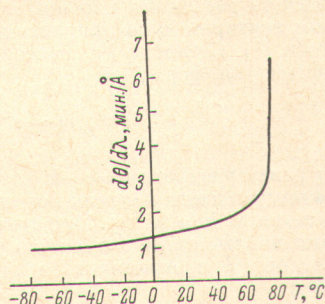


хроматическим опорным излучением лазера. В объективе с переменным фокусным расстоянием 3 формируется сходящийся пучок; требуемый угол сходимости определяется соотношением (1) и устанавливается объективом 3. Спектрограмма регистрируется на фотопленке 7 в фокусе линзы 6. Светофильтр 8 поглощает как опорное, так и исследуемое излучение, прошедшее через нелинейный элемент 5, пропуская возбужденное в кристалле излучение суммарной частоты.

Если максимально допустимый (с точки зрения яркости спектрограммы) угол  $\alpha$  недостаточен для «перекрытия» в кристалле 5 направлений синхронизма сложения всех

Рис. 2. Зависимость дисперсии направления синхронизма от температуры кристалла  $\text{LiNbO}_3$  в области 1.06 мкм.



частотных компонент исследуемого излучения с опорным пучком лазера, то спектрограмма не регистрирует весь исследуемый спектр. В этом случае для регистрации всего спектра необходимо уменьшить дисперсию направления синхронизма  $d\theta/d\lambda$ . Управление величиной дисперсии осуществляется изменением температуры кристалла, для чего он помещен в термокамеру 4. На рис. 2 показана зависимость от температуры кристалла  $\text{LiNbO}_3$  величины дисперсии направления синхронизма  $d\theta/d\lambda$  для исследуемого излучения в ближней инфракрасной области и опорного излучения с длиной волны 1060 нм (лазер на неодимовом стекле). Как видим, возможно пятикратное изменение дисперсии от 1.4 до 7 мин/Å при сравнительно небольшом (порядка 60° C) изменении температуры кристалла, что соответствует изменению линейной дисперсии при фокусе линзы 6 1 м в пределах от 2.56 до 0.52 Å/мм. Для сравнения заметим, что линейная дисперсия спектрографа со скрещенной дисперсией СТЭ-1 в ближней ИК области равна 12.8 Å/мм, т. е. на порядок меньше.

Плавное изменение дисперсии позволяет увеличить спектральный диапазон регистрируемого на панорамный приемник излучения, не уменьшая яркости спектрограммы.

#### Литература

- [1] В. Д. Волосов. ЖТФ, 38, 1769, 1968.
- [2] А. Г. Акманов and oth. IEEE J. QE-4, 11, 828, 1968.
- [3] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов. Опт. и спектр., 29, 374, 1970.
- [4] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, А. Г. Калинин. Сб. «Квантовая электроника», 1972.

Поступило в Редакцию 7 декабря 1971 г.

УДК 534.2.01

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ ПЛОСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗВУКА

Н. Р. Кухарь

Характеристики направленности плоских излучателей звука часто нельзя рассчитывать по формулам синфазно-колеблющегося излучателя, поскольку на его поверхности, как правило, возбуждаются более высокие пространственные моды колебаний. Имеется ряд трудностей при непосредственном измерении характеристик направленности в дальней зоне, но их можно обойти, если зафиксировать картину рассеяния когерентного света неровной поверхностью колеблющегося излучателя. Ниже дается теоретическое обоснование этого метода и приводятся формулы для пересчета интенсивности фраунгоферовской дифракции света в диаграмму направленности акустического излучателя.

Если плоская поверхность излучателя совершает малые колебания, высота которых описывается функцией  $h(x, y; t) = h_0(x, y)\cos\Omega t$  ( $\Omega$  — частота звука), то угловое



распределение интенсивности излученного звука в дальней зоне (диаграмма направленности) выразится следующим интегралом:

$$I(\theta, \varphi) \sim \left| \int_S h_0(s) e^{-i\mathbf{K}s} dS \right|^2, \quad (1)$$

где  $s = \{x, y\}$  — радиус-вектор точки на плоской поверхности излучателя и  $\mathbf{K}$  — волновой вектор звуковой волны в направлении  $(\theta, \varphi)$  на точку наблюдения.

Для подсчета рассеяния плоской монохроматической световой волны с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  по направлению  $(\theta_0, \varphi_0)$  можно воспользоваться приближением Кирхгофа [1]. Согласно [1], рассеянное поле в зоне Фраунгофера в направлении  $(\theta', \varphi')$  описывается формулой

$$u(\theta', \varphi'; t) \sim e^{-i\omega t} \iint e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}(x, y; t)} dS, \quad (2)$$

где вектор  $\mathbf{q}$  равен разности  $\mathbf{q} = \mathbf{x} - \mathbf{k}$  волновых векторов  $\mathbf{x}$  (в направлении наблюдения  $\theta', \varphi'$ ) и  $\mathbf{k}$  (в направлении падения волны), а  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор колеблющейся точки излучателя,  $\mathbf{r} = \{x, y, h(x, y; t)\}$ . При достаточно малых колебаниях или при достаточно косом падении волны, когда выполнено условие  $q_z h \ll 1$ , экспоненту в (2) можно разложить в ряд по  $q_z h$  и ограничиться членами первого порядка малости, в результате получаем

$$u(\theta', \varphi'; t) \sim e^{-i\omega t} \iint e^{-i\mathbf{q}\mathbf{s}} dS + \frac{iq_z}{2} \iint h_0(s) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{s}} dS [e^{-i(\omega+\Omega)t} + e^{-i(\omega-\Omega)t}]. \quad (3)$$

Таким образом, рассеянный свет состоит из трех компонент с различными частотами:  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$  и  $\omega - \Omega$ . Если в зоне Фраунгофера расположить фотопластинку и время экспозиции  $T$  выбрать много больше периода звуковой волны,  $\Omega T \gg 2\pi$ , то волны с различными частотами интерферировать не будут и почернение фотопластинки будет пропорционально сумме интенсивностей

$$\overline{|u(\theta', \varphi')|^2} \sim \left| \iint e^{-i\mathbf{q}\mathbf{s}} dS \right|^2 + \left( \frac{q_z^2}{2} \right) \left| \iint h_0(s) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{s}} dS \right|^2. \quad (4)$$

Первый член выражения (4) дает диаграмму рассеяния от неподвижного излучателя, а второй — рассеяние от колеблющегося излучателя. Выражение для угловой диаграммы рассеяния света за счет колебаний совпадает с выражением (1) для диаграммы направленности излучения звука в дальней зоне, причем пересчет угловых координат легко осуществить по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta \cos \varphi &= \gamma (\sin \theta' \cos \varphi' - \sin \theta_0 \cos \varphi_0) \quad (K_x = q_x), \\ \sin \theta \sin \varphi &= \gamma (\sin \theta' \sin \varphi' - \sin \theta_0 \sin \varphi_0) \quad (K_y = q_y), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $\gamma$  — отношение длин волн звука и света.

Первый член в уравнении (4) приводит к искажению диаграммы направленности, но от него можно избавиться, если применить метод голографического вычитания [2]. Для этого необходимо зарегистрировать интенсивности рассеяния света как от неподвижного, так и от колеблющегося излучателя на двух фотопластинках, а затем осветить их двумя пучками от одного источника когерентного света, но отличающимися разностью хода в половину длины световой волны, и, наконец, спроецировать эти два пучка на третью фотопластинку, почернение которой и будет пропорционально второму члену уравнения (4).

#### Литература

- [1] М. А. Исакович. ЖЭТФ, 23, 305, 1952.  
 [2] Дж. Де Веллис, Дж. Рейнольдс. Голография, гл. 9, М., 1970.

Поступило в Редакцию 29 декабря 1971 г.