0,1$ , в отсутствие экрана (линия 1) практически подавляют проявление резонансов, то уже при  $R_1/R = 1,25$  (линия 2) уровни резонансов превышают номинальную величину  $P_d$  на 10 дБ и для  $R_1 = 4R$  (линия 3) уровни возрастают еще на 5—10 дБ. С тем чтобы выявить влияние первой моды, соответствующей движению пластинки как твердого тела, рассматривалось действие статически уравновешенной нагрузки (СУН). В этом случае наряду с сосредоточенной нагрузкой  $F$  в центре прикладывается распределенная погонная нагрузка на краю, равная  $-F/2\pi R$ . Линия 4 соответствует действию СУН на свободную пластинку без экрана. Сравнение с линией 1 показывает, что без экрана низкочастотное излучение свободной пластинки определяется влиянием первой моды. Линия 5 соответствует действию СУН на свободную пластинку в экране  $R_1 = 4R$ . Сравнение с линией 3 показывает, что у экранированной свободной пластинки излучение на резонансной частоте определяется резонансной модой.

Обращает на себя внимание, что у заземленной пластинки (линия б) давление более чем на 20 дБ превышает значения, полученные для свободной пластинки. В то же время давление, соответствующее заземленной пластинке, мало зависит от  $R_1/R$ . Это следует из сравнения результатов, полученных для заземленной пластинки в экране радиуса  $R_1 = 4R$  и без экрана. Вследствие малого отличия эти данные на рис. 1, а не приведены.

На рис. 1, б представлены зависимости, полученные в аналогичных условиях для легкой жидкости. В противоположность результатам, представленным на рис. 1, а, на первых резонансах величина излучаемого давления уменьшается с ростом экрана. Следует ожидать, что при дальнейшем увеличении размера экрана, начиная с некоторого  $R_1 > 4$ , давление будет увеличиваться. Как и в тяжелой жидкости, заземление края ведет к повышению уровня излучаемого давления и влияние экрана оказывается несущественным. В тяжелой жидкости без экрана излучение свободной пластинки при СУН на первом резонансе невелико. В легкой жидкости, напротив, здесь выделяется заметный максимум.

Можно отметить, что влияние экрана на излучение и присоединенную массу цилиндрической оболочки меньше, чем для плоской пластинки. Это показано на примерах в работе [2].

Размер статьи ограничивает объем приводимых результатов. В ближнем поле наименее изучено распределение потоков энергии. Ниже рассматриваются предельные случаи: пластинка в бесконечном экране и без экрана. Измерения интенсивности потока энергии и расчеты без учета влияния жидкости на форму колебаний для пластинки в экране описаны в работах [3, 4]. В работе [1] показано, что в зависимости от сочетания различных условий, которыми определяются колебания пластинки совместно с жидкостью, поток энергии может идти в дальнее поле разными путями.

В большинстве случаев главная часть энергии, выходящей из пластинки, возвращается в пластинку в ближней области короткого замыкания.

В [1] представлены на двух частотах потоки энергии в тяжелой жидкости вблизи свободной пластинки без экрана при коэффициенте потерь  $\eta = 0,01$ . На частоте, соответствующей  $kR = 1,5$ , поток энергии уходит в дальнее поле почти напрямую от места, где приложена внешняя сила, т. е. из центра пластинки. При  $kR = 3$  энергия выходит из центра и уходит в дальнее поле от края, но перед этим следует в виде струи извилистым путем около поверхности пластинки. На рис. 2 показан поток энергии в тех же условиях на промежуточной частоте при  $kR = 2,5$ . Можно видеть, что на представленной четверти пространства энергия поступает в дальнее поле двумя струйками: одна выходит из центра, другая — от края пластинки. Каждая из струек проходит между своими особенностями типа вихрей  $W_2$  и  $W_1$ . В седловом образовании  $E$  струйки сходятся. Центры вихревых зон  $W_2$  находятся в точках поля, где давление достигает минимума.

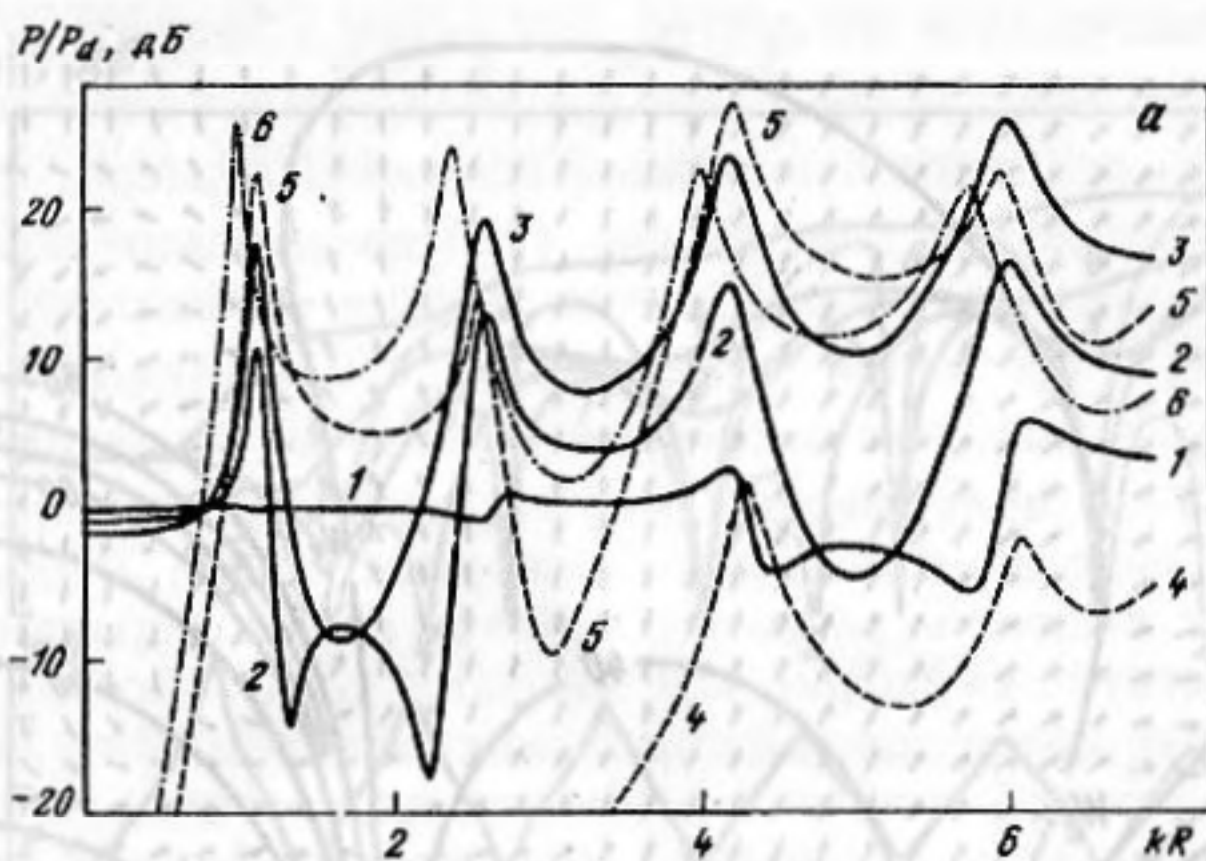


Рис. 1а

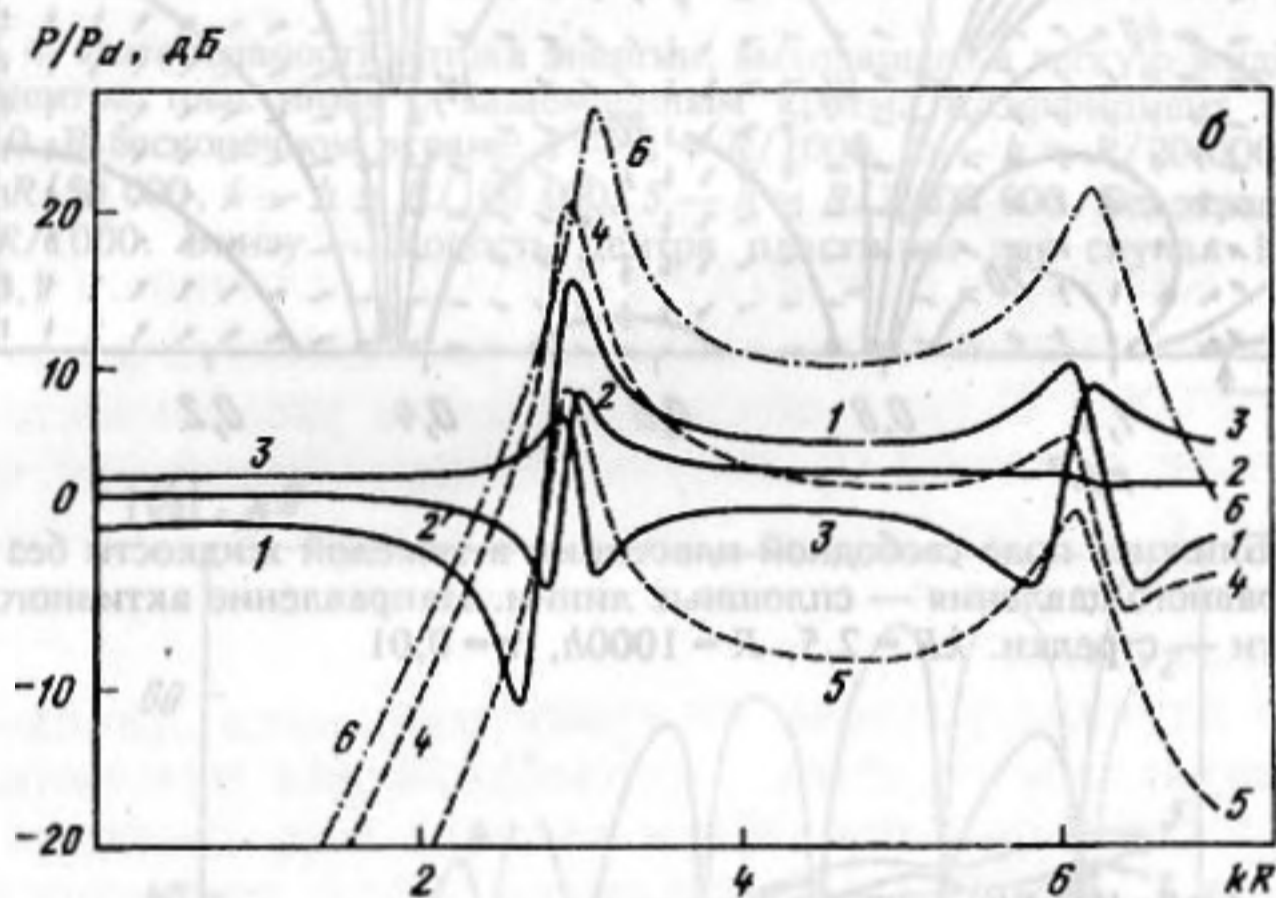


Рис. 1б

Рис. 1. Изменение давления в дальнем поле с частотой для пластинки толщиной  $h = R/1000$  при коэффициенте потерь  $\eta = 0,1$ . а — в тяжелой жидкости; б — в легкой жидкости. 1—5 — край пластинки свободен. 1 — без экрана, 2 —  $R_1 = 1,25R$ , 3 —  $R_1 = 4R$ , 4, 5 — при статически уравновешенной нагрузке: 4 — без экрана, 5 —  $R_1 = 4R$ , 6 — край защемлен, без экрана

На поверхности пластинки замыкаются вихревые зоны  $W_1$ , в которых энергия протекает, не уходя в дальнее поле. Изобары, показанные сплошными линиями, проведены через 10 дБ и представляют ближнее поле. В какой-то мере картина определяется потоками энергии, выходящей из пластинки.

Рассмотрим интенсивность потока энергии, идущей из пластинки. Введем величину  $\bar{U}(r) = 4\pi RrU_r/FV_r$ . Здесь  $U_r$  — действительная часть вектора  $PV^*$ ,  $P$  — давление в примыкающей жидкости,  $V$  — скорость на радиусе  $r$ , а  $V_r$  — составляющая скорости центра пластинки, находящаяся в фазе с силой  $F$ . На рис. 3 показано распределение по радиусу относительной величины  $\bar{U}$  выходящего из пластинки потока энергии. Из приведенных результатов видно, что значение величины  $U_r$  в центре может превосходить значение на краях на порядки. Поэтому, чтобы получить приемлемый масштаб, на рис. 3 используется параметр  $\bar{U}$ , содержащий множитель  $r$ . При трех значениях числа  $kR = 3, 6, 9$  рассматривалась помещенная в тяжелую жидкость без экрана пластинка толщиной  $h = R/1000$ . Края пластинки свободны. Потери в материале пластинки  $\eta = 0,01$ . При  $kR = 9$  расчеты производились для  $\eta = 0,01$  и  $\eta = 0$ . Сравнение показывает большое

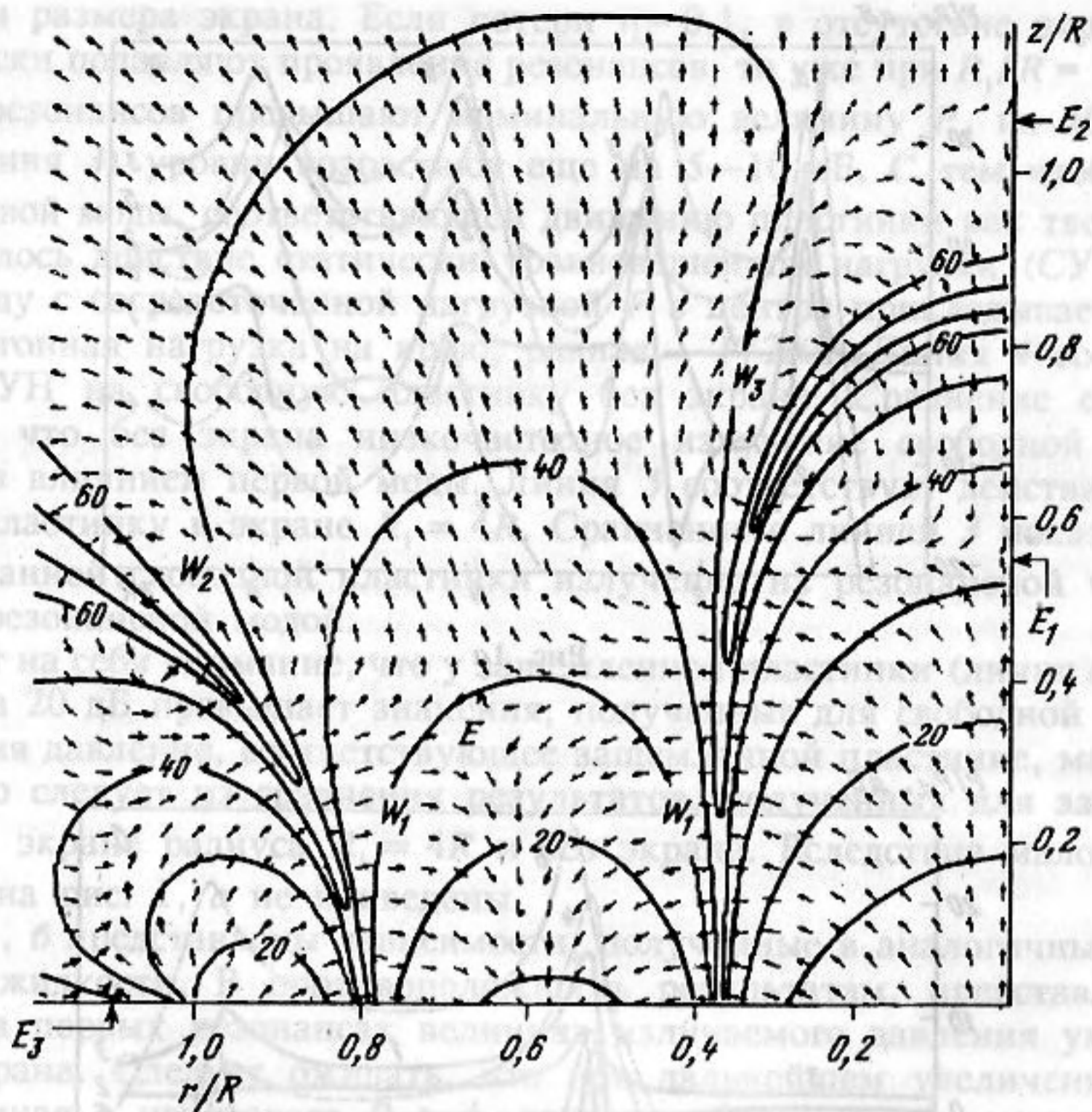


Рис. 2. Ближнее поле свободной пластинки в тяжелой жидкости без экрана. Линии равного давления — сплошные линии. Направление активного потока мощности — стрелки.  $kR = 2,5$ ,  $R = 1000h$ ,  $\eta = 0,01$

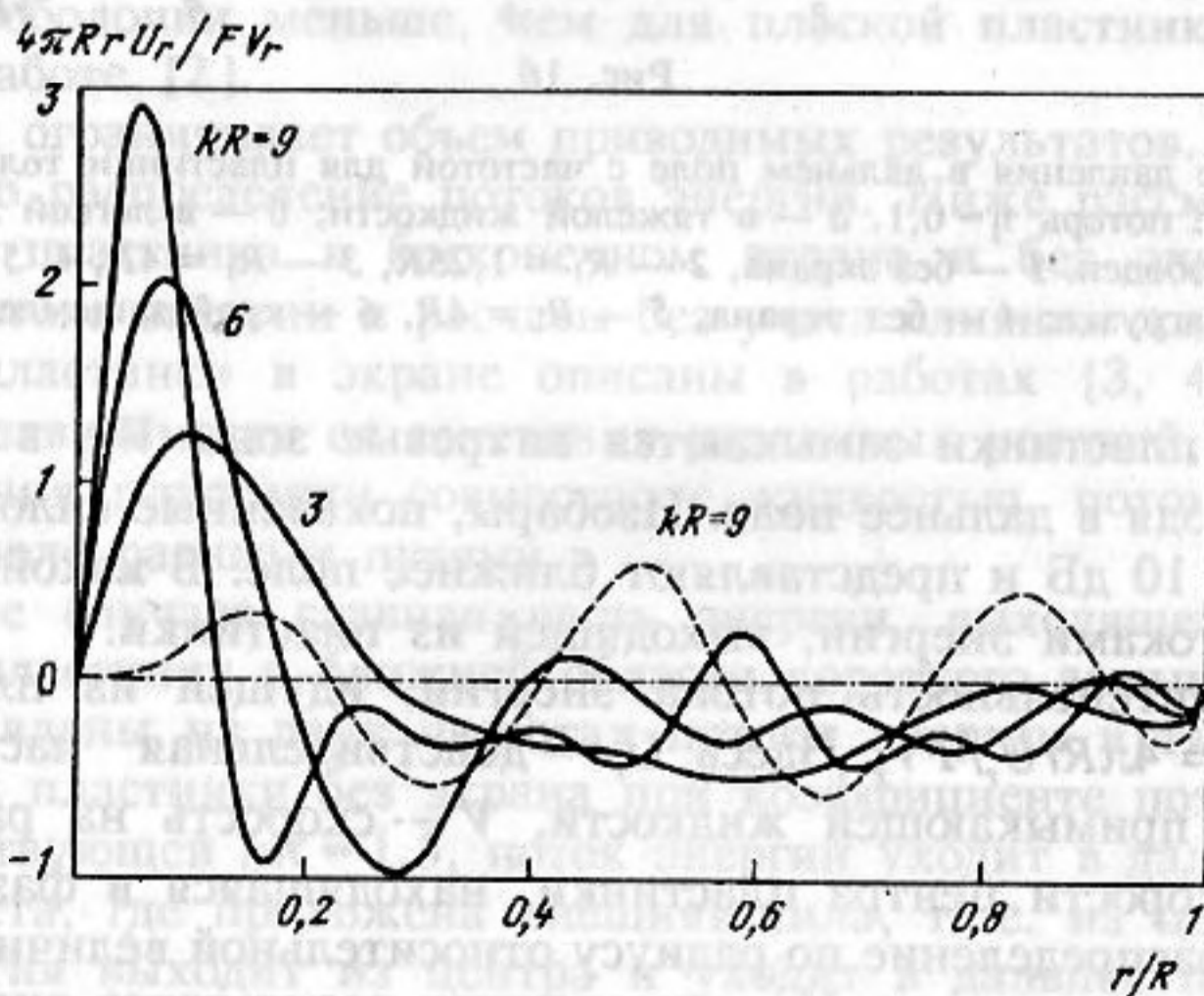


Рис. 3. Распределение вдоль радиуса пластинки интенсивности выходящего в жидкость потока энергии. Пластика со свободным краем в тяжелой жидкости, толщина  $h = R/1000$ , потери  $\eta = 0,01$ . Пунктир — без потерь  $\eta = 0$

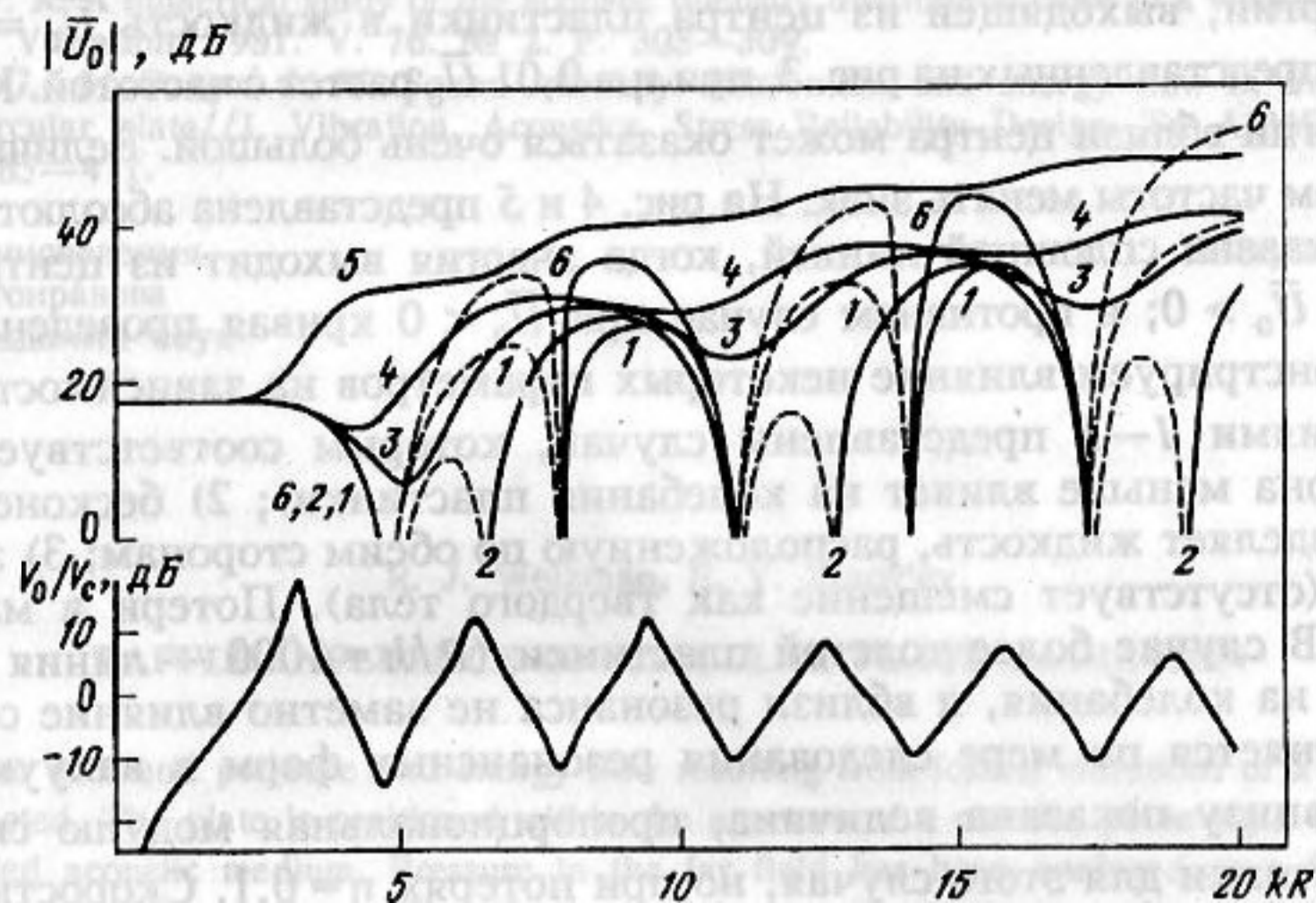


Рис. 4. Интенсивность потока энергии, выходящего в легкую жидкость из центра пластинки с заземленным краем. Коэффициент потерь  $\eta = 0$ . В бесконечном экране: 1 —  $h = R/1000$ , 2 —  $h = R/20\,000$ , 3 —  $h = R/50\,000$ , 4 —  $h = R/100\,000$ , 5 —  $h = R/1\,000\,000$ . Без экрана 6 —  $h = R/1000$ . Внизу — скорость центра пластинки для случая 1 при  $\eta = 0,1$

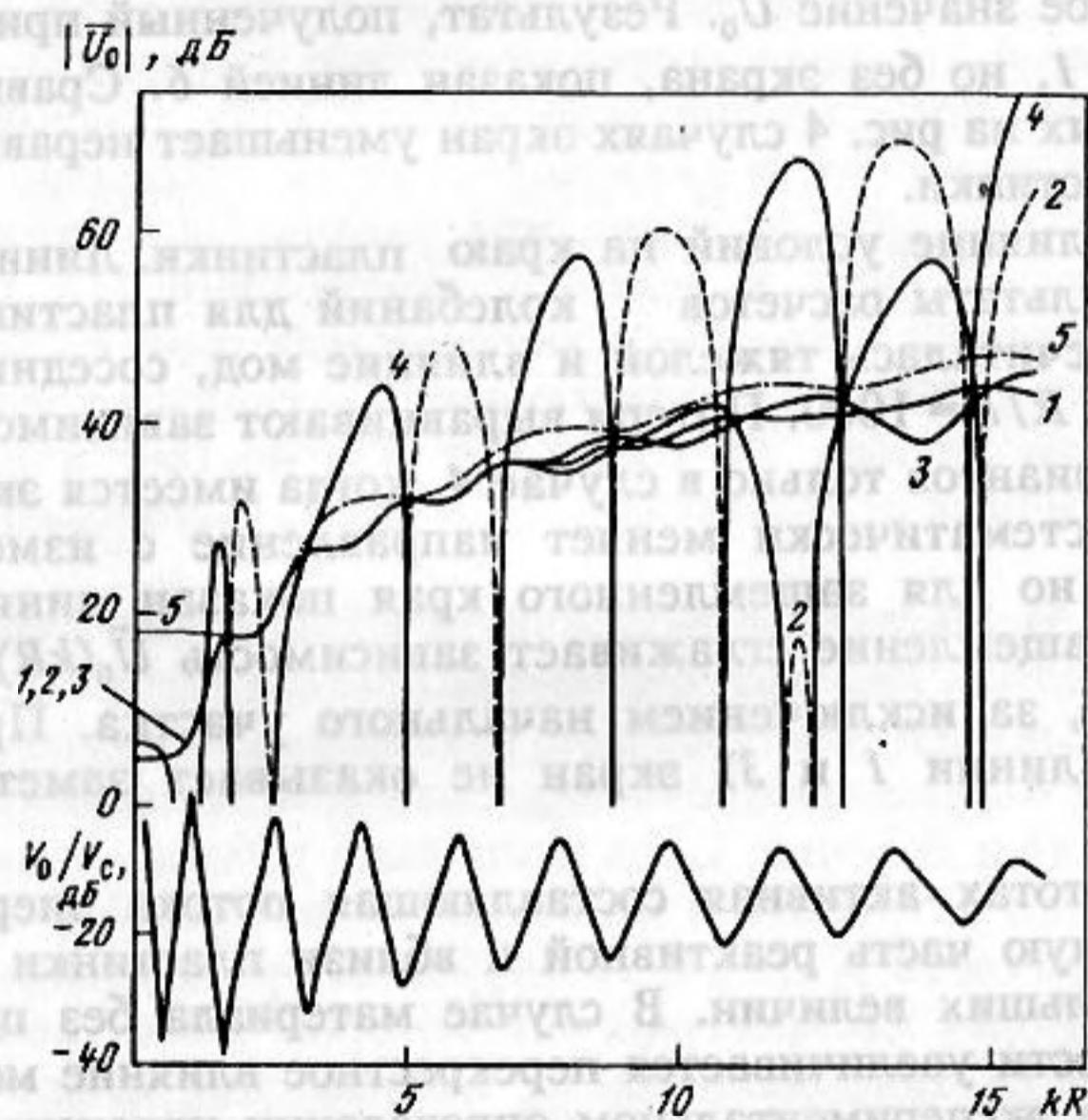


Рис. 5. Интенсивность потока энергии, выходящего в тяжелую жидкость из центра пластинки,  $h = R/1000$ . Свободный край 1—4. Без экрана: 1 —  $\eta = 0,01$ , 2 —  $\eta = 0,00001$ . В бесконечном экране: 3 —  $\eta = 0,01$ , 4 —  $\eta = 0$ . Замещенный край: 5 — в бесконечном экране  $\eta = 0$ . Внизу — скорость центра пластинки для случая 4 при  $\eta = 0,1$

влияние потерь в материале пластинки на распределение интенсивности потоков энергии в жидкости.

В качестве величины, характеризующей изменение потока энергии в зависимости от частоты, будем рассматривать относительную величину интенсивности

потока энергии, выходящей из центра пластинки в жидкость  $\bar{U}_0 = 2\pi R^2 U_0 / FV_c$ . В случаях, представленных на рис. 3, при  $\eta = 0,01$   $\bar{U}_0$  растет с частотой. Концентрация потока энергии вблизи центра может оказаться очень большой. Величина  $\bar{U}_0$  может с изменением частоты менять знак. На рис. 4 и 5 представлена абсолютная величина  $\bar{U}_0$ . Она показана сплошной линией, когда энергия выходит из центра пластинки в жидкость  $\bar{U}_0 > 0$ ; в противном случае при  $\bar{U}_0 < 0$  кривая проведена пунктиром.

Продемонстрируем влияние некоторых параметров на зависимость  $\bar{U}_0(kR)$ . На рис. 4 линиями 1—5 представлены случаи, которым соответствует: 1) легкая жидкость (она меньше влияет на колебания пластинки); 2) бесконечный экран, который разделяет жидкость, расположенную по обеим сторонам; 3) заземленная пластинка (отсутствует смещение как твердого тела). Потери в материале отсутствуют. В случае более толстой пластинки ( $R/h = 1000$  — линия 1) жидкость мало влияет на колебания, и вблизи резонанса не заметно влияние соседних мод. Знак  $\bar{U}_0$  меняется по мере следования резонансных форм в вакууме. Для ориентировки внизу показана величина, пропорциональная модулю скорости  $V_0$  в центре пластинки для этого случая, но при потерях  $\eta = 0,1$ . Скорость  $V_0$  отнесена к  $V_c$  скорости, соответствующей характеристическому импедансу пластины в вакууме. С уменьшением толщины,  $R/h = 20\ 000$  (линия 2), уменьшаются размеры участков частот, где  $\bar{U}_0 < 0$ . Для  $R/h = 50\ 000$  (линия 3) и более тонких пластин (линии 4, 5) во всем расчетном диапазоне частот  $\bar{U}_0 > 0$ , т. е. энергия из центра идет в жидкость. При  $R/h > 1\ 000\ 000$  величина  $\bar{U}_0$  положительна и растет с частотой монотонно. Таким образом, рост влияния жидкости сказывается начиная с  $R/h = 20\ 000$ . С уменьшением толщины увеличивается перевязка мод и растет абсолютное значение  $\bar{U}_0$ . Результат, полученный при тех же условиях, что и для случая 1, но без экрана, показан линией 6. Сравнение показывает, что в рассмотренных на рис. 4 случаях экран уменьшает неравномерность потока энергии около пластинки.

Существенно влияние условий на краю пластинки. Линиями 1—4 на рис. 5 представлены результаты расчетов колебаний для пластинки со свободным краем. Жидкость считалась тяжелой и влияние мод, соседних с резонансной, сказались уже при  $R/h = 1000$ . Потери выравнивают зависимость  $\bar{U}_0(kR)$ . Среди рассмотренных вариантов только в случае 4, когда имеется экран и нет потерь, поток энергии систематически меняет направление с изменением частоты. Тот же вариант, но для заземленного края показан линией 5. Сравнение показывает, что заземление сглаживает зависимость  $\bar{U}_0(kR)$ . Близко к 1 и 3 проходит линия 5, за исключением начального участка. При потерях в материале  $\eta = 0,01$  (линии 1 и 3) экран не оказывает заметного влияния на интенсивность  $\bar{U}_0$ .

На низких частотах активная составляющая потока энергии представляет лишь незначительную часть реактивной и вблизи пластинки определяется как малая разность больших величин. В случае материала без потерь, без экрана и в тяжелой жидкости увеличивается перекрестное влияние мод, и погрешность при расчетном или экспериментальном определении интенсивности может оказаться очень большой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вейцман Р. И., Зиновьев Е. В. Низкочастотные колебания и излучение круглой пластинки // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 33—40.
2. Вейцман Р. И., Зиновьев Е. В., Рябенский В. С. Применение метода разностных потенциалов к решению уравнения Гельмгольца для области, ограниченной цилиндрическими поверхностями: Препринт № 31. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша, 1989. 20 с.

3. *Kristiansen V. R.* A numerical study of the acoustic intensity distribution close to a vibrating membrane//J. Sound and Vibration. 1981. V. 76. № 2. P. 305—309.
4. *Krishnappa G., McDougal J. M.* Sound intensity distribution and energy flow in the nearfield of a clamped circular plate//J. Vibration. Acoustics. Stress Reliability Design. Tr. ASME. 1989. V. 111. № 4. P. 465—471.

Институт машиноведения  
им. А. А. Благоднарова  
Российской академии наук

Поступила в редакцию  
28.08.92

R. J. Weizman, E. V. Zinov'ev

### BAFFLE INFLUENCE ON CIRCULAR PLATE RADIATION

A calculation of sound pressure and energy flow resulting from forced vibrations of a thin elastic plate has been conducted. The plate is positioned within the aperture of a circular plane rigid baffle surrounded by an unbounded acoustic medium. Pressure in the far field has been analyzed as a function of baffle plate size and medium characteristics. The distribution of active flow intensity in frequency and the intensity of energy flow from the plate drive point to a liquid is presented as a function of frequency.