

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

543.42

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Основы метода фурье-спектроскопии были заложены еще работами Майкельсона. Но наиболее интенсивное развитие этот метод получил после появления работ Фелжета¹, Жакино², Стронга³, Жанины и Пьера Конн^{4, 5}, когда появилась возможность осуществлять преобразование Фурье с помощью ЭЦВМ. Однако применение дорогостоящих вычислительных машин, а также наличие большого промежутка времени между регистрацией спектра и его восстановлением, не позволяют пока широко использовать метод фурье-спектроскопии. В целях его упрощения были сконструированы специализированные аналоговые вычислительные машины.

Наряду с этим применяется метод фотографической регистрации интерферограмм. Интерференционная картина проектируется в плоскость фотопластины и фотографируется. Затем полученное изображение микрофотометрируется с последующей численной обработкой¹¹.

В работах^{12, 13} для получения спектра был предложен спектроанализатор, позволяющий непосредственно получать спектр, не регистрируя интерферограмму. Кроме того, было исключено перемещение зеркал интерферометра.

На смену старым способам восстановления спектра пришла голографическая спектроскопия^{6, 14}. Сущность метода заключается в следующем. На первом этапе фиксируется спектральная голограмма, а на втором осуществляется восстановление исследуемого спектра. Этот метод позволяет сравнительно просто зарегистрировать спектр и не требует применения электронных машин при его восстановлении.

1. ПРИНЦИП ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Идея этого метода¹⁰ положена в основу голографического спектроскопа, в котором голограмма играет роль одновременно диспергирующего и фокусирующего элемента.

Голограмма H регистрируется следующим образом (рис. 1, а). Объектом служит очень тонкая щель F_1 , параллельная H ; опорная волна идет от точечного источника S_0 , расположенного в плоскости симметрии P щели F_1 .

Лазер, испускающий монохроматический свет длиной волны λ , одновременно освещает F_1 и S_0 . После фотографической обработки голограмма H занимает свое первоначальное положение по отношению к S_0 , а F_1 убирается. Если теперь свет, исходящий от S_0 , включает несколько длин волн, то голограмма восстанавливает столько же различных изображений F'_1 щели F_1 для каждой длины волны λ' .

Рассмотрим процесс локализации изображения щели для каждой длины волны. Выберем ось $Ox \perp H$, а ось Oy на пересечении плоскостей P и H (см. рис. 1, а). Возьмем точки S_0 , S'_1 , S''_1 , находящиеся в плоскости симметрии P . Каждая из этих точек определяется своими полярными координатами (рис. 1, б) $OS = R > 0$; $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$. Волны, испускаемые этими точками и приходящие в точку $M(0, y)$ оси Oy , можно записать в следующем виде:

$$S = a \exp [ik(r - R)],$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $r = MS$.

Так как $y/R \ll 1$, то $r - R$ можно разложить в ряд:

$$r - R \approx -y \sin \theta + \frac{y^2}{2R} \cos^2 \theta. \quad (1)$$

Сопоставляя фазы двух волн и полагая $\lambda'/\lambda = u$, получим из (1)

$$\sin \theta'_1 = u (\sin \theta_1 - \sin \theta_0) + \sin \theta_0, \quad (2)$$

$$\frac{\cos^2 \theta'_1}{R'_1} = u \left(\frac{\cos^2 \theta_1}{R_1} - \frac{\cos^2 \theta_0}{R_0} \right) + \frac{\cos^2 \theta_0}{R}. \quad (3)$$

Эти соотношения полностью определяют положение точки S'_1 , соответствующей излучению λ' . Из формулы (2) можно получить выражение для дисперсии:

$$\frac{d\theta'_1}{d\lambda'} = \frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_0}{\lambda \cos \theta'_1}. \quad (4)$$

Дисперсия $\frac{d\theta'_1}{d\lambda'}$ не зависит от R_0 , R_1 , R'_1 и тем выше, чем больше $|\theta_1 - \theta_0|$. Если

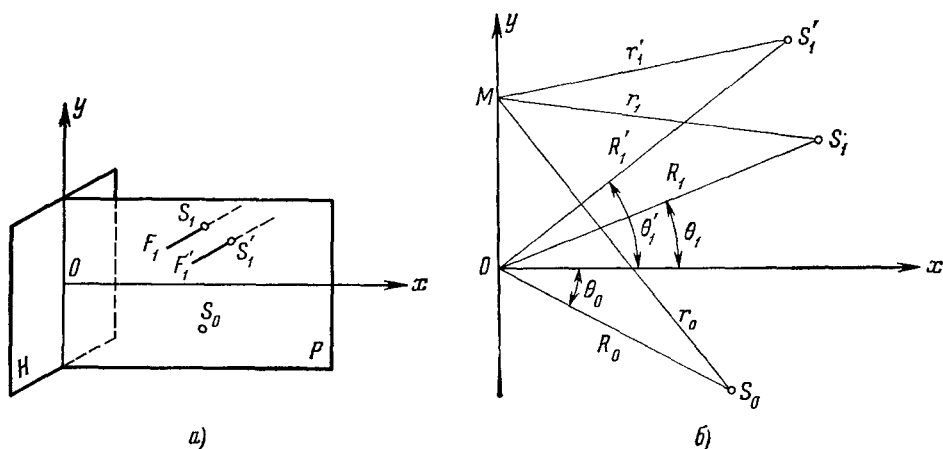


Рис. 1. Схема регистрации голограммы¹⁰.

H —голограмма; F_1 —щель, параллельная H ; S_0 —точечный источник, от которого идет опорная волна; P —плоскость симметрии; F'_1 —изображение щели F_1 для длины волны λ' ; S_0 , S_1 , S'_1 —точки, лежащие в плоскости симметрии P , $OS = R > 0$, $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$, M —точка наблюдения.

желательно получить спектр почти перпендикулярным к оси Ox , нужно выбрать $\theta_1 = 0$ для $\lambda = 0,50 \mu$. Тогда

$$\frac{d\theta'_1}{d\lambda'} = -\frac{\sin \theta_0}{\lambda}.$$

Для $\theta_0 = -45^\circ$ и $\lambda = 0,50 \mu$ $\frac{d\theta'_1}{d\lambda'} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ рад}/\text{\AA}$, или около $0,5 \text{ мин}/\text{\AA}$. При наблюдении в благоприятных условиях такой прибор позволяет разделять две линии на расстоянии порядка 2\AA .

В процессе конструирования спектро스코па точечный источник S_0 из соображений светосилы был заменен щелевым источником, параллельным F_1 . Голограмма очень малых размеров (25 мм^2) и регулируемый щелевой источник монтировались на концах трубы длиной 25 см . Помещая сильно диафрагмированную фотокамеру позади голограммы, можно разрешить желтый дублет натрия (5890 и 5896\AA). Разрешающая способность спектроскопа¹⁰ оценивается приблизительно в 1\AA . Существенно, что светосилу голографического спектроскопа можно повысить при использовании отбеленных голограмм.

При применении этого метода нежелательным фактором является слишком большая разность в интенсивности обоих интерферирующих пучков, что ухудшает светосильность. Этот недостаток можно преодолеть способом, изложенным в следующем разделе, а также посредством других методов получения когерентных точечных источников.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Если вместо экрана с двумя отверстиями применить интерферометр Майкельсона, отъюстированный так, что оба изображения источника на выходе полностью перекрываются, и затем наклонить одно из зеркал до появления полос равной толщины, то в этом случае мы также реализуем метод голографической спектроскопии.

Такой способ имеет преимущество по сравнению с предыдущим, так как применение светоделителей со специальным покрытием дает возможность значительно увеличить долю эффективного светового потока за счет выравнивания интенсивностей обоих пучков.

В работе ⁶ для этих целей использовалась схема интерферометра Майкельсона *) (рис. 2). Зеркала в интерферометре располагались под углом к оптической оси, отличным от прямого, таким образом, что волновые фронты, отраженные от каждого из зеркал, образовывали между собой малый угол θ . На фотопластинке регистрировалась система полос равной толщины, возникавшая в воздушном клине, образованном одним из зеркал и изображением другого **). Интерферометрический клин давал 30 *полос/мм*. Источником света являлась ртутная лампа, а для равномерного освещения поверхности зеркала использовался диффузный рассеиватель.

Приведем вывод уравнения системы полос в плоскости фотопластинки. Если $E(x, y, z)$ — электрический вектор плоской волны, наклоненной под углом $\theta/2$ к оси z интерферометра, то поле в плоскости (x, y) , перпендикулярной к оси z , описывается следующим образом:

$$E(x, y) = E_0 \exp \left[2\pi i \nu x \sin \frac{\theta}{2} + \omega t \right]. \quad (5)$$

В этом выражении $\nu = \frac{1}{\lambda}$ см⁻¹, $\omega = 2\pi c\nu$, где c — скорость света. Допустим теперь, что вторая плоская волна той же длины волны λ , идущая под углом $(-\theta/2)$ к оси z , создает в той же плоскости поле

$$E(x, y) = E_1 \exp \left[2\pi i \nu x \sin \left(-\frac{\theta}{2} \right) + \omega t + \varphi \right], \quad (6)$$

где φ — разность фаз. Фотопластинка, помещенная в плоскости (x, y) , регистрирует интенсивность интерферограммы:

$$[I(x, y)]_{\lambda} = \frac{1}{2} E_0^2 + \frac{1}{2} E_1^2 + E_1 E_0 \cos \left[2\pi \nu x \sin \frac{\theta}{2} - \varphi \right]. \quad (7)$$

Предположим, что интерферометр настроен таким образом, что $\varphi = 0$, а также $E_0^2 = E_1^2 = I(\nu)$, где $I(\nu)$ — интенсивность источника с волновым числом ν . Будем считать θ малым углом. Тогда выражение (7) примет вид

$$[I(x, y)]_{\lambda} = I(\nu) [1 + \cos 2\pi \nu \theta x]. \quad (8)$$

Вследствие некогерентности между спектральными линиями источника голограмма, получаемая от источника со сложным спектром, будет выглядеть

*) Для аналогичных целей можно использовать оптические схемы интерферометров с компенсированным ходом лучей, например, с треугольным ходом лучей ⁷.

**) При использовании объектива для проектирования интерференционной картины необходимо учитывать полосу пропускания пространственных частот этого объектива.

Такое предположение справедливо для идеального светоделителя, когда амплитуды отраженного и преломленного лучей равны.

следующим образом:

$$I(x) = \int_0^{\infty} I(v) [1 + \cos 2\pi v \theta x] dv. \quad (9)$$

Известно, что амплитуда $H(x)$ излучения, прошедшего через голограмму с интенсивностью $I(x)$, есть

$$H(x) \approx [I(x)]^{-\gamma/2}, \quad (10)$$

где γ — коэффициент контрастности фотопластинки.

В случае, когда спектр представляет собой совокупность n узких спектральных линий, достаточно далеко отстоящих друг друга, $I(v)$ можно представить в виде

$$I(v) = I_1 \delta(v - v_1) + I_2 \delta(v - v_2) + \dots + I_n \delta(v - v_n).$$

Тогда, при подстановке этого выражения в (9) и (10), найдем

$$H(x) = \left[\sum_{i=1}^n I_i (1 + \cos 2\pi v_i \theta x) \right]^{-\gamma/2}. \quad (11)$$

Если $\gamma < 2$, то приближенно

$$H(x) \approx \sum_{i=1}^n I_i - \frac{\gamma}{2} \sum_{i=1}^n I_i \cos 2\pi v_i \theta x. \quad (12)$$

Отсюда мы находим, что переменные составляющие, обнаруживаемые в результате анализа структуры реконструированной голограммы $H(x)$, пропорциональны исходным интенсивностям I_i и коэффициенту контрастности голограммы γ , а пространственные частоты $N_i = v_i \theta = \theta / \lambda_i$.

В работе ⁶ спектр получался при освещении голографической интерферограммы Фурье лазерным пучком длиной волны 6328 Å. Было выделено пять линий ртути в диапазоне от 4047 до 6234 Å. Разрешение составляло 50 Å.

3. КОМБИНАЦИОННЫЕ ЧАСТОТЫ

При применении голографического метода для исследования спектров ртутной и кадмиевой ламп ⁷ было замечено, что в реконструируемой голограмме возникают ложные изображения. В работе ⁸ автор интерпретирует это явление как появление «духов» с комбинационными пространственными частотами. Очевидно, что при последующем фотометрировании эти «духи» могут существенно исказить спектр и понизить разрешающую способность. Поэтому ниже мы подробнее остановимся на природе «духов».

Напишем выражение (10), называемое уравнением голограммы, для конечного числа членов ряда Фурье:

$$H(x) \approx [I(x)]^{-\gamma/2} = K \left\{ \sum_{i=1}^n I_i(v) [1 + \cos 2\pi v_i \delta] \right\}^{-\gamma/2}, \quad (13)$$

где δ — разность хода.

Разложим (13) в ряд, удерживая четыре первых члена:

$$\begin{aligned} K \left\{ \sum_{i=1}^n I_i(v) [1 + \cos 2\pi v_i \delta] \right\}^{-\gamma/2} = \\ = K \left\{ \sum_{i=1}^n I_i(v) - \frac{\gamma}{2} \sum_{i=1}^n I_i(v) \cos 2\pi v_i \delta + \frac{1}{2} \frac{\gamma}{2} \left(\frac{\gamma}{2} + 1 \right) \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n I_i(v) I_k(v) \times \right. \\ \times \cos 2\pi v_i \delta \cos 2\pi v_k \delta - \frac{1}{6} \frac{\gamma}{2} \left(\frac{\gamma}{2} + 1 \right) \left(\frac{\gamma}{2} + 2 \right) \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^n I_i(v) I_k(v) I_l(v) \times \\ \left. \times \cos 2\pi v_i \delta \cos 2\pi v_k \delta \cos 2\pi v_l \delta \right\} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H(\delta) \approx K \left\{ \sum_{i=1}^n I_i(v) - \frac{\gamma}{2} \sum_{i=1}^n I_i(v) \cos 2\pi v_i \delta + \right. \\
 + \frac{\gamma}{8} \left(\frac{\gamma}{2} + 1 \right) \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n I_i(v) I_k(v) [\cos 2\pi \delta (v_i + v_k) + \cos 2\pi \delta (v_i - v_k)] - \\
 - \frac{\gamma}{48} \left(\frac{\gamma}{2} + 1 \right) \left(\frac{\gamma}{2} + 2 \right) \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^n I_i(v) I_k(v) I_l(v) [\cos 2\pi \delta (v_i + v_k + v_l) + \\
 + \cos 2\pi \delta (v_i + v_k - v_l) + \cos 2\pi \delta (v_k + v_l - v_i) + \cos 2\pi \delta (v_l + v_i - v_k)] \left. \right\} + \dots \quad (14)
 \end{aligned}$$

В этом выражении первый член соответствует постоянной составляющей; второй член описывает интенсивности частот спектра, а третий член соответствует интенсивности «духов».

Предположим, что мы исследуем очень слабое свечение, в котором интенсивность одной какой-либо частоты v_k во много раз превосходит интенсивности всех остальных

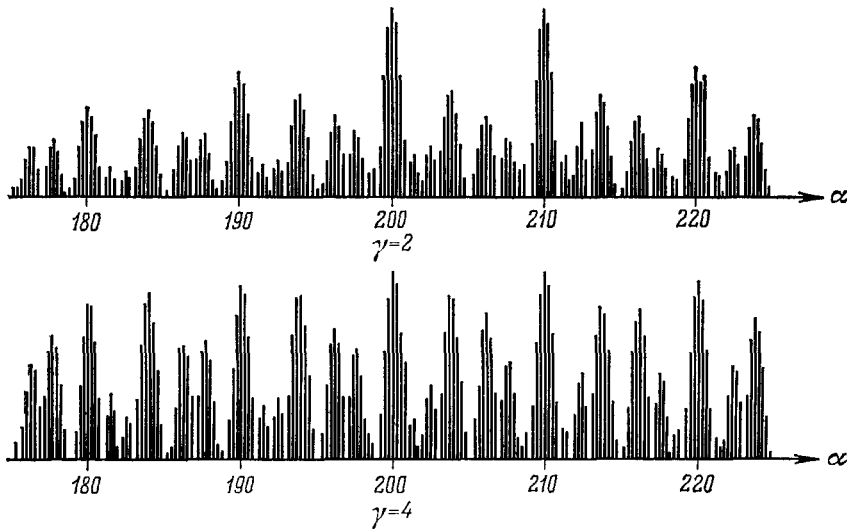


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности основных и комбинационных частот от коэффициента контрастности фотопластинки γ .

Расчет производился по формуле

$$G(\Delta t_k) = \left\{ \sum_{n=1}^{n_1} E_n (1 + \cos \omega_n \Delta t_k) \right\}^{-\gamma/2}, \quad k=0, 1, 2, \dots, N,$$

в частном случае для $E_n=1$ и $\gamma=2$ и 4. Параметр $\alpha = \frac{\omega}{(\Delta\omega)_0}$, где $(\Delta\omega)_0$ —предел разрешения.

частот v_i . Тогда интенсивности «духов», соответствующие сумме $(v_k + v_i)$ и разности $(v_k - v_i)$ этой частоты и всех остальных частот спектра, будут превосходить интенсивности не только остальных «духов», но также и основных частот. В частности, для создания столь мощного излучения на частоте v_k можно использовать лазер.

Гораздо удобнее для анализа этого явления применить моделирование процесса получения спектров с помощью ЦВМ. Так, в частности, если мы имеем две спектральные линии с равными интенсивностями и частотами $\omega_1=200$ и $\omega_2=210$, то при $\gamma=2$ и 4 (рис. 3) можно предсказать интенсивности всех составных частот.

Изложенные выше результаты показали, что в методе голографической спектроскопии следует особо обратить внимание на выбор фотоматериалов и процесс их обработки. Однако, с другой стороны, представляет особый интерес полезное использование нелинейного процесса получения голограмм с $\gamma \gg 1$ и, соответственно, регистрация спектров на комбинационных пространственных частотах. Этот эффект аналогичен явлению комбинационного рассеяния в веществе.

Аналогичным образом можно также использовать для спектроскопических целей эффект нелинейности показателя преломления некоторых кристаллов для получения перемножения частот при освещении светом от лазера и исследуемого источника. Это явление уже ранее применялось для преобразования лазерного излучения на другие частоты ¹⁵.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для практического использования рассматриваемого метода, как обычно, следует найти вид аппаратной функции. Такая функция была выведена в работе ¹⁶. Найдено, что она по форме совпадает с той, которая получается в обычной фурье-спектроскопии ⁴. Отсюда можно заранее определить угол между волновыми фронтами, исходя из требования, что разрешающая способность R , поперечное сечение пучка L и угол наклона между интерферирующими фронтами α должны удовлетворять соотношению

$$R = \frac{2L\alpha}{\lambda}. \quad (15)$$

В этом случае при освещении интерферометра светом с длиной волны λ число полос равной толщины, расположенных по обе стороны от «нулевой» полосы, равно R . Допустимые угловые размеры источника при заданном R должны удовлетворять соотношению

$$\Omega \leq \frac{2\pi}{\nu\delta_m} = \frac{4\pi}{R},$$

где δ_m — максимальная разность хода между интерферирующими фронтами, равная $\delta_m = \frac{L}{2} \cos \alpha$.

Метод может быть полезным при регистрации быстро протекающих процессов и источников слабого свечения в спектральной области применения фотоматериалов.

П. Ф. Паршин, А. А. Чумаченко

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Fellgett, Thesis (Cambridge University, 1951).
2. P. Jacquinot, 17 Congres G.A.M.S. (Paris), 1954, стр. 25.
3. J. Strong, JOSA 47, 354 (1957).
4. J. Connes, Rev. Opt. 40, 45 (1961).
5. P. Connes, Rev. Opt. 35, 37 (1958).
6. G. W. Stroke, A. Funkhouser, Phys. Lett. 16, 272 (1965).
7. K. Yoshihara, A. Kitade, Japan. J. Appl. Phys. 6 (1), 116 (1967).
8. William T. Plummer, Japan. J. Appl. Phys. 6 (10), 1250 (1967).
9. S. Lovental, C. Froehly, J. Serres, C.r. Acad. sci. 268 (23), B148† (1969).
10. R. Lefevre, C. Durou, C.r. Acad. sci. 269 (9), B359 (1969).
11. И. П. Петров, Б. Н. Гречушников, Оптика и спектроскопия 19, 151 (1965).
12. С. М. Горский, Б. А. Зверев, Ж. прикл. спектроскопии 7, 314 (1967).
13. С. М. Горский, Диссертация (Горьковский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 1969).
14. Дж. Строук. Введение в когерентную оптику и голографию, М., «Мир», 1967.
15. С. А. Ахманов, Нелинейная оптика, «Природа», № 3, 32 (1970).
16. И. П. Петров, Диссертация (Институт кристаллографии АН СССР, 1967).