

1. Глазанов В.Е., Рубанов И.Л. Входной импеданс радиально возбуждаемого несплошного цилиндрического слоя // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 283–288.

Центральный научно-исследовательский институт
"Морфизприбор"

Поступило в редакцию
19.09.91

УДК 534.001.57

© 1992 г. Р.А. Дудник, А.Б. Колпаков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Анализу влияния неоднородности типа присоединенная масса на колебания и излучение тонких цилиндрических оболочек (ЦО) посвящен целый ряд работ [1–3]. Известно [4], что неоднородность, жестко закрепленная на поверхности ЦО, изменяет характер распределения колебательной скорости по ее поверхности и тем самым вносит изменения в структуру ближнего и дальнего поля излучения, создаваемого оболочкой.

Для практических мероприятий, цель которых заключается, например, в снижении излучаемого шума, также представляет интерес исследование характера изменения излучения оболочки, вызванного тем или иным распределением неоднородности по ее поверхности.

В настоящей работе проводилось экспериментальное и теоретическое исследования влияния распределения неоднородности, первоначально установленной на поверхности ЦО при $\varphi = \pi$ на виброакустические характеристики последних. Распределение осуществлялось посредством разделения сосредоточенной по азимуту неоднородности массы m_0 , жестко закрепленной вдоль образующей ЦО, на две одинаковые массы m_1 и m_2 , которые устанавливались на поверхности исследуемой модели при $\varphi = \pi$ и $-\pi/2$ соответственно.

Лабораторные модели исследуемых оболочек представляли собой тонкостенные ($h \sim 1 \text{ м}^{-3}$) металлические цилиндры радиуса $a = 10^{-1}$ м, длина образующей которых составляла $l_0 = (1 - 3) \cdot 10^{-1}$ м.

В качестве неоднородностей использовались сплошные металлические цилиндры малых радиусов $R_{\text{неодн}} = (1 - 3) \cdot 10^{-2}$ м по сравнению с радиусом оболочки. Длина цилиндров выбиралась равной длине оболочек; их крепление осуществлялось с внутренней стороны ЦО при помощи винтов $d = 3 \cdot 10^{-3}$ м. Прикрепленная неоднородность контактировала с оболочкой по линии, совпадающей с ее образующей, и в связи с этим рассматривалась как локализованная по азимуту исследуемой модели.

Разделение неоднородности осуществлялось посредством использования вместо одного цилиндра массы m_0 двух других с массами m_1 и m_2 ($m_1 = m_2 = m_0/2$). В качестве параметра неоднородности, установленной на поверхности ЦО массы m , как в случае оболочки с одной, так и с двумя массами использовалась безразмерная величина $\alpha = m_0/m$. В условиях эксперимента параметр α изменялся в пределах $\alpha = (0 - 1)$.

Для определения характера влияния разделения неоднородности на колебания и излучение оболочек проводилось измерение как распределения колебательной скорости $\vartheta(\varphi)$ по азимуту, так и звукового давления $P(\varphi)$, излучаемого моделями в процессе колебания. При этом проводимый анализ ограничивался низкочастотными азимутальными формами колебания ЦО.

В эксперименте использовалась стандартная схема измерительных приборов, в состав которой входила в основном аппаратура фирмы "Роботрон".

Измерение $\vartheta(\varphi)$ осуществлялось бесконтактным способом при помощи ультразвукового фазового измерителя виброперемещений, разработанного Институтом прикладной физики [5, 6]. В процессе измерения исследуемая модель цилиндрической оболочки вращалась с помощью поворотного стола относительно датчика, расположенного на уровне $l_0/2$.

Измерение азимутального распределения звукового давления $P(\varphi)$ осуществлялось аналогичным образом при помощи шумомера 00025. При этом исследование ближнего и дальнего полей излучения ЦО осуществлялось посредством установки измерительного микрофона на расстояниях $(0,2; 0,4; 0,8) a$ и $(5 - 15) a$ соответственно от ее поверхности.

Возбуждение различных форм колебаний ЦО осуществлялось с помощью электромагнитного вибратора, на который подавалось синусоидальное напряжение. Наиболее регулярное распределение $\vartheta(\varphi)$ у моделей с $\alpha = 0$, наилучшим образом совпадающее с расчетным $\vartheta_n(\varphi) = \cos n\varphi$ ($n = 2, 3, 4, 5, \dots$ – собственные числа задачи), имело место на резонансной частоте, соответствующей форме колебания с $n = 5$ (см. рис. 1, а). В связи с этим обстоятельством в настоящей работе приведены результаты, полученные для пятой формы колебаний как однородной, так и неоднородной

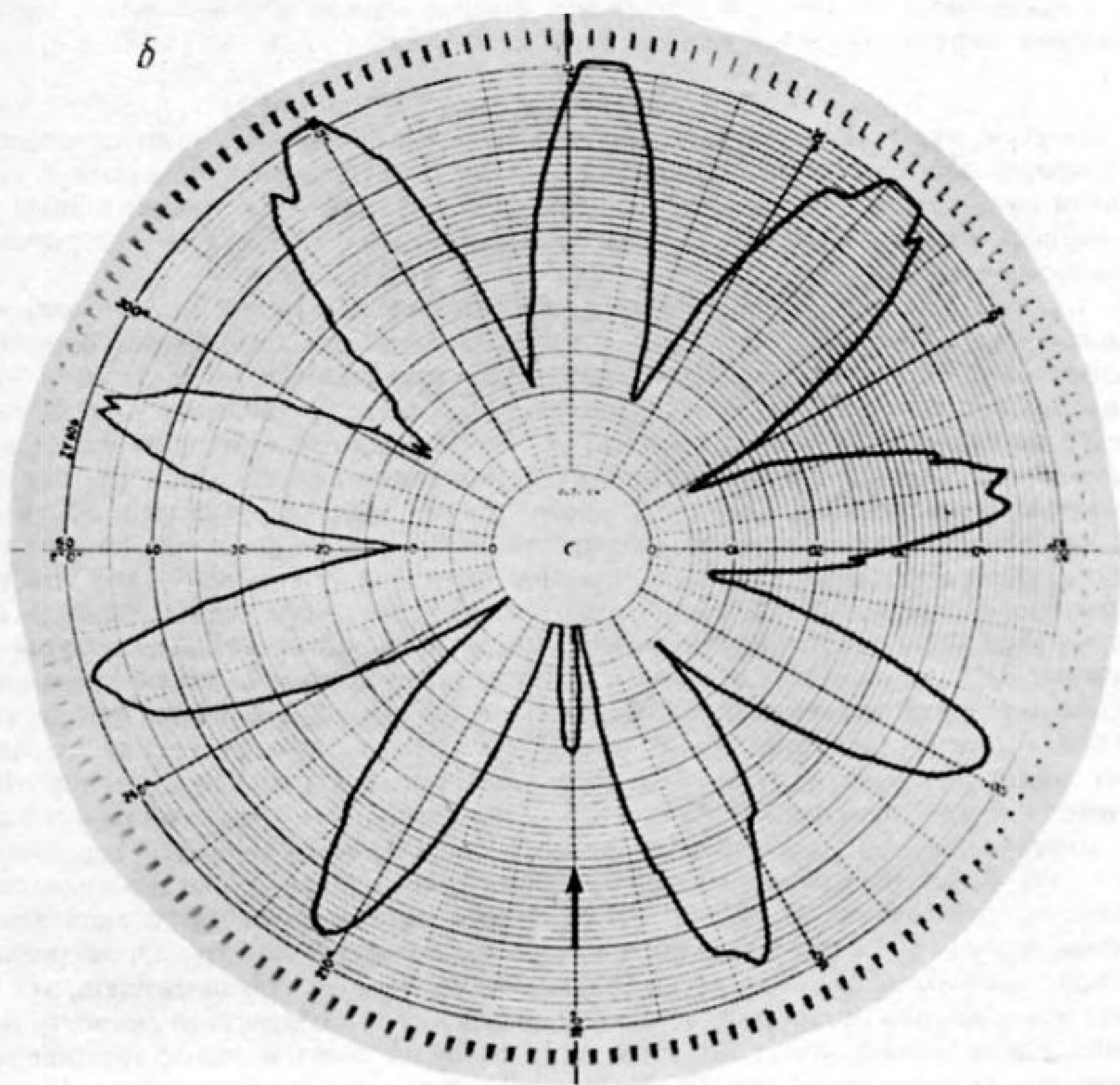
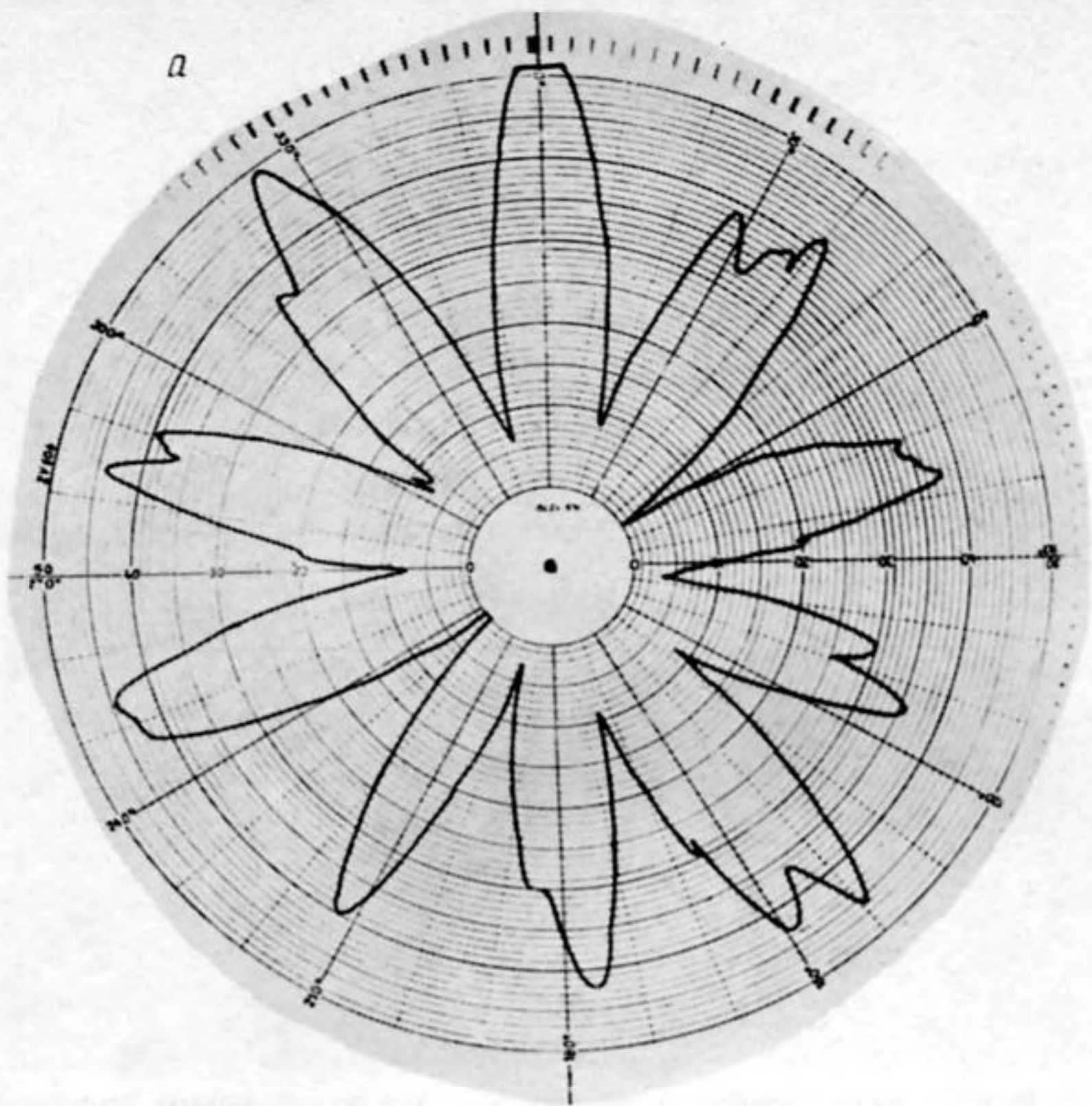


Рис. 1 (а, б)

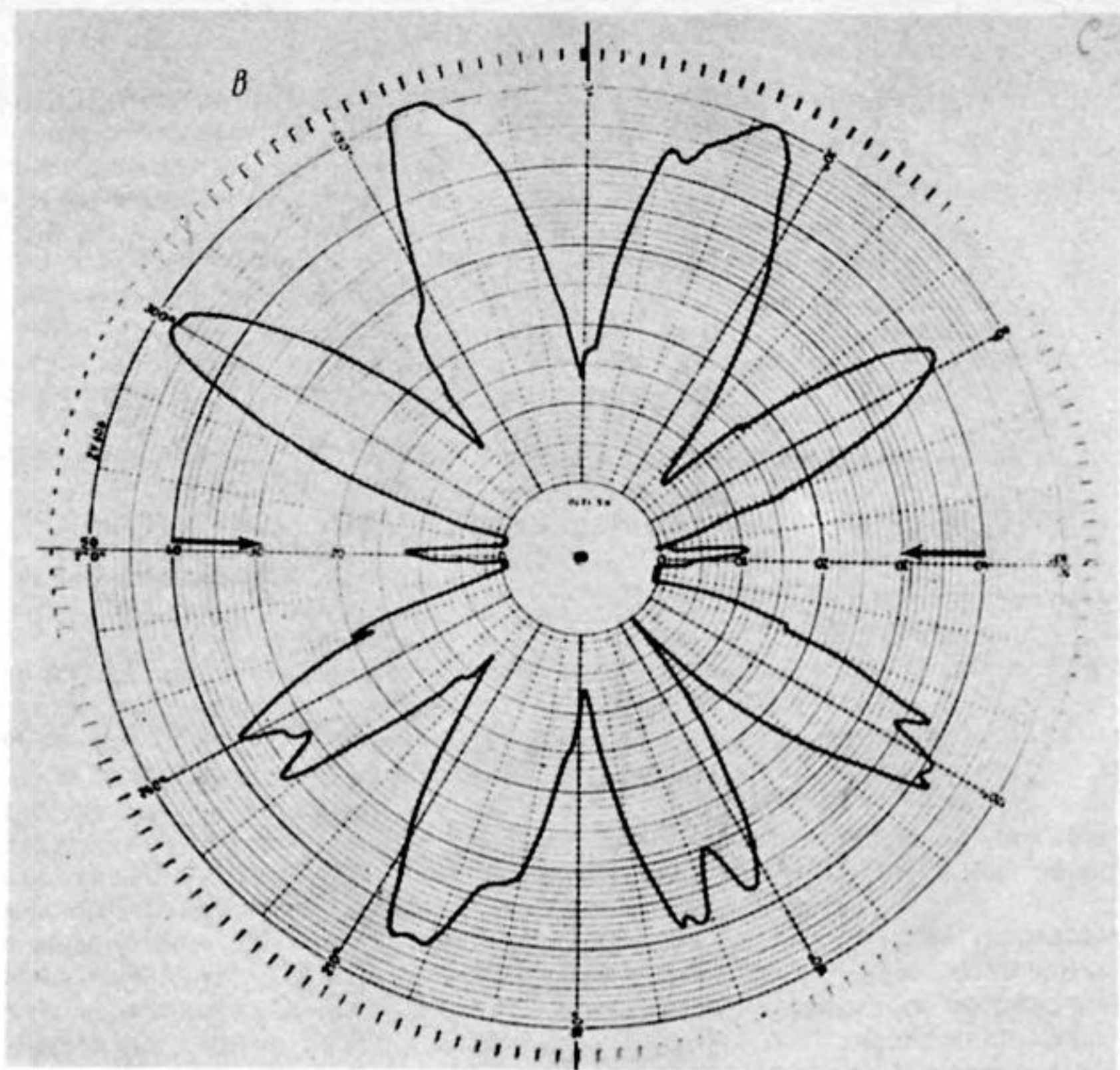


Рис. 1. Распределение колебательной скорости для пятой формы колебаний: *a* – однородной оболочки, *б* – оболочки с одной массой, *в* – оболочки с двумя массами (стрелками на *б*, *в* указаны положения масс)

оболочек. Отметим, что в эксперименте подбиралось такое положение возбудителя, при котором точки закрепления локальных масс совпадали с соответствующими пучностями в распределении колебательной скорости для однородных оболочек. В качестве иллюстрации влияния неоднородностей на виброакустические характеристики представим ниже результаты эксперимента, полученные для различных моделей оболочек при $\alpha = 0,5$.

На рис. 1, *б* представлено распределение $\vartheta(\varphi)$ для модели с одной массой, закрепленной при $\varphi = \pi$. Видно, что неоднородность приводит к деформации собственной формы колебаний по сравнению с однородной оболочкой [3]. Происходит сближение узлов в распределении $\vartheta(\varphi)$ и уменьшение амплитуды скорости в точке закрепления. При неоднородности $\alpha = 0,5$ в распределении $\vartheta(\varphi)$ остается практически девять пучностей вместо десяти для однородной оболочки (ср. рис. 1, *а*). Поэтому суммарная площадь распределения $\vartheta(\varphi)$ для такой неоднородной ЦО будет отлична от нуля, в отличие от оболочки однородной. Следовательно, отлична от нуля и объемная скорость такого излучателя, и в излучаемом поле будет присутствовать излучение монопольного типа.

Результаты измерений поля излучения неоднородной ЦО показывают, что оно представляет собой совокупность излучений набора пространственных гармоник $\cos n\varphi$. Действительно, собственную форму колебаний $\vartheta(\varphi)$ неоднородной ЦО можно представить в виде ряда Фурье по $\cos n\varphi$ [7]. Поля излучения пространственных гармоник ведут себя по-разному с увеличением расстояния от излучающей поверхности в зависимости от номера n . На рис. 2, *а*, *б* представлены азимутальные распределения звукового давления $P(\varphi)$, полученные посредством измерения на различных расстояниях от поверхностей исследуемых ЦО. Видно (см. рис. 2, *а*), что на расстоянии $\sim 0,2a$ преобладает излучение 4-й пространственной гармоники, на расстоянии $\sim 0,4a$ – третьей и т.д. Таким образом, по мере увеличения расстояния от поверхности оболочки меняется характер излучения: преобладает излучение гармоник с низкими номерами. Действительно, как показывают результаты исследования, на расстояниях $\geq 12a$ преобладает излучение монопольного типа (см. рис. 2, *б*).

Рассмотрим модели ЦО с двумя одинаковыми массами ($m_1 = m_2 = m_0/2$), закрепленными диаметрально противоположно на поверхности ЦО в точках $\varphi = \pm \pi/2$. Можно ожидать, что такое разделение массы неоднородности приведет к перераспределению колебательной скорости по сравнению с оболочкой с одной массой, когда объемная скорость будет иметь меньшее значение при одинаковом значении массы неоднородности. На рис. 1, *в* представлено распределение $\vartheta(\varphi)$ для рассматриваемой модели на резонансной частоте, соответствующей пятой форме колебаний. Видно, что имеют

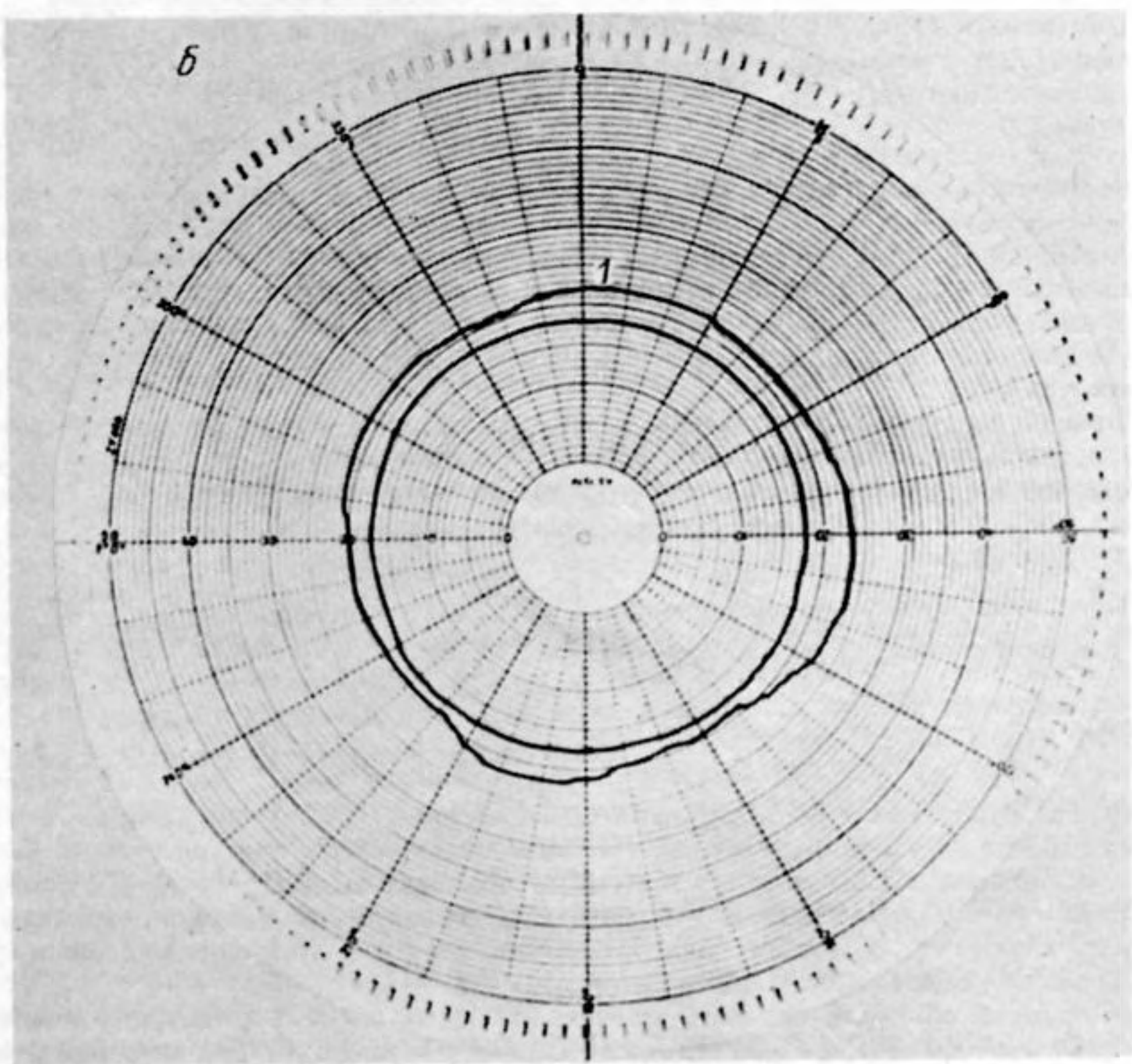
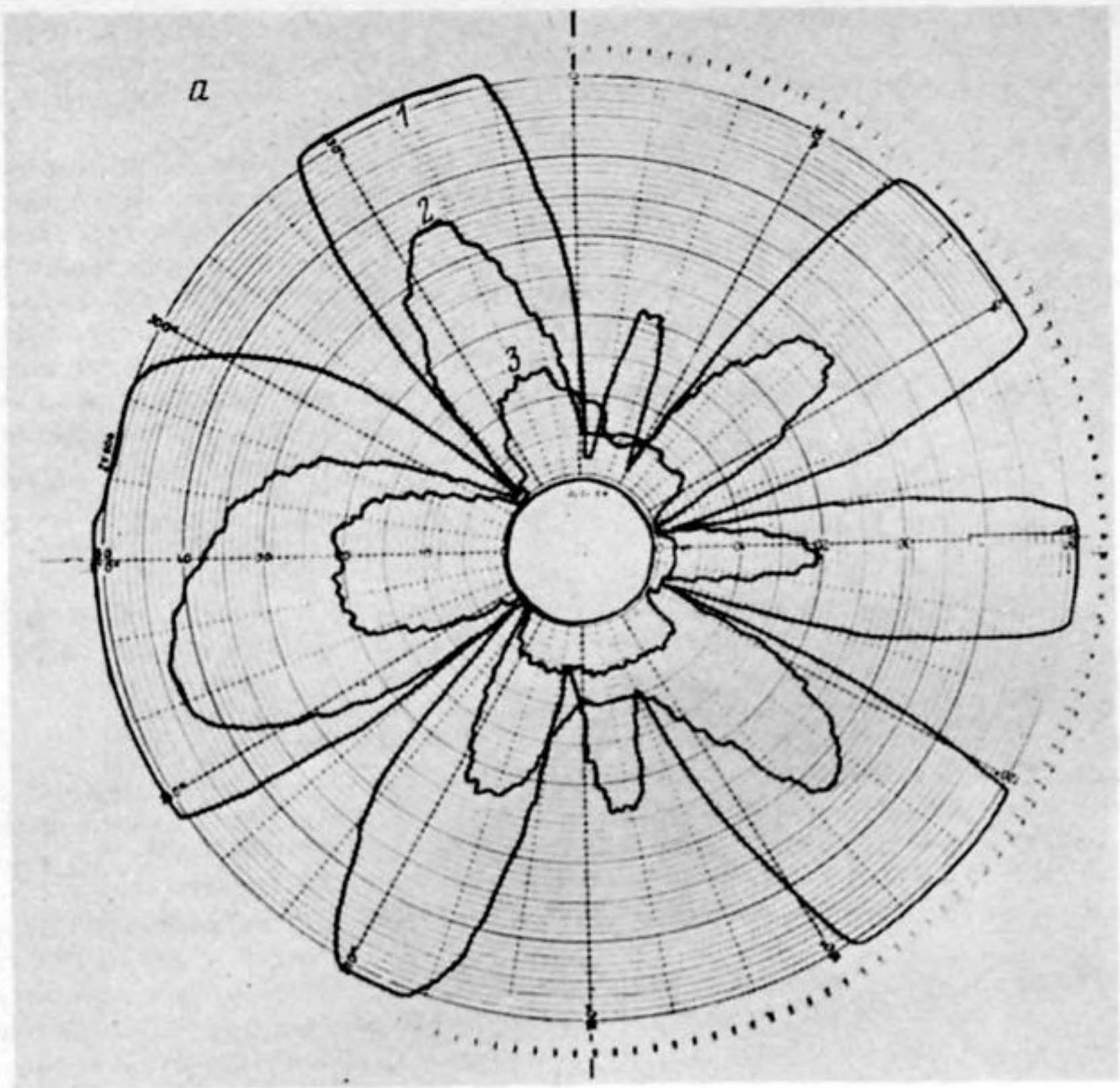


Рис 2 (а, б)

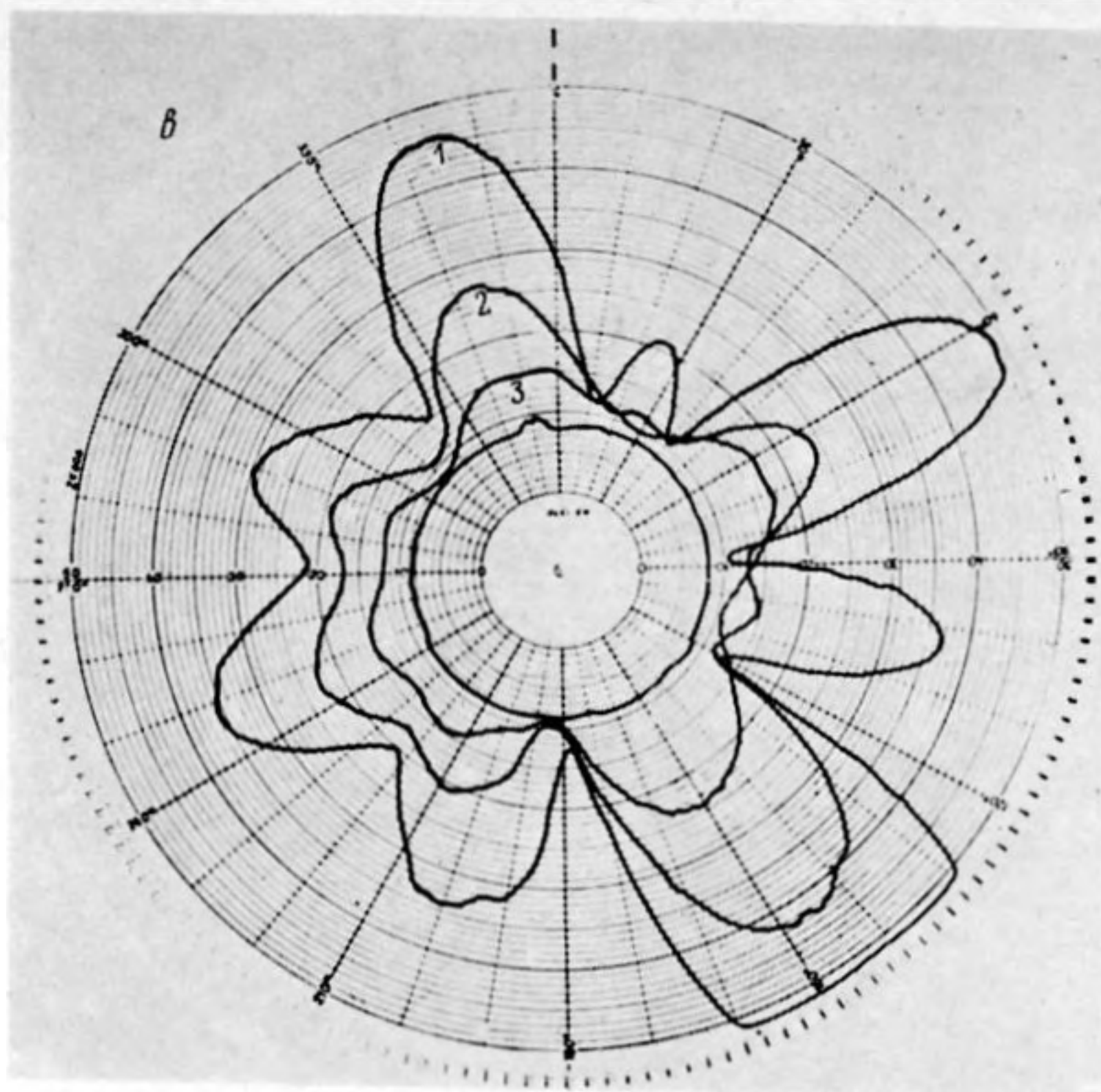


Рис. 2. Распределение давления, излучаемого оболочкой, снятое на расстояниях $r/a = 0,2$ (кривая 1), $r/a = 0,4$ (2), $r/a = 0,8$ (3), a – оболочкой с одной массой; b – оболочкой с двумя массами; b – распределение давления для оболочки с одной массой при $(r/a) = 12$. Круг в центре соответствует уровню шума

место два максимума $\vartheta(\varphi)$ малой амплитуды, расположенные в точках закрепления масс. На рис. 2, b представлено соответствующее распределение звукового давления по азимуту $P(\varphi)$. Как и в случае ЦО с одной массой, поле излучения представляет набор пространственных гармоник, которые ведут себя аналогичным образом с увеличением расстояния. В дальнем поле излучения ЦО с двумя массами также преобладает излучение монопольного типа, что свидетельствует о наличии у модели объемной скорости. Однако, как показывают измерения, уровень этого излучения у оболочки с разделенной массой ниже \sim на 6 dB .

Для иллюстрации полученных результатов можно использовать известное решение задачи об излучении ЦО в окружающее пространство с волновым сопротивлением ρc [7]. Если на поверхности оболочки радиуса $r = a$ задано распределение колебательной скорости в виде

$$\vartheta(\varphi) = \vartheta_0 \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos n \varphi, \quad (1)$$

то излучаемое давление в области $r \geq a$ определяется соотношением

$$P(r, \varphi) = \rho c \vartheta_0 i \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n^{(1)}(kr)}{[H_n^{(1)}(ka)]'} A_n \cos n \varphi, \quad (2)$$

где ϑ_0 – размерная амплитуда, A_n – коэффициент, учитывающий отклонение распределения $\vartheta(\varphi)$ реальной модели ЦО от идеального распределения колебательной скорости типа $\cos n \varphi$, характерного для моделей, принимаемых в расчете; $K = \omega/c$ – волновое число, $H_n^{(1)}(kr)$ – функция Ханкеля первого рода n -го порядка. Члены с $n = 0$ соответствуют излучению монопольного типа, создаваемому пульсирующими колебаниями цилиндра; члены с $n = 1$ – излучению дипольного типа, создаваемому осциллирующими колебаниями цилиндра, и т.д.

В случае однородной оболочки при возбуждении, например, пятой формы колебания в выражениях (1), (2) можно ограничиться единственным членом с резонансной амплитудой A_5 . Однако в реальных моделях оболочек имеются различные неоднородности, связанные с технологией их изготовления (погрешности размеров, нагортовка поверхностного слоя и т.д.), которые искажают распределение колебательной скорости (см. рис. 1, a) по сравнению с $\cos 5 \varphi$. В результате искажений

поле излучения моделей не ограничивается мультипольным излучением пятого порядка, а представляет совокупность излучений набора пространственных гармоник. При этом наиболее высокий уровень звукового давления создается гармоникой с $n=5$, излучение которой и наблюдается в эксперименте.

У неоднородной оболочки под действием неоднородности происходит деформация распределения колебательной скорости $\vartheta(\varphi)$, мера которой определяется коэффициентом A_n . Из-за наличия деформации поле излучения такой оболочки представляет набор пространственных гармоник, соответствующих резонансной форме колебания. В этом случае в выражениях (1), (2) необходимо учитывать все члены суммы. Пространственные гармоники ($n=0, 1, 2, 3, \dots$), входящие в состав общего поля излучения неоднородной ЦО, как отмечалось выше, ведут себя по-разному с увеличением расстояния от излучающей поверхности. Различие в их поведении можно проиллюстрировать в ближнем поле, представив функции Ханкеля, входящие в выражение (2), в виде рядов при малых значениях аргументов ($kr \ll 1, ka \ll 1$):

$$\frac{H_n^{(1)}(ka)}{[H_n^{(1)}(ka)]'} = -\frac{k}{n} a \left(\frac{r}{a}\right)^{-n}; \quad (n \geq 1, \frac{r}{a} > 1). \quad (3)$$

Из соотношения (3) видно, что с увеличением номера формы n поле излучения убывает как n^{-1} и очень резко убывает с увеличением расстояния от поверхности оболочки как $(a/r)^n$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лиходед А.И., Малинин А.А. Колебания подкрепленных оболочек вращения с сосредоточенными массами и осцилляторами//МТТ. 1971. № 1. С. 42–47.
2. Иванов В.С., Плахов Д.Д. Колебания кругового кольца несущего сосредоточенную массу//Инж. журн. 1963. Т. 3. № 3. С. 482–489.
3. Дудник Р.А., Музычук О.В., Фияксель Э.А. Излучение звука цилиндрической оболочки с локальной массой//Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 5. С. 834–840.
4. Дудник Р.А., Колпаков А.Б., Фияксель Э.А. Критерии подобия задачи о колебаниях и излучении неоднородной цилиндрической оболочки//Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 372–374.
5. Казаков В.В. Ультразвуковой фазовый измеритель виброперемещений: А.с. 1413420 (СССР)//Б.И. 1988. № 28. С. 167.
6. Антоненко В.А., Казаков В.В. Ультразвуковой измеритель перемещений (виброметр). Препринт ИПФ АН СССР № 112. Горький, 1984.
7. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 348 с.

Нижегородский архитектурно-строительный институт

Поступило в редакцию
25.10.91

УДК 534.25:534.8

© 1992 г. Ю.С. Кольцов, И.С. Кольцова, С.В. Семенова

ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ТОНКОСЛОЙНЫЕ КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В работе проведено экспериментальное исследование коэффициента прохождения W ультразвуковых волн через композиции тонкослойных материалов. В качестве подложек использовались кремниевые диски ориентации [001], радиус которых составлял 75 мм, толщина $h \sim 380$ мкм. На поверхности дисков в первом случае напылялись полимерные пленки полипараксилилена (ППК) толщиной 15 мкм. Во втором – создавались слои ППК с включенными в него частицами кадмия с размерами 1–3 мкм. Общая толщина пленки составляла 120 мкм, впоследствии ее можно было отслоить и исследовать прохождение ультразвуковых волн через гетерогенную пленку непосредственно. В третьем случае на предыдущую композицию напылялся слой чистого ППК толщиной 15 мкм.

Такие тонкослойные композиционные материалы приобретают все большее значение при совершенствовании элементной базы в микроэлектронике, так как с помощью различных функциональных добавок в полимерное покрытие можно в широком диапазоне варьировать параметры гетерогенного слоя.

Измерения проводились в импульсном режиме в кювете, в которой исключалось появление отраженных от стенок кюветы сигналов [1]. Излучающий, приемный пьезодатчики, имеющие апертуру $3 \cdot 10^2$ мм², и образец помещались в иммерсионную жидкость так, чтобы нормали, проходящие