

$T^{\circ}K$	$E, \text{кгс/мм}^2$	$G, \text{кгс/мм}^2$	σ	$E, \text{кгс/мм}^2$ [2]
300	33 200	12 700	0,31	33 250
500	32 000	12 200	0,31	32 080
700	30 800	11 700	0,315	31 650
900	30 100	11 400	0,315	30 500
1100	28 550	10 820	0,318	29 000
1300	27 700	10 500	0,32	28 100
1500	26 500	10 000	0,32	27 000
1700	25 800	9750	0,325	—
1900	25 000	9400	0,327	—
2100	22 900	8600	0,33	—
2300	22 000	8250	0,33	—
2500	20 000	7500	0,335	—
2700	17 550	6550	0,34	—

В таблице приведены значения модуля нормальной упругости E , модуля сдвига G и коэффициент Пуассона σ для молибдена при различных температурах. В последнем столбце таблицы приведены имеющиеся в литературе значения модуля упругости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Калугин, И. Г. Михайлов. Новый ультразвуковой импульсный метод исследования упругих свойств твердых тел при высоких температурах. Акуст. ж., 1961, 7, 2, 195—200.
2. М. Г. Лозинский. Структура и свойства металлов и сплавов при высоких температурах. М., Машгиз, 1963.

Ленинградский государственный
университет

Поступило в редакцию
10 апреля 1965 г.

УДК 534.24

МАКСИМАЛЬНЫЕ УГЛЫ РАСКРЫТИЯ И ФАЗОВАЯ АБЕРРАЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЛИНЗ

И. Н. Каневский

При расчете коэффициента усиления цилиндрической фокусирующей системы важно знать максимальный угол раскрытия α_m сходящегося волнового фронта [1]. Если для рефлекторов величина α_m может изменяться в широких пределах (теоретически — до 180°), то для рефракторов она ограничена и определяется свойствами материала линз рефрактора и среды, в которой линзы работают. Максимальный угол раскрытия волнового фронта, который можно получить для данной линзы в определенной среде, будем называть предельным углом раскрытия и обозначать его через α_n .

На фиг. 1 изображено сечение преломляющей эллиптической поверхности линзы Σ плоскостью, ортогональной к оси цилиндра. Как видно из фиг. 1, угол α достигает предельного значения α_n , когда центральный угол $\beta = \pi/2$. Из фиг. 1 следует, что $\cos \alpha_n = OF/DF$. Однако, согласно работе [2], $DF = R$, $OF = NR$ и, следовательно,

$$\alpha_n = \arccos N. \quad (1)$$

Таким образом, предельный угол раскрытия волнового фронта зависит только от показателя преломления N .

Следует отметить, что формулу (1) можно получить из результатов работы [2], положив в соответственной функции распределения значение $\cos \alpha - N = 0$. Однако в этом случае вывод величины предельного угла менее нагляден.

На фиг. 2 (кривая I) показана зависимость α_n от N , построенная по формуле (1). В таблице приведены предельные углы раскрытия α_n для четырех линз, работающих в воде и изготовленных из различных материалов. О величине α_{nk} , приведенной в последнем столбце таблицы, будет сказано в дальнейшем.

Как уже указывалось в работе [2], в связи с трудностью изготовления эллиптических линз в ряде случаев их целесообразно заменять линзами круговыми. При

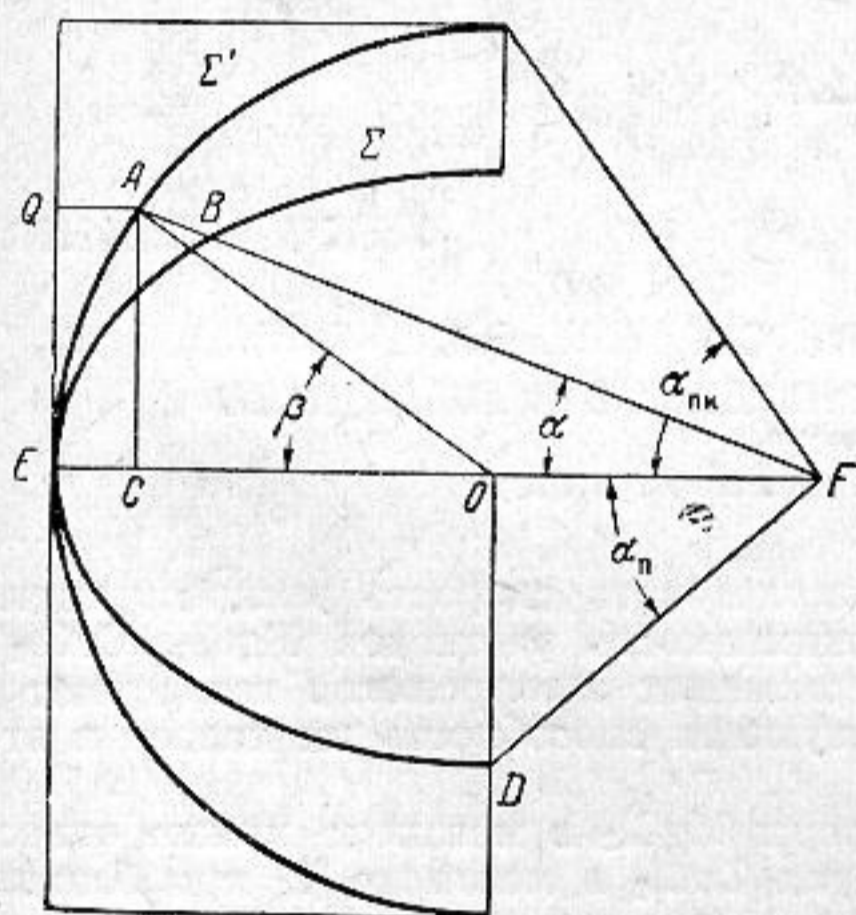
расчете и изготовлении последних удобно пользоваться центральным углом β . Установим связь между углами β и α . На фиг. 1 Σ' — сечение преломляющей поверхности круговой цилиндрической линзы с радиусом кривизны R , равным большой полуоси эллипса. На фигуре $OA = R$, $FB = \rho$, легко показать, что геометрическая разность хода между круговой и эллиптической поверхностями равна

$$AB = R \frac{n + \cos \beta}{\cos \alpha} - \rho. \quad (2)$$

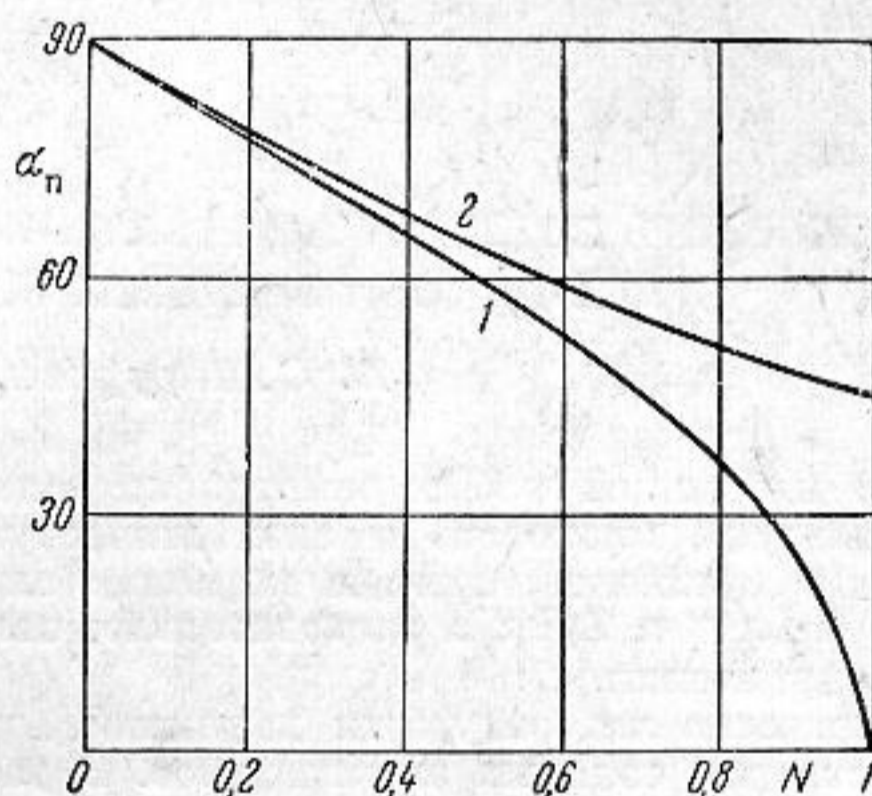
Приравняв друг другу проекции AF и AO на прямую AC и производя несложные преобразования, получим связь между углами α и β в следующем виде:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \beta}{N + \cos \beta}. \quad (3)$$

При малых значениях α и N можно приближенно считать $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha$, $\cos \beta = 1$, $1 / (1 + N) \approx 1 - N$. Тогда выражение (3) принимает вид $\sin \alpha \approx (1 - N) \sin \beta$, что совпадает с результатом, приведенным в работе [3].



Фиг. 1



Фиг. 2

Если в выражении (3) положить $\beta = \pi / 2$, то получим предельное значение угла раскрытия $\alpha_{пк}$ для волнового фронта, образованного цилиндрической линзой с круговой преломляющей поверхностью:

$$\alpha_{пк} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} (1 / N). \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что $\alpha_{пк} = \pi / 2$ только при $N = 0$, что совпадает с результатом работы [2]. Сравнение выражений (1) и (4) показывает, что всегда $\alpha_{пк} > \alpha_{п}$. Значения угла $\alpha_{пк}$ приведены в последнем столбце таблицы. График зависимости $\alpha_{пк}$ от N , построенный по формуле (4), показан на фиг. 2 (кривая 2). Из сравнения кривых 1 и 2 фиг. 2 видно, что при значениях $N < 0,3$ предельные углы раскрытия круговой и эллиптической линз практически совпадают.

№ п/п	Материал	N	$\alpha_{п}^{\circ}$	$\alpha_{пк}^{\circ}$	№ п/п	Материал	N	$\alpha_{п}^{\circ}$	$\alpha_{пк}^{\circ}$
1	Алюминий	0,23	77,0	77,0	3	Плексиглас	0,54	57,0	61,5
2	Латунь	0,32	71,5	72,3	4	Полистирол	0,61	52,0	58,6

Вернемся теперь к вопросу о фазовой аберрации волнового фронта, связанной с заменой эллиптической поверхности круговой, рассмотренному ранее в работе [3]. В нашем случае величину набега фазы Δ вследствие отклонения круговой поверхности Σ' от эллиптической поверхности Σ (см. фиг. 1) удобно выразить через центральный угол β . Из фиг. 1 следует, что $\Delta = k_1 AQ + kAF - kEF$, где k_1 и k — вол-

новые числа в материале линзы и среде. Учитывая, что $AQ = R(1 - \cos \beta)$, $EF = f = R(1 + N)$, $N = k_1/k$ и используя формулы (2) и (3), получим

$$\frac{\Delta}{kR} = -(1 + N \cos \beta) + \sqrt{1 + 2N \cos \beta + N^2}.$$

Как видно из этого выражения, фазовая aberrация возрастает с ростом kR и N . Для определения возможности замены эллиптической поверхности на круговую можно воспользоваться критерием Рэлея с ограничениями, о которых говорилось в работе [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Розенберг. Расчет усиления звуковых цилиндрических фокусирующих систем. Акуст. ж., 1955, 1, 1, 70—77.
2. И. Н. Каневский. Функции распределения амплитуды цилиндрических линз и рефлектора. Акуст. ж., 1966, 12, 1, 39—45.
3. И. Н. Каневский, Л. Д. Розенберг. Цилиндрические фокусирующие системы с неравномерным распределением амплитуды. Акуст. ж., 1963, 9, 4, 418—423.

Государственный н.-и. и проектный
институт редкометаллической промышленности
Москва

Поступило в редакцию
23 марта 1964 г.

УДК 534.22:541.135.

СКОРОСТЬ ЗВУКА И АДИАБАТИЧЕСКАЯ СЖИМАЕМОСТЬ РАСТВОРОВ ДВУХ-ОДНОВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ В МЕТАНОЛЕ

А. С. Каурова, Г. П. Рощина

В настоящей работе поставлена задача исследовать скорость распространения ультразвука, плотность и адиабатическую сжимаемость растворов $MgCl_2$, $CaCl_2$ и $ZnCl_2$ в метаноле. Размеры катионов вышеуказанных электролитов возрастают от Mg^{2+} к Ca^{2+} и Zn^{2+} , а следовательно, поляризующая способность их падает в этом же направлении.

Согласно литературным данным [1], растворы $MgCl_2$ в метаноле можно отнести к растворам сильных электролитов. В растворах $ZnCl_2$ в метаноле [2] при больших концентрациях возможно образование не только ионных пар и нейтральных молекул, но и комплексных ионов типа: $ZnCl^+$, $ZnCl_3^-$, $ZnCl_4^{2-}$. Как следует из работы [2] $CaCl_2$ в метаноле диссоциирован заметно сильнее чем $ZnCl_2$. На кривых электропроводности растворов $CaCl_2$ нет перегибов, указывающих на образование недиссоциированных молекул и комплексных ионов и в спектрах комбинационного рассеяния нет линий, которые обычно приписывают комплексным ионам.

Скорость ультразвука измерялась ультразвуковым интерферометром при частоте 4 мГц. Плотность измерялась методом флотационного равновесия [3]. Соли марки «чда» и «хч» очищались многократной перекристаллизацией и обезвоживались прокаливанием. Метанол после высушивания окисью кальция подвергался фракционной перегонке.

Для всех исследованных растворов скорость ультразвука падает с ростом температуры по линейному закону. Как видно из фиг. 1, на которой изображены изотермы скорости ультразвука при $t = 25^\circ$ малые катионы, обладающие наибольшей поляризующей способностью, как например, Mg^{2+} вызывают наиболее резкое изменение скорости ультразвука, наименьшее влияние оказывают катионы Zn^{2+} .

Температурная зависимость сжимаемости в исследованном интервале температур описывается экспоненциальной формулой, вытекающей из дырочной теории Френкеля [4]

$$\beta = \beta_0 \exp\left(-\frac{W}{RT}\right), \quad (1)$$

где W — энергия образования дырки.

Изотермы адиабатической сжимаемости для всех исследованных систем при $t = 25^\circ$ изображены на той же фиг. 1. Адиабатическая сжимаемость во всех случаях падает с увеличением концентрации электролита. При этом на изотермах наблюдаются небольшие отрицательные отклонения от аддитивности. Как и следовало ожидать, малые катионы с большой поляризующей способностью как Mg^{2+} вызывают наибольшее уменьшение сжимаемости раствора. Изотермы располагаются тем выше, чем меньше поляризующая способность катионов, т. е. в порядке $Mg^{2+} < Ca^{2+} < Zn^{2+}$.