При равномерном вращении ротора электродвигателя (фиг. 2, *а*) с угловой скоростью 600 об/мин спектр мощности вибраций состоит из одной составляющей на частоте 10 Гц (гармоники высших порядков на фиг. 2 не приведены). При периодическом изменении угловой скорости вращения ротора (фиг. 2, *б*, *в*) в пределах 10±2 Гц (600±120 об/мин) с периодом 2,5 и 5 с (индекс модуляции β равен 5 и 10 соответственно) спектр мощности вибраций содержит несколько дискретных составляющих. Анализ приведенных спектрограмм показывает, что уменьшение уровней дискретных составляющих в спектре мощности вибраций равно 6 дБ при индексе модуляции $\beta=5$ и 10 дБ при $\beta=10$, что хорошо соответствует расчетным данным. Суммарная мощность вибраций при этом не изменилась.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ewald D., Pavlovic A., Bollinger J. G.* Noise reduction by applying modulation principles.– J. Acoust. Soc. Amer. 1971, v. 49, № 5, part 1, p. 1381–1385.
2. *Харкевич А. А.* Избранные труды, т. 2. М.: Наука, 1973, с. 387.
3. *Картьяну Г.* Частотная модуляция. Бухарест. Изд-во АН Румынской Народной республики, 1961, с. 578.

Институт машиноведения
им. А. А. Благонравова

Поступила в редакцию
7.I.1982

УДК 534.26

АКУСТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ КУБИЧЕСКОЙ СИНГОНИИ

Вужва А. Д.

Акустическая активность кристаллов [1, 2] – одно из проявлений пространственной дисперсии. Этот эффект может наблюдаться при распространении упругих волн вдоль акустических осей в кристаллах нецентросимметричных классов. Учет пространственной дисперсии приводит к снятию вырождения фазовых скоростей поперечных волн круговой поляризации и, следовательно, к вращению плоскости поляризации линейно поляризованной волны. Экспериментальное исследование эффекта акустической активности осложняется тем, что даже небольшое отклонение направления распространения упругих волн от акустической оси тоже приводит к снятию вырождения скоростей поперечных волн. Для поворотных осей третьего порядка эта разность скоростей пропорциональна величине угла разориентации; для наблюдения эффекта акустической активности на частотах $\sim 10^9$ Гц точность ориентации кристалла должна составлять $\sim 1'$ [3]. Для осей четного порядка разность скоростей пропорциональна квадрату величины угла разориентации, поэтому требования к точности ориентации могут быть снижены.

В настоящем сообщении оценивается точность ориентации кристаллов кубической сингонии, необходимая для экспериментального исследования эффекта акустической активности.

Уравнение, описывающее распространение упругих волн с учетом пространственной дисперсии в первом приближении по малому параметру a/λ (a – период кристаллической решетки, λ – длина волны), имеет вид

$$\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}=c_{iklm}\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k\partial x_m}+d_{iklmn}\frac{\partial^3 u_l}{\partial x_k\partial x_m\partial x_n}. \tag{1}$$

Здесь ρ – плотность кристалла, u_i – вектор упругого смещения, c_{iklm} – тензор модулей упругости, d_{iklmn} – тензор акустической активности.

Наблюдение эффекта акустической активности при распространении упругих волн вдоль поворотных осей четного порядка в кристаллах кубической сингонии возможно в двух случаях: в кристаллах класса 23 направление распространения должно совпадать с осями второго порядка, в кристаллах 432 – с осями четвертого порядка. Эти направления образуют естественную систему координат. Будем считать, что направление распространения упругих волн находится в одной из координатных плоскостей и составляет малый угол θ с одной из осей. В этом случае из уравнения (1) можно получить закон дисперсии поперечных упругих волн

$$\rho\omega^2=c_{44}k^2-\frac{1}{2}(c_{11}-c_{44})(\mu^2-1)\theta^2k^2\pm\sqrt{\frac{1}{4}(c_{11}-c_{44})^2(\mu^2-1)^2\theta^4k^4+d_{453}^2k^6}. \tag{2}$$

Здесь ω, k – частота и модуль волнового вектора. Величина $\mu=(c_{12}+c_{44})/(c_{11}-c_{44})$ определяет анизотропию упругих свойств кристалла. В случае $\mu=1$ скорость упругих волн не зависит от направления распространения, поэтому точность ориентации кристалла не ограничивается. Если $\mu\neq1$, для наблюдения эффекта акустической активности должно быть выполнено условие

$$\theta^2 < \frac{2|kd_{453}|}{(c_{11}-c_{44})|\mu^2-1|} \tag{3}$$

или по порядку величины

$$\theta^2 < \frac{a}{\lambda}\cdot\frac{1}{|\mu^2-1|}. \tag{4}$$

Для исследования эффекта акустической активности на частоте $\sim 10^9$ Гц точность ориентации кристалла должна составлять $\sim 1°$. Для кубических кристаллов со слабой анизотропией ($\mu \sim 1$), требования к точности ориентации могут быть еще снижены.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Андронов А. А.* О естественном вращении плоскости поляризации звука.– Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т. 3, с. 645–649.
2. *Portigal D. L., Burstein E.* Acoustical Activity And Other First Order Spatial Dispersion Effects in Crystals.– Phys. Rev., 1968, v. 170, № 3, p. 673–678.
3. *Брыжина М. Ф., Есаян С. Х.* Акустическая активность тригональных кристаллов.– ФТТ, 1978, т. 20, с. 2628–2636.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23.III.1982

УДК 534.87

К СТРУКТУРЕ ШУМОВОГО ПОЛЯ В КЛИНЕ

Карновский А. М.

В работе [1] предложена эвристическая модель шумового поля в клине. В рамках этой модели шумовое поле представляется в виде совокупности мод, возбуждаемых падающими плоскими волнами, приходящими из направлений $0<\vartheta_i<\pi$, $0<\varphi_i<\Phi$, где Φ – угол раскрыва клина. Пусть r, z, φ – цилиндрическая (ось z совпадает с ребром клина), ρ, ϑ, φ – сферическая система координат. В [1] для принятой модели определена пространственная корреляционная функция $g(\omega, \mathbf{x}, \mathbf{x}')$ (взаимная пространственная спектральная плотность дисперсии в точках $\mathbf{x}$ и $\mathbf{x}'$) шумового поля, возбуждаемого стационарными и некоррелированными по углу падающими плоскими волнами.

В 1915 г. Макдональдом [2] (см., например, работу [3]) было получено точное выражение для функции Грина в сферической системе координат для клиновидной области с идеальными границами. Используя эту функцию, в настоящей работе построена модель шумового поля в клине, возбужденного стационарными некоррелированными шумовыми источниками, расположенными внутри клина. При этом оказалось, что взаимная пространственная спектральная плотность дисперсии для такой модели шумового поля при условии, что объемные источники заполняют весь объем клина, совпадает с $g(\omega, \mathbf{x}, \mathbf{x}')$ для эвристической модели шумового поля, принятой в работе [1].

Эти результаты развивают выводы Крона и Шермана [4], которые отмечали для неограниченного пространства совпадение нормированных пространственных корреляционных функций шумовых полей, создаваемых некоррелированными объемными источниками, и полей, образованных совокупностью некоррелированных плоских волн, приходящих со всех направлений. В работе [4] это объяснялось тем, что учет влияния близких объемных источников оказывается несущественным при безграничном увеличении области, в которой расположены источники.

Как показано ниже, аналогичный принцип применим и к клину, однако при этом поле в клине должно представляться не в виде совокупности падающих плоских волн, а в виде совокупности мод, возбужденных в клине падающими однородными плоскими волнами, приходящими в клин под углами $0<\vartheta_i<\pi$, $0<\varphi_i<\Phi$, как это было принято в работе [1].

Распространение выводов Крона и Шермана [4] на случай идеального клина с углом раскрыва $\Phi=\pi/m$, где m – целое число (т. е. при отсутствии дифракционных поправок), можно легко получить из изучения картины мнимых источников. Однако на случай любого угла раскрыва имеет известный методологический интерес и требует особого рассмотрения, которое приводится в настоящей работе.

Следует отметить, что наличие потерь при распространении приводит к нарушению указанного принципа как для случая открытого пространства, рассмотренного Кроном и Шерманом, так и для клина; для клина с поглощающим дном следует учитывать также потери, обусловленные проникновением звука в дно. В результате возрастает удельный вес не столь удаленных источников. Однако чем меньше потери, тем больше роль удаленных источников в формировании шумового поля в клине.

Для клина с одной мягкой ($\varphi=0$) и другой жесткой ($\varphi=\Phi$) границей при условии, что плотность дисперсии падающих волн $g(\omega, \vartheta_i, \varphi_i)=g_N(\omega)$, с учетом резуль-