

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ПОСЛЕДНИЕ ДОСТИЖЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ  
СПЕКТРОСКОПИИ \*)***Н. Жакино*

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение . . . . .	124
§ 1. Введение . . . . .	124
II. Применение интерферометра Фабри—Перо в спектроскопии . . . . .	126
§ 2. Общие замечания . . . . .	126
2.1. Использование в качестве спектрографа . . . . .	127
2.2. Применение в спектроскопии . . . . .	127
§ 3. Инструментальная функция . . . . .	127
3.1. Влияние уменьшения амплитуды последовательно прошедших лучей . . . . .	128
3.2. Влияние несовершенства поверхности . . . . .	128
3.3. Влияние конечных размеров детектора . . . . .	129
3.4. Реальный случай . . . . .	129
§ 4. Разрешающая способность и резкость . . . . .	129
§ 5. Монохроматор Фабри—Перо и спектрометр Фабри—Перо . . . . .	131
5.1. Светосила спектрометра Фабри—Перо . . . . .	132
5.2. Исследование спектра . . . . .	133
§ 6. Спектрометр Фабри—Перо с единственной полосой пропускания . . . . .	135
§ 7. Технические соображения . . . . .	137
7.1. Покрытия . . . . .	137
7.2. Материалы . . . . .	140
7.3. Монтаж . . . . .	140
7.4. Общее устройство . . . . .	141
§ 8. Сферический интерферометр Фабри—Перо . . . . .	141
§ 9. Фотографическая техника с применением Фабри—Перо . . . . .	142
III. Методы, основанные на использовании амплитудной модуляции . . . . .	144
§ 10. Метод Коннэ . . . . .	144
10.1. Интерферометр Майкельсона . . . . .	144
10.2. СИСАМ. Аппаратурная функция и теоретическая разрешающая сила . . . . .	145
10.3. Допустимый телесный угол . . . . .	147
10.4. Влияние немодулированного света . . . . .	148
10.5. Практические соображения относительно применения . . . . .	148
10.6. Первые результаты . . . . .	149
§ 11. Метод Гуилино и Майер-Лейбница . . . . .	149
IV. Методы, использующие частотную модуляцию. Применение преобразования Фурье в спектроскопии . . . . .	150
§ 12. Общие принципы метода . . . . .	150
§ 13. Разрешающая сила . . . . .	151
§ 14. Допустимый телесный угол . . . . .	152
§ 15. Основное преимущество метода . . . . .	153
§ 16. Преобразование интерферограммы в спектр . . . . .	154
16.1. Непосредственное применение частотных фильтров . . . . .	154
16.2. Мгновенный аналоговый вычислитель Стронга и Вейнасса . . . . .	154
16.3. Численное преобразование . . . . .	155
16.4. Применение специализированных вычислителей . . . . .	157
§ 17. Экспериментальные результаты . . . . .	158
§ 18. Метод наблюдаемости колец Майкельсона . . . . .	160

\*) P. Jacquinet, New Developments in Interference Spectroscopy, Repts. Progr. Phys. 23, 267 (1960). Перевод Ю. П. Донцова и Н. М. Яшина.

V. Разное . . . . .	162
§ 19. Эшелон Майкельсона и эшелла Гаррисона . . . . .	162
§ 20. Пластика Луммера . . . . .	164
§ 21. Основные преимущества рассматриваемых приборов . . . . .	164
Цитированная литература . . . . .	165

## І. ВВЕДЕНИЕ

### § 1. Введение

Данная статья посвящена развитию интерференционной спектроскопии за последние 10—15 лет. После долгого периода неизменного состояния техники интерференционной спектроскопии она вновь вызвала к себе большой интерес. Важные работы по этому вопросу были представлены на Международном коллоквиуме в сентябре 1957 г., организованном Национальным центром научных исследований в Бельвю (Франция). Ранее, в сборнике «Reports on Progress in Physics» за 1951 г. была опубликована превосходная статья Куна<sup>1</sup> «Новая техника в оптической интерферометрии». За время, прошедшее после появления этой работы, были достигнуты новые успехи. Кроме того, статья Куна посвящена технике интерферометрии, тогда как в настоящей статье рассматриваются в основном вопросы интерференционной спектроскопии.

Довольно трудно дать хорошее определение понятия интерференционной спектроскопии. Действительно, любая спектроскопическая техника основана на явлении интерференции. В призме дисперсия света проявляется благодаря тому, что свет различных длин волн имеет различные скорости в материале призмы и интерференция получается только в направлениях, определяемых элементарными законами призмы; это — явление интерференции нулевого порядка. В дифракционных решетках дисперсия света имеет место в таких направлениях, которым соответствуют порядки интерференции, отличные от нуля. Обычно достигают нескольких единиц или, как исключение, нескольких сотен в случае эшелонной решетки. С другой стороны, в таких приборах, как пластинка Луммера, эшелон Майкельсона, интерферометр Фабри—Перо (или в других методах, основанных на интерферометре Майкельсона), также проявляются интерференционные явления, которые позволяют произвести разделение света по длинам волн, но в данном случае порядок интерференции значительно выше и может достигать нескольких десятков или даже сотен тысяч. Термин интерференционная спектроскопия мы будем употреблять применительно к методам, в которых используются высокие порядки интерференции, и в связи с этим в нашем обзоре не будут рассматриваться дифракционные решетки.

Существует несколько способов классификации интерференционных явлений. Можно, например, разбить интерференционные явления на два класса в соответствии с числом интерферирующих пучков, двух или нескольких, например в случаях решетки или эталона Фабри — Перо имеем дело с многолучевой интерферометрией; интерферометр Майкельсона, который также может применяться в современной спектроскопии, является одним из простейших примеров двухлучевой интерферометрии.

Интерференционные явления могут быть разбиты на два класса по способу разделения падающего света на когерентные пучки: 1) пространственное разделение (например, эксперимент со щелями Юнга, решетки), 2) расщепление каждого пучка на ряд пучков различной интенсивности с помощью полупрозрачных пластин (например, пластинка Луммера, эталон Фабри — Перо, интерферометр Майкельсона). Как будет видно из дальнейшего, именно второй класс явлений предоставляет наибольшие возможности в интерференционной спектроскопии.

В конце этой статьи станет ясным, что разделение интерференционной спектроскопии на два класса возможно произвести также по следующим признакам: 1) пространственное разделение различных длин волн (решетки, спектрограф Фабри — Перо, пластинка Луммера и т. д.), 2) разделение излучения разных длин волн по виду модуляции, которая налагается на световой пучок, посредством непрерывного изменения оптической длины пути.

Конечно, выбор в настоящей статье одного из этих способов классификации приведет к довольно произвольному делению техники. Автор считает, что наиболее разумным является следующий план изложения материала: 1) интерферометр Фабри — Перо; 2) методы, использующие амплитудную модуляцию; 3) методы, использующие частотную модуляцию; 4) разное; 5) общие замечания.

В данной статье мы рассмотрим некоторые характеристики, общие для всех устройств, из которых основной характеристикой является инструментальная функция формы линии (для краткости она далее будет называться «инструментальная функция»).

Качество разрешения спектрального прибора полностью определяется изображением, которое он дает для идеально монохроматической спектральной линии. Если полная яркость светового потока  $\int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma$  ( $\sigma = 1/\lambda$  — волновое число) сосредоточена в частотном интервале нулевой ширины ( $B(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0)$ , где  $\delta$  — функция Дирака), то изображение этой линии в приборе будет растянуто на некоторый малый интервал частот в согласии с функцией  $B'(\sigma) = W(\sigma - \sigma_0)$ , которая по определению является инструментальной функцией. Если теперь на прибор попадает излучение спектральной плотности  $B(\sigma)$  (функция источника), то прибор дает изображение со спектральной плотностью  $B'(\sigma)$ , которое отличается от действительного спектра  $B(\sigma)$ :

$$B'(\sigma) = \int_0^{\infty} W(\sigma - \sigma_0) B(\sigma_0) d\sigma_0.$$

$B'(\sigma)$  есть свертка функции источника с инструментальной функцией. Это может быть записано следующим образом:

$$B'(\sigma) = W(\sigma) * B(\sigma).$$

По мере того как ширина  $w$  функции  $W$  становится все меньше и меньше по сравнению с шириной линии истинного спектра, определяемого выражением  $B(\sigma)$ , функция  $B'(\sigma)$  все точнее будет отображать распределение  $B(\sigma)$ . К тому же две монохроматические линии считаются разрешенными, когда расстояние между ними в волновых числах  $\sigma_2 - \sigma_1$  больше некоторой определенной величины  $\delta\sigma$ , которая одного порядка величины с шириной  $w$  функции  $W$ . Величина  $\delta\sigma$  является э ф ф е к т и в н ы м пределом разрешения. Соотношение между  $\delta\sigma$  и  $w$ , очевидно, зависит от принятых критериев для разрешения, формы функции  $W$  и определения понятия «ширины»  $w$ . Чтобы не усложнять изложение малозначащими деталями, мы положим  $\delta\sigma = w$  и будем определять  $w$  таким образом, чтобы в каждом частном случае получать простейшие результаты; например, в случае гауссовой кривой  $w$  есть ширина кривой на высоте, равной половине максимальной высоты, для дифракционной кривой — расстояние между максимумом и первым минимумом. Найдено, что результаты, получаемые при этом, более просты и очень незначительно отличаются от

результатов более строгих определений, причем даже эти определения также в определенном смысле являются произвольными.

Разрешающая способность, или разрешение, всегда определяется выражением  $R = \sigma/\delta\sigma = \lambda/\delta\lambda$ . Необходимо ясно себе представлять, что это есть э ф ф е к т и в н о е разрешение, т. е. разрешение, которое получается, если принять во внимание все характеристики прибора, которые дают вклад в ширину функции  $W$ . Если полагать, что некоторые из этих характеристик являются идеальными, например бесконечно узкие щели, совершенные оптические поверхности, то значение  $R$  лимитируется только основными явлениями; в этом случае величина  $R_0 = \sigma/\delta\sigma_0$  называется теоретическим разрешением. Мы увидим, что теоретическое разрешение определяется выражением общего характера  $R_0 = \Delta_m/\lambda$ , где  $\Delta_m$  — максимальная разность хода между интерферирующими пучками. Это выражение, правильное для большинства интерференционных приборов, является частным случаем более общего выражения  $R_0 = d\Delta_m/d\lambda$ , применимого, например, для призмы. Другой важной характеристикой прибора является его светосила. Она пропорциональна светособирающей способности  $U$ , являющейся произведением площади поперечного сечения выходящего пучка и телесного угла  $\Omega$ , связанного с разрешающей силой  $R$  (величина  $U$  по-французски называется *étendue*, по-английски *light-gathering power*). Если изменять  $R$ , то обнаруживается, что почти во всех приборах произведение  $UR$  остается постоянным и равняется произведению поперечных размеров оптической системы и константы, которая зависит только от применяемого метода.

## II. ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ—ПЕРО В СПЕКТРОСКОПИИ

### § 2. О б щ и е з а м е ч а н и я

Интерферометр Фабри — Перо изобретен в 1896 г. и сыграл значительную роль в спектроскопии высокого разрешения. Большинство исследований в области сверхтонкой структуры линий были проведены с эталоном Фабри — Перо при фотографической регистрации интерференционной картины. В течение продолжительного времени этот прибор применялся почти без изменений. В последнее время стало ясно, что интерферометр Фабри — Перо может с успехом применяться вместе с другими способами регистрации спектра в широком диапазоне разрешения. В этом направлении достигнут значительный прогресс как теоретического, так и практического характера. Мы остановимся прежде всего на свойствах приборов, которые недавно были разработаны, и опишем новые возможности их применения.

Элементарная теория прибора хорошо известна, однако она является до некоторой степени недостаточной для полного объяснения новой области применения. Поэтому мы изложим вначале очень кратко эту теорию с некоторыми улучшающими ее дополнениями.

Эталон Фабри — Перо (для краткости будем в дальнейшем писать просто Ф.—П.) состоит из двух прозрачных пластин, поверхности которых в принципе совершенно плоски и параллельны друг другу. Одна из поверхностей каждой пластины покрывается отражающим слоем с коэффициентом отражения  $R$ , коэффициентом пропускания  $T$  и коэффициентом поглощения  $A = 1 - R - T$ . Благодаря многократному прохождению и отражению падающий луч света делится на бесконечное число параллельных друг другу лучей. Вышедшие из эталона лучи снова соединяются в бесконечности и интерферируют. Таким образом, в фокусе линзы (рис. 1) можно видеть интерференционные кольца.

Между двумя соседними лучами имеется оптическая разность хода  $\Delta$ . Если отношение  $\Delta/\lambda$  — целое число, то прошедшие лучи интерферируют, давая максимум, и падающая энергия в этом случае полностью проходит. Если это условие в точности не выполняется, то лучи в результате интерференции гасят друг друга; это приводит к тому, что падающая энергия отражается назад к источнику света. Для данного значения  $\Delta$  Ф.—П. действует как фильтр длин волн. Применение эталона Ф.—П. в спектроскопии основано на изменении величины  $\Delta$ , которое может быть осуществлено изменением толщины эталона Ф.—П. или угла падения пучка света.

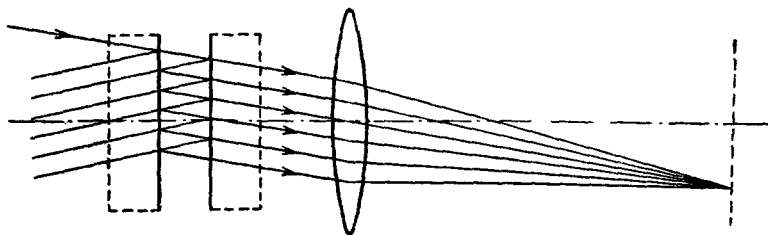


Рис. 1. Интерферометр Фабри—Перо.

2.1. Использование в качестве спектрографа. Оптическая разность хода  $\Delta = 2nt \cos i$ , где  $nt$  — оптическая толщина Ф.—П. и  $i$  — угол падения пучка. Так как  $\Delta$  зависит от угла  $i$ , различные длины волн проходят в различных направлениях, и фотографическая пластинка, помещенная в фокальной плоскости, получает в каждой точке соответствующую информацию. Интерпретация полученной фотографической картины иногда оказывается довольно трудной. Каждая длина волны в противоположность призме дает не линию, а целую систему колец, центрированную относительно нормали к эталону Ф.—П. (геометрическое место точек, для которых  $\cos i = k\lambda/2nt$ ). Далее мы увидим, как осуществляется надежная интерпретация спектрограмм.

2.2. Применение в спектрометрии. В случае использования Ф.—П. в качестве спектрометра, фотографическая пластинка заменяется диафрагмой, которая ограничивает область точек, соответствующих одной и той же длине волны (для Ф.—П. это может быть кольцевая диафрагма). Эталон Ф.—П. совместно с диафрагмой действует подобно фильтру или монохроматору. Для изготовления спектрометра достаточно за диафрагмой поместить детектор, связанный с записывающим устройством, и непрерывно изменять длину волны проходящего сквозь диафрагму излучения; последнее может быть достигнуто путем изменения разности хода  $\Delta$  либо изменением угла  $i$  (изменение угла приводит к передвижению системы колец перед диафрагмой), либо изменением оптической толщины  $nt$  Ф.—П. (расширение системы колец перед диафрагмой). В этом случае также появляются трудности в интерпретации картины, поскольку для данного положения диафрагмы и системы колец диафрагмой пропускается целый ряд длин волн  $\lambda_k = \Delta/k$ , где  $k$  — целое число.

### § 3. Инструментальная функция

В классической теории эталона Ф.—П. принимается, что пластины эталона идеально плоски и параллельны и что шириной диафрагмы или размерами зерна фотографической пластинки в фокальной плоскости можно пренебречь. Конечно, эти условия никогда не выполняются и необходимо иметь более полную теорию. Шаббаль<sup>2</sup> показал, что инструментальная

функция не может быть представлена хорошо известной функцией Эйри, а является сверткой трех функций, которые мы теперь определим.

3.1. Влияние уменьшения амплитуды последовательно прошедших лучей. Примем, что пластины идеально плоски и параллельны и что диаметр вышеупомянутой диафрагмы бесконечно мал. Все интерферирующие лучи имеют разность хода  $\Delta = 2nt \cos i$ . Если бы отражающая способность была равна 1, то все эти лучи имели бы равные амплитуды, при этом число интерферирующих лучей должно быть бесконечно велико. В результате интерференции

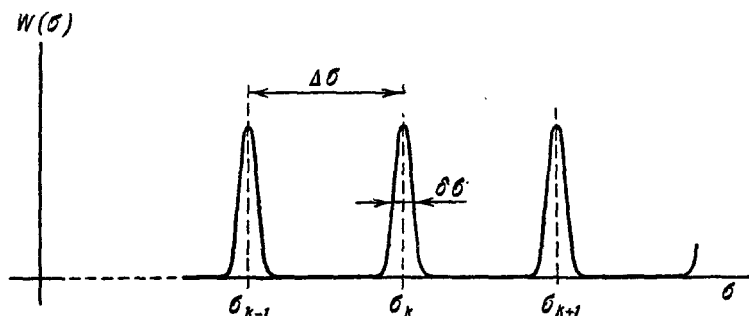


Рис. 2. Аппаратурная функция реального Ф.—П.

прошло бы только излучение, удовлетворяющее условию  $\sigma_k = k/\Delta$ . При этих условиях инструментальная функция была бы изображена рядом бесконечно узких пиков (дираковские пики)

$$W(\sigma) = \sum_0^{\infty} \delta(\sigma - \sigma_k),$$

разделенных интервалом  $\Delta\sigma = 1/\Delta = 1/2nt \cos i$ . Если отражающая способность  $R < 1$ , то инструментальная функция есть функция Эйри:

$$A(\sigma) = \left( \frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + (4R \sin^2 \pi \sigma \Delta) / (1-R)^2}.$$

Каждый пик теперь имеет ширину  $a = \Delta\sigma / N_R$ , причем коэффициент  $N_R = \pi \sqrt{R/(1-R)}$  не зависит от толщины; его наименование *reflecting finesse\** означает, что он зависит только от отражающей способности. Прозрачность имеет максимальную величину, равную

$$\tau_A = \left( \frac{T}{1-R} \right)^2 = \left( 1 - \frac{A}{1-R} \right)^2.$$

Эта величина отличается от единицы только потому, что в покрытиях имеет место поглощение, причем коэффициент поглощения  $A = 1 - T - R$ .

3.2. Влияние несовершенства поверхности. Положим опять, что  $R = 1$  и что все лучи имеют одинаковый угол падения. Однако теперь рассмотрим случай, когда толщина эталона Ф.—П. по той или иной причине не является постоянной величиной по всей поверхности пластины (несовершенство полировки, неточность юстировки), а изменяется между  $t_1$  и  $t_2$ . Величину  $t$  можно охарактеризовать функцией распределения  $D(t) = dS/dt$ , где  $dS$  — элемент поверхности, которому соответствует изменение толщины между  $t$  и  $t + dt$ .

В зависимости от характера дефектов поверхности, функция  $D(t)$  может иметь различный вид; так, например, она будет прямоугольной

\*) По-русски переводится как «коэффициент резкости».

функцией, если круглые пластины имеют небольшую сферическую кривизну, и функцией Гаусса в случае случайно распределенных микродефектов. Во всяком случае форма  $D(t)$  может быть найдена с помощью экспериментальной проверки качества пластин. Очевидно, что пики Дирака идеальной инструментальной функции должны быть заменены пиками вида  $D(\sigma - \sigma_0)$ , форма которых получается из функции  $D(t)$  с помощью соотношения  $\sigma = 1/2 nt \cos i$ . Ширина  $d$  пика функции  $D(\sigma - \sigma_0)$  связана с шириной  $\delta t$  функции  $D(t)$  выражением  $d/\sigma = \delta t/t$ , или  $d = \Delta\sigma \cdot 2\delta t/\lambda$ . Отношение  $d$  к  $\Delta\sigma$  также является коэффициентом резкости и имеет такую же природу, как и коэффициент  $N_R$ ,  $N_D = d/\Delta\sigma = 2\delta t/\lambda$ ; этот коэффициент, по-видимому, представляет собой наиболее сильное ограничение, и по этой причине был назван Шаббалем предельной резкостью. Если  $\delta t$  выражается через  $\lambda$  ( $\delta t = \lambda/m$ ), то  $N_D = m/2$ ; например, если поверхность пластин обработана с точностью до  $\lambda/50$ , то резкость не может превышать 25.

3.3. В л и я н и е к о н е ч н ы х р а з м е р о в д е т е к т о р а. Предположим, что  $R=1$  ( $a=0$ ,  $N_R=\infty$ ) и что поверхности пластин идеальные ( $d=0$ ,  $N_D=\infty$ ), но примем в расчет конечную ширину фокальной диафрагмы или конечный размер области суммирования фотографической пластинки. Конечный результат будет определяться лучами, падающими под различными углами; этот факт может быть характеризован функцией распределения  $F(\cos i) = d\Omega(\cos i)$ , причем вклад лучей, направленных под углами  $(i, i+di)$ , пропорционален их телесному углу  $d\Omega$ . Вид функции  $F(\cos i)$  зависит от природы диафрагмы (или пластинки); в частном случае кольцевой диафрагмы  $F(\cos i)$  является прямоугольной функцией с шириной  $\delta(\cos i) = \cos i_1 - \cos i_2$ . Инструментальная функция теперь составлена из пиков, с тем же самым интервалом  $\Delta\sigma$ , причем каждый пик имеет вид, определяемый функцией  $F(\sigma - \sigma_0)$ , которая выведена из  $F(\cos i)$  с помощью соотношения  $\sigma = 1/2 nt \cos i$ . Ширина пика  $f$  определена из ширины функции  $F(\cos i)$  с помощью того же соотношения, и  $f = \sigma \delta(\cos i) / \cos i \simeq \sigma \delta(\cos i)$ . В важном случае кольцевой диафрагмы или круглого отверстия, используемого обычно в спектрометре Ф.—П.  $d\Omega = 2\pi d(\cos i)$ . Телесный угол  $\Omega$ , связанный с диафрагмой, определяется выражением  $\Omega = 2\pi f/\sigma = 2\pi/R_F$ , где  $R_F$  — разрешающая способность, соответствующая идеальным поверхностям и идеальному отражению при указанном телесном угле. Это приводит к важному соотношению  $\Omega R_F = 2\pi$ .

3.4. Р е а л ь н ы й с л у ч а й. В реальном случае все три эффекта могут быть величинами одного порядка. Влияние только двух эффектов, например  $A$  и  $D$ , дало бы инструментальную функцию вида

$$W'(\sigma) = \int A(\sigma') D(\sigma - \sigma') d\sigma' = A(\sigma) * D(\sigma).$$

При добавлении третьего эффекта инструментальная функция будет следующей:

$$W(\sigma) = \int W'(\sigma') F(\sigma - \sigma') d\sigma' = A(\sigma) * D(\sigma) * F(\sigma).$$

Таким образом, инструментальная функция задается сверткой трех элементарных функций  $A$ ,  $D$  и  $F$ , которые играют симметричную роль.

#### § 4. Р а з р е ш а ю щ а я с п о с о б н о с т ь и р е з к о с т ь

Предел разрешения есть ширина  $w$  инструментальной функции  $W$ . Отношение  $\sigma/w$  волнового числа к величине  $w$  есть разрешающая способность  $R = \sigma/\delta\sigma = \sigma/w$ , отношение свободной спектральной области  $\Delta\sigma$  к  $w$  есть эффективная резкость  $N = \Delta\sigma/w$ . Кроме того,  $R = (\sigma/\Delta\sigma)(\Delta\sigma/w) =$

$=kN = N \cdot 2nt/\lambda$ . Таким образом,  $N$  есть разрешение на единицу интерференционного порядка.  $N$  равно также максимальному числу пиков функции  $W$ , которые могут быть разрешены в интервале двух соседних интерференционных порядков, и эта величина определяет максимальное число наблюдаемых спектральных элементов. По этой причине величина  $N$

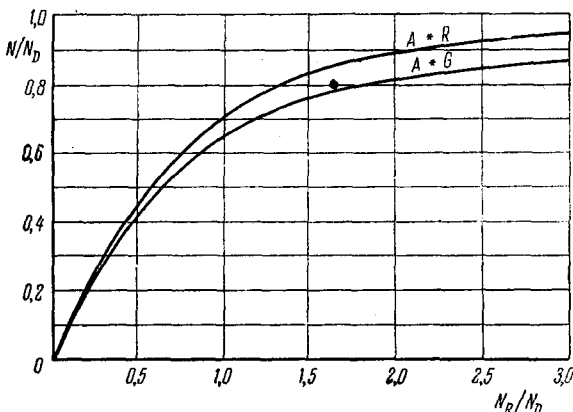


Рис. 3. Изменение резкости в случае гауссовской  $D$ -функции ( $A * G$ ) и в случае прямоугольной функции ( $A * R$ ).

ей ширины  $a, d, f$ , что можно символически записать так:  $w = a \oplus d \oplus f$ . Такие функции были изучены многими авторами, среди которых можно назвать Шаббаля<sup>2</sup>, Борна<sup>3</sup>, Минковского и Брука<sup>4</sup>. Точное соотношение

играет очень важную роль при использовании устройств с интерферометром Ф.—П.

Согласно формуле  $R = kN$  разрешающую способность можно увеличить, увеличивая величину  $k$  либо  $N$ . Конечно, было бы лучше увеличивать  $N$ , чем  $k$ , однако толщину, а следовательно,  $k$  можно увеличивать неограниченно, чего нельзя сделать в случае изменения  $N$ .

В сущности,  $W(\sigma)$  есть свертка функций  $A(\sigma), D(\sigma)$  и  $F(\sigma)$  и ее ширина  $w$  является функцией

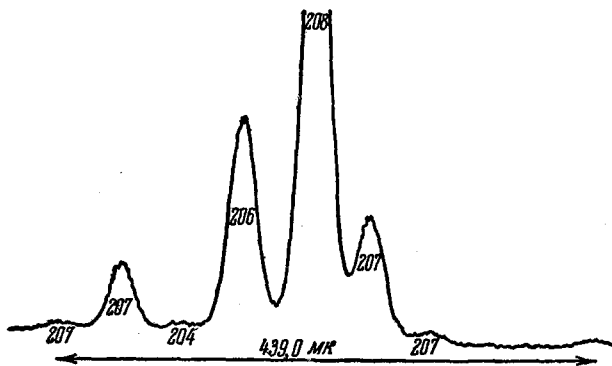


Рис. 4. Пример сверхтонкой структуры, полученной с помощью спектрометра Ф.—П.

Линия Рb 4168 Å, эффективная разрешающая сила 950000<sup>27</sup>.

между  $w$  и величинами  $a, d, f$  зависит от вида функций  $D$  и  $F$ , однако можно сделать заключения общего характера:

- 1)  $w$  по величине больше любой из трех величин  $a, d, f$ ;
- 2)  $w$  меньше суммы  $a + d + f$ ;
- 3) если одна величина равна нулю (например,  $f = 0$ ), а две другие равны друг другу (например,  $a = d$ ), то  $w \simeq 1,4 a$ ;
- 4) если  $a = d = f$ , то  $w \simeq 1,7 a$ .

Отсюда следует, что резкость  $N = \Delta\sigma/w$  меньше любой из трех величин:  $N_R = \Delta\sigma/a$ ,  $N_D = \Delta\sigma/d$ ,  $N_F = \Delta\sigma/f$ , и  $N \simeq 0,7 N_R$ , если  $N_R = N_D$ , и  $f = 0$ ,



и  $N \simeq 0,6 N_R$ , если  $N_R = N_D = N_I$ . В качестве примера на рис. 3 показано изменение отношения  $N/N_D$  в зависимости от изменения отношения  $N_R/N_D$ , когда  $f=0$ , а функция  $D(\sigma)$  является гауссовской или прямоугольной функцией.

Величина  $N_I = \Delta\sigma/f$  может быть увеличена неограниченно;  $N_R$  также может достигать очень больших значений, например вплоть до нескольких сотен. Однако, как было показано выше, величина  $N_D$  ограничена величиной  $m/2$ , если пластины обработаны с точностью до  $\lambda/m$ . Таким образом, эффективная резкость  $N$  лимитируется величиной  $N_D$ , которая в видимой области \*) едва ли может превысить 50. Такое довольно низкое предельное значение  $N$  является наиболее существенной неприятностью при использовании интерферометра Ф.—П. Чрезвычайно важно улучшить качество поверхностей пластин; можно надеяться, что технический прогресс приведет к заметному увеличению величины  $N$ . Однако имеются методы искусственного увеличения величины  $N$ ; это может быть сделано с помощью двух последовательно установленных эталонов Ф.—П., что будет описано в § 6.

## § 5. Монохроматор Фабри—Перо и спектрометр Фабри—Перо

По существу, монохроматор и спектрометр состоят из пары пластин Фабри—Перо и диафрагмы, помещенной в фокальной плоскости объектива, расположенного позади эталона Ф.—П.; обычно диафрагма имеет круглое отверстие. Прибор для предварительной монохроматизации часто размещается между источником света и эталоном Ф.—П.

Наиболее простым видом монохроматора Ф.—П. является интерференционный фильтр, вообще используемый при очень низком разрешении. В этом случае слой, разделяющий отражающие плоскости, является твердым веществом и большей частью наносится испарением криолита или сульфида цинка; но в некоторых случаях был использован непосредственно эталон Ф.—П. с очень малыми промежутками.

Спектрометр Фабри—Перо впервые был применен Жакино и Дюфуром<sup>6</sup>. С тех пор он часто использовался и его конструкция была улучшена. Для изучения сверхтонкой структуры он был использован в видимой, ультрафиолетовой, инфракрасной областях Блезом<sup>7</sup>, Шантрелем<sup>8, 9</sup>, Шаббелем<sup>10</sup>, Калитевским и Чайкой<sup>11</sup>, Куном<sup>12</sup>, Леньюиром и Кожаном<sup>13</sup>, Броди, Томкинсом и Фредом<sup>14</sup>. Эффект Рамана изучался Дюперэ<sup>15</sup>. Гринлер<sup>16</sup> использовал спектрометр среднего разрешения в области спектра 10  $\mu$ . В абсорбционной спектроскопии в ближней инфракрасной области Яффе, Рэнк и Уиггинс<sup>17</sup> применяли спектрометр высокого разрешения. Гик и Уилкок<sup>18</sup>, Ринг и Вулф<sup>19</sup> использовали его в астрономии, а Хиршберг<sup>20</sup> — при изучении атмосферных явлений.

Успех применения спектрометра Ф.—П. обусловлен следующими преимуществами. Использование в спектрометре физических детекторов для регистрации спектра позволяет проводить исследование инфракрасной области. Кроме того, спектрометр обладает значительно большей светосилой по сравнению с обычными спектрометрами с призмой или решеткой, имеющими такую же разрешающую способность, независимо от величины этого разрешения.

Мы теперь остановимся на двух вопросах: светосиле и методах сканирования спектра.

\*) В микроволновой области существенные успехи в этом направлении были достигнуты Кульшоу, Ричардсоном и Кернсом<sup>5</sup>.

5.1. Светосила спектрометра Фабри—Перо. Светосила спектрометра определяется как отношение  $L = \Phi/B$  — потока, падающего на детектор, к яркости источника  $L = S\Omega\tau$ , где  $S$  есть площадь поверхности пластин,  $\Omega$  — телесный угол, ограничиваемый фокальной диафрагмой, и  $\tau$  — фактор пропускания, который сам по себе является произведением трех факторов

$$\tau = \tau_A \tau_E \tau_F.$$

Определение  $\tau_A$  дано в п 3.1, и этот фактор зависит только от покрытий.

Фактор  $\tau_E$  обусловлен сверткой  $A * D$ . Он был бы равен единице в случае идеальных поверхностей и изменяется как функция от  $d/a = N_R/N_D$

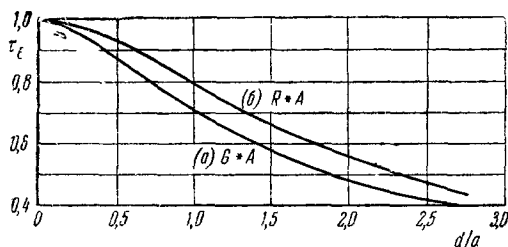


Рис. 5. Изменение коэффициента пропускания  $\tau_E$ .

(рис. 5). Фактор  $\tau_E$  равен приблизительно 0,75, когда  $N_R = N_D$ , и быстро уменьшается, когда  $N_R > N_D$ .

Фактор  $\tau_F$  обусловлен сверткой вида  $(A * D) * F$ . Для бесконечно узкой диафрагмы этот фактор равен единице и уменьшается по величине, когда отношение  $f/(a \oplus d)$  увеличивается:  $\tau_F \simeq 0,8$  при  $f = a \oplus d$ .

Жакино и Дюфур (случай идеального спектрометра Ф.—П.), Шабаль (общий случай) изучили условия, которые необходимо выполнить, чтобы получить максимальную светосилу, и нашли выражение для нее, как функцию от разрешающей способности.

Светосилу и разрешение можно изменять, изменяя один или несколько параметров, характеризующих спектрометр: толщину, отражающую способность, телесный угол, полезную площадь пластин (от которых может зависеть величина  $N_D$ ). Данное разрешение может быть получено неограниченным набором значений ширины  $a$ ,  $d$ ,  $f$ , соответствующих функциям  $A(\sigma)$ ,  $D(\sigma)$ ,  $F(\sigma)$ . Однако только один набор этих величин дает максимальную светосилу. Если бы все три функции,  $A$ ,  $D$ ,  $F$ , имели одинаковый вид, то этот набор соответствовал бы условию  $a = d = f$ . В действительности разницы этих трех функций такова, что коэффициенты не намного отличаются от единицы, так что в качестве условия оптимальной светосилы практически можно принять равенство трех ширины.

В этом случае эффективная разрешающая способность  $R$  равна приблизительно  $0,6 R_F = 0,6 R_D = 0,6 R_A$ , где  $R_F$ ,  $R_D$  и  $R_A$  — разрешающие способности, каждая из которых определяется тем, что только одно значение соответствующей ширины не равно нулю. Таким образом, интерферометр Ф.—П., в противоположность спектрометрам с призмами или решеткой, правильно используется только тогда, когда его эффективная разрешающая способность одного порядка с теоретической разрешающей способностью: это условие справедливо и для других интерференционных спектрографов или спектрометров.

Сделаем практические выводы.

1. Покрытия должны быть выбраны так, чтобы  $a \simeq d$ , или, другими словами,  $N_R = N_D$ ; таким образом, результирующая резкость  $N$  равна приблизительно  $0,7 N_D$  и  $\tau_E = 0,8$ . Если покрытия пластины выбраны неудачно, например слишком высокое отражение ( $N_R = 3 N_D$ ), то результирующая резкость хотя и возрастает, но незначительно, а фактор пропускания существенно уменьшается,  $\tau_E \simeq 0,3$ . Эти выводы были использованы в работе<sup>21</sup>.

2. Фокальная диафрагма должна удовлетворять условию  $f \simeq a$ : она должна изменяться, если требуется другое разрешение (это достигается либо изменением толщины, или изменением покрытий).

Способ использования Ф.—П. значительно отличается от обычного спектрометра, в случае которого изменение разрешающей способности достигается только путем изменения ширины щели.

Полная светосила спектрометра Ф.—П. достигается только при использовании всех лучей, имеющих одинаковый угол наклона, например в случае кольцевой диафрагмы, помещенной в фокальной плоскости. Эта кольцевая диафрагма почти всегда сводится к круглому отверстию, которое является кольцевой диафрагмой с внутренним радиусом, равным нулю. Из выражения  $\Omega = 2\pi/R_F$  следует, что угловой диаметр отверстия равен  $\alpha = 2\sqrt{2/\sqrt{R_F}} = 2,2 \sqrt{R_F}$ . Конечно, можно использовать различные концентрические диафрагмы, как было предложено Жакино и Дюфуром<sup>6</sup>, но эта возможность, кажется, еще не была осуществлена на практике. Дополнительным преимуществом применения кольцевой диафрагмы является почти нормальное падение лучей на Ф.—П., в результате чего исключается ограничение числа интерферирующих лучей при высоком разрешении, что происходит при их косом падении на поверхность зеркал<sup>22</sup>.

Теперь вычислим светосилу в предположении, что выполняются все упомянутые выше условия. Общее выражение записывается в виде  $L = S\Omega\tau$ , где  $\Omega = 2\pi/R_F$  и  $R_F = R/0,6$ . Теперь  $\tau = \tau_A\tau_E\tau_F$ , где  $\tau_F \simeq 0,8$ , если  $f \simeq a$  и  $\tau_E \simeq 0,75$ , если  $d \simeq a$ .  $\tau_A$  при хороших современных покрытиях в зависимости от спектральной области и качества покрытия может равняться от 0,5 до 0,9 (см. п. 7.1). Принимая в качестве среднего значения  $\tau_A = 0,7$ , получаем

$$L \simeq 1,5 \frac{S}{R}, \text{ или } LR \simeq 1,5S,$$

что находится в согласии с общим законом инвариантности  $LR$ .

Сравнение с другими типами спектрометров было проведено Жакино<sup>23</sup>; здесь разберем только случай дифракционного спектрометра, который является более светосильным по сравнению с призмным. Легко показать, что светосила решетки равна  $L' = K\tau S'\beta (\sin i_1 + \sin i_2)/R$ . В этой формуле  $i_1$  и  $i_2$  — углы падения и дифракции,  $\beta$  — угловая высота щели,  $S'$  — площадь поверхности решетки,  $\tau$  — коэффициент пропускания, который может изменяться в пределах 0,25—0,75, и множитель  $K$  изменяется от нуля для  $R \simeq R_0$  до 1, если  $R \ll R_0$ . Для сравнения предположим, что  $\beta = 1/50$ ,  $K = 1$ ,  $\tau = 0,4$ , тогда  $L/L' = 200 S/S'$  для одинакового значения  $R$ . Таким образом, в случае одинаковых рабочих поверхностей интерферометра и решетки получается большой выигрыш в светосиле, или, скажем другими словами, спектрометры будут иметь одинаковую светосилу, если поверхность зеркала Ф.—П. в 200 раз меньше поверхности дифракционной решетки.

При этом обсуждении предполагалось, что Ф.—П. не связан ни с каким предварительным монохроматором. При использовании такого монохроматора выигрыш уменьшается не только вследствие того, что коэффициент пропускания монохроматора меньше 1, но также потому, что он может ограничивать общую апертуру спектрометра: это ограничение будет обсуждаться в § 6.

5.2. Исследование спектра. Из формулы  $\sigma = K/2 nt \cos i$  видно, что смещение интерференционного максимума (band pass) может быть получено в результате изменения одной из величин  $\cos i$ ,  $K$ ,  $n$  или  $t$ . Наиболее простым решением (так же как в случае приборов с дифракцион-

ными решетками) является изменение угла падения либо путем смещения диафрагмы, либо в результате наклона Ф.—П. Этот метод применялся Яффе<sup>24</sup>, а также Хэмфрисом и Паулем<sup>25</sup>; преимущество метода заключается в простоте, однако недостатком его является большая потеря в светосиле, обусловленная применением щели вместо кольцевой диафрагмы.

Во всех других методах сохраняется симметрия вращения, свойственная Ф.—П., при этом интерферометр остается неподвижным, а кольцевая диафрагма центрируется относительно оси Ф.—П.

В наиболее часто применяющихся методах Ф.—П. помещается в герметическую камеру, внутри которой изменяется давление  $P$ . При этом изучаемый интервал длин волн равняется

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda (n_1 - n_2)/n_1 = \lambda C (P_1 - P_2),$$

где  $C$  — постоянная, зависящая от используемого газа. Для воздуха  $C = 3 \cdot 10^{-1}$  на атмосферу. При изучении сверхтонкой структуры интервал между крайними компонентами структуры обычно бывает достаточно малым (около  $1\text{Å}$ ), так что он может быть исследован при изменении давления на одну атмосферу.

В некоторых методах просто откачивают камеру и вновь постепенно наполняют ее воздухом. Единственной трудностью при этом является контроль скорости сканирования. В системе Куна и Рамсдена<sup>26</sup> перемещение записывающего «зайчика» гальванометра пропорционально величине регистрируемого сигнала, а в перпендикулярном направлении — величине давления. Другие методы, такие как метод сверхзвукового истечения Рэнка и Шерера<sup>27</sup> или метод сервоконтроля, описанный Дюфуром и Жакино<sup>6</sup> и применяемый Блезом<sup>28</sup> и Шантрелем<sup>8</sup>, непосредственно дают линейное увеличение давления в камере. В последнем методе давление изменяется с помощью переменного натекания, контролируемого ртутным манометром. Манометр связан с плунжером, который перемещается синхронным мотором.

Изменение давления возможно также получать с помощью движущегося поршня<sup>14, 29</sup>. В случае задач, для которых достаточно небольшое разрешение ( $R < 10^5$ ), исследуемый при изменении давления в одну атмосферу интервал оказывается меньше области дисперсии Ф.—П. Как было отмечено раньше, это положение не позволяет исследовать широкую область спектра. В некоторых случаях меняют давление больше чем на одну атмосферу (до  $100\text{ ат}$ )<sup>19</sup>, в других — применяют газы с большим показателем преломления<sup>30</sup>. Яффе<sup>24</sup> предложил даже использовать такие газы, как  $\text{CO}_2$  и Хе, сжатые до критической точки, где показатель преломления очень велик. Однако в этом случае флуктуации плотности, вероятно, приведут к слишком большой неоднородности среды.

В некоторых методах используется механическое перемещение одной из пластин Ф.—П. Эти методы были в основном развиты для работы с малым разрешением, где область, которую можно сканировать путем изменения давления, оказывается недостаточно большой. Трудность этого метода заключается в необходимости сохранения параллельности пластин с необходимой точностью во время их движения. К счастью, для сканирования всего спектрального интервала достаточно сместить пластину на расстояние  $\lambda/2$ . Были предложены различные варианты этого метода. Дюпера<sup>30</sup> изучил возможность использования пьезоэлектрических промжутков между пластинами. Шаббаль и Сулэ<sup>31</sup> воспользовались упругой деформацией мембраны, в центре которой была расположена пластинка. К двум соответственно выбранным точкам этой мембраны прикладываются механическая сила. Клайн<sup>32</sup>, Гобер<sup>33</sup>, Толанский и Бредли<sup>34</sup> и Грин-

лер<sup>16</sup> использовали свойства упруго деформируемого параллелограмма. Результаты, видимо, вполне удовлетворительные, если все описанные механические методы приводят к смещениям, не превышающим нескольких длин волн.

Однако еще слишком рано делать заключение о том, какой метод сканирования вытеснит другие в работах с низким разрешением. Однако ни один из них, кажется, не дает возможности изучить непрерывно широкую область спектра, обычно встречающуюся в практической спектроскопии. В связи с этим Шаббаль и Жакино<sup>35</sup> предложили использовать пилообразное сканирование, с помощью которого может быть исследован спектральный интервал неограниченной протяженности. Единственное условие при этом состоит в том, чтобы имела система, позволяющая исследовать один порядок. Принцип заключается в следующем (рис. 6). Пусть  $\sigma_k, \sigma_{k+1}, \sigma_{k+2}, \dots$  — линии излучения, пропускаемые Ф.—П., находящимися в начальном состоянии. Предварительный монохроматор выделяет при этом полосу спектра, центр которой совпадает с  $\sigma_k$ . Оптическая толщина Ф.—П. и юстировка монохроматора изменяются таким образом, чтобы пропускаемые ими участки спектра смещались синхронно до частоты  $\sigma_{k+1}$ . В этот момент Ф.—П. возвращается скачком к своей первоначальной оптической толщине; он теперь пропускает линию  $\sigma_{k+1}$  в  $(k+1)$ -м порядке. Опять изменяют юстировку Ф.—П. и монохроматора синхронно до тех пор, пока не будет достигнута частота  $\sigma_{k+2}$ . При этом Ф.—П. снова возвращается в первоначальное положение, и цикл повторяется.

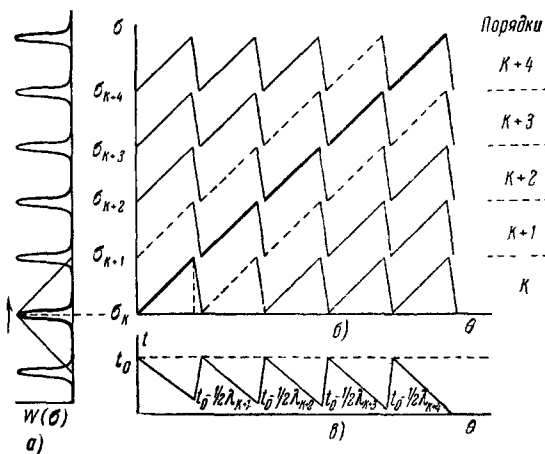


Рис. 6. Пилообразное сканирование ( $\theta$  — время)

## § 6. Спектрометр Фабри — Перо с единственной полосой пропускания

До последнего времени Ф.—П. в виде спектрографа или спектрометра применялся почти исключительно для изучения сверхтонкой структуры в качестве прибора высокого разрешения. Вследствие его большой светосилы при всех условиях разрешения многие исследователи стали применять этот прибор для изучения различных спектроскопических задач и особенно для изучения спектров поглощения. Именно в этом случае недостаток Ф.—П., который пропускает одновременно довольно широкую полосу длин волн, проявляется особенно ярко. При исследовании сложных спектров прибором, аппаратная функция которого имеет много максимумов, получаются результаты, которые невозможно интерпретировать. Поэтому в дополнение к Ф.—П. необходимо иметь предварительный монохроматор, выделяющий достаточно узкий спектральный интервал. При изучении сверхтонкой структуры достаточно выделить исследуемую линию, для чего иногда бывает необходимо разрешение, превышающее 5000. Однако в общем случае полоса пропускания монохроматора не должна превышать  $\Delta\sigma$ , так что все максимумы пропускания Ф.—П. за исключением

одного оказываются подавленными. Это накладывает условие на разрешающую силу монохроматора  $R' = \sigma/\Delta\sigma$ , которая должна быть в  $N$  раз меньше, чем у Ф.—П. Кроме того, желательно, чтобы апертура монохроматора была бы достаточной, чтобы Ф.—П. был полностью освещен (как фокальная диафрагма, так и пластины). Если это условие выполнено, а пропускательность монохроматора высокая, то комбинация Ф.—П. с монохроматором сохраняет свое превосходство в светосиле по сравнению с решеткой и, кроме того, имеет такую же область применения.

Яффе, Рэнк и Уиггинс<sup>17</sup> поместили монохроматор с дифракционной решеткой перед интерферометром. Преимуществом такой системы является ее простота. Недостатком является потеря света, которая может быть весьма значительной. Оптическая система, находящаяся между монохроматором и Ф.—П., должна проектировать изображение решетки на промежуточную диафрагму, а щель на пластинки Ф.—П. (или наоборот: результат остается одинаковым). Предположим, что изображение решетки полностью покрывает промежуточную диафрагму. В этом случае высота изображения щели по крайней мере равна высоте пластин, а ширина ее в  $x$  раз меньше ширины пластин  $D$ . Тогда можно показать, что

$$x = MN (\sin i_1 + \sin i_2) / 2D \sqrt{R},$$

где  $M$  — ширина решетки.

Для  $D=6$  см  $M(\sin i_1 + \sin i_2)=6$  см и  $N=20$ , величина  $x=10\sqrt{R}$  получается равной  $1/10$  для  $R=10^4$  и  $1/100$  для  $R=10^6$ . В последнем случае для большинства имеющихся в продаже решеток величина  $x$  порядка  $1/30$ . Таким образом, выигрыш в светосиле, даваемый Ф.—П., может быть потерян. Единственным преимуществом является разрешающая сила, превышающая  $R_0$  любой имеющейся решетки.

Хиршберг<sup>20</sup> использовал монохроматор с решеткой, в котором щели представляли собой часть дуги окружности. Таким образом, их изображения могли совпадать с частью кольцевой промежуточной диафрагмы Ф.—П. Однако в этом случае также имеется потеря света, поскольку щели представляют собой только часть окружности и Ф.—П. оказывается освещенным лишь частично. Эта система интересна в основном только для работ, требующих небольшой разрешающей силы, когда ширина щели становится больше абберраций. В предельном случае каждая из щелей может представлять собой половину окружности, при этом потеря в телесном угле ограничена  $\pi$  радианами.

Шаббаль<sup>37</sup> использовал другой, более сложный метод, который удовлетворяет всем необходимым условиям. В этом методе последовательно с первым Ф.—П. ставится второй, меньшей толщины, роль которого состоит в уменьшении интенсивности максимумов интенсивности, расположенных в непосредственной близости от выбранного. Поскольку разрешающая сила этого Ф.—П. меньше, чем у первого, он не ограничивает светосилу всей установки. С другой стороны, если желательно, чтобы коэффициент пропускания установки оставался высоким и в то же время нежелательные максимумы были бы значительно ослаблены, то область дисперсии сложного интерферометра не должна превышать больше чем в десять раз область дисперсии первого интерферометра. Получаемая в результате область дисперсии, вообще говоря, еще слишком мала для большинства спектров.

Таким образом, оказывается необходимо использовать либо третий Ф.—П., либо монохроматор с решеткой, обладающий достаточной разрешающей силой для исключения нежелательных максимумов наиболее тонкого Ф.—П. В последнем случае щели должны быть достаточно широкими, что-

бы их изображение покрывало всю поверхность Ф.—П. В результате тщательного изучения этой проблемы были получены формулы и графики, позволяющие для каждой конкретной задачи выбрать наилучшую комбинацию Ф.—П. и дифракционной решетки. Выигрыш в светосиле по сравнению с одной решеткой изменяется в широких пределах, но, вообще говоря, остается очень значительным; в наиболее неблагоприятном случае светосила может быть лишь несколько больше, чем у одной решетки. В соответствии с этим принципом Шаббаль построил два спектрометра, каждый из которых состоит из дифракционного монохроматора с двумя Ф.—П. Один из спектрометров предназначен для изучения видимой области спектра с разрешающей силой около  $10^4$ , другой<sup>37</sup> для абсорбционных работ в ближней инфракрасной области спектра с разрешением  $5 \cdot 10^5$ . Гринлер<sup>16</sup> также построил спектрометр такого типа для изучения спектров поглощения в области  $10 \mu$ .

Следует отметить следующие положения: 1) Если последовательно используются несколько монохроматизирующих приборов, то при изучении спектра их полосы пропускания должны смещаться одновременно. В связи с этим может возникнуть много трудных вопросов, но они легко решаются в случае сканирования с помощью изменения давления. Изменение полосы пропускания интерференционных приборов, соответствующее определенному изменению давления, одинаково для всех приборов. Таким образом, если все интерферометры помещены в одну и ту же камеру, то они автоматически будут синхронизованными. Хиршберг, Кадеи и Мак<sup>38</sup> описали прибор, работающий на этом принципе. Когда желательно использовать давление для точного совмещения полос пропускания одного Ф.—П. по отношению к другому, юстировка сохраняется в том случае, если разность давлений в двух камерах остается постоянной. Сканирование таким образом возможно, если давление в двух камерах изменяется так, что разность между ними остается постоянной<sup>8</sup>. 2) Часто бывает желательным не иметь единственной полосы пропускания, а повысить качество, т. е. увеличить число спектральных элементов, разрешаемых в дисперсионной области. В этом случае применяют последовательно два Ф.—П., скрещенные с предварительным монохроматором небольшой разрешающей силы. Такая система, так называемый двойной интерферометр, использовался Брехардом, Шантрелем и Жакинс<sup>39</sup> при изучении сверхтонкой структуры  $\text{He}^3$  и Ленивиором при изучении резонансной линии ртути (см. также § 9, фотографическое применение Ф.—П.).

## § 7. Технические соображения

7.1. Покрытия. Величина коэффициента пропускания  $\tau_A = \{1 - A/(1-R)\}^2$ , так же как число разрешаемых элементов  $N_R = \pi\sqrt{R/(1-R)}$ , зависит от качества покрытий. Улучшение покрытий является важным фактором в общем совершенствовании высокоразрешающей спектроскопии, хотя, возможно, и не самым главным.

Из выражений для  $\tau_A$  и  $N_R$  видно, что при данной величине коэффициента поглощения  $A$  увеличение  $R$  приводит к увеличению  $N_R$ , но к уменьшению  $\tau_A$ . Таким образом, качество покрытий лучше характеризовать не коэффициентами  $R$  и  $A$ , а величинами  $\tau_A$  и  $N_R$  или точкой на кривой  $\tau_A = f(N_R)$ . Как было установлено, нет необходимости (это даже не очень хорошо) иметь очень большое значение  $N_R$ . Задача должна состоять в достижении высокой величины  $\tau_A$  для покрытий, имеющих средние значения величины  $N_R$ , например от 20 до 50. На рис. 7,а приведены типичные кривые  $\tau_A$ ,  $N_R$  для некоторых металлических пленок<sup>40, 41</sup>.

Большой прогресс был достигнут при использовании многослойных диэлектрических покрытий, обладающих очень низким поглощением.

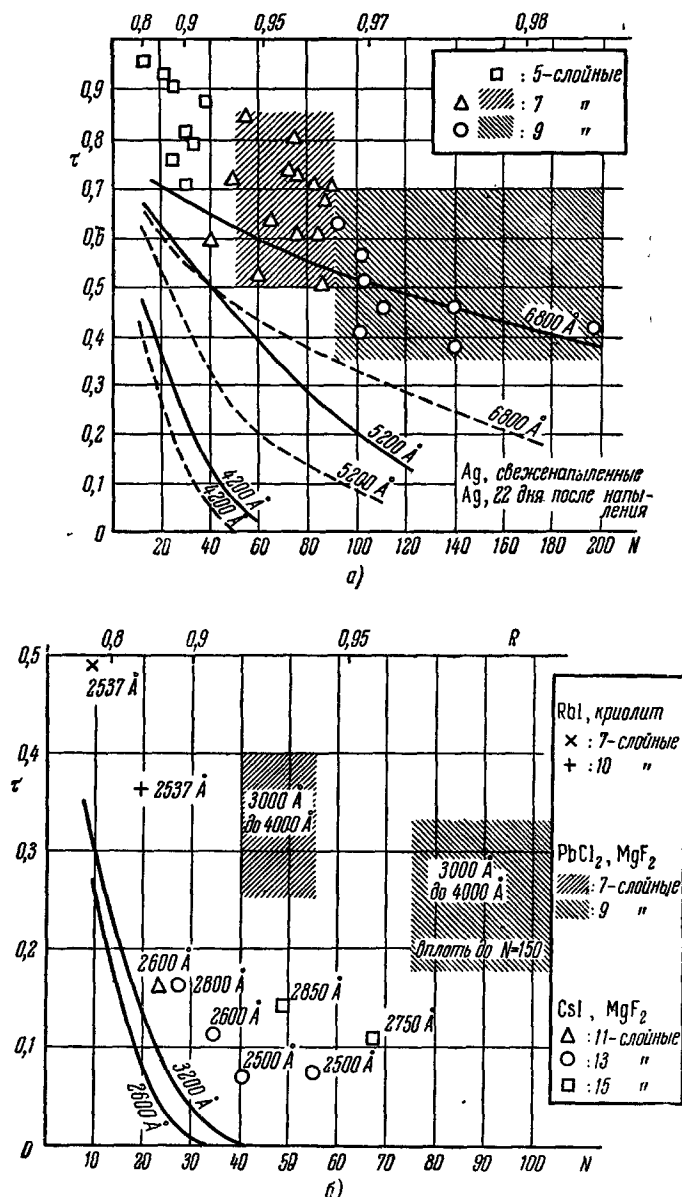


Рис. 7, а) Серебряные и диэлектрические покрытия в видимой области (4000—6500 Å). Кривые Куна и Вильсопа<sup>41</sup>. Затененная область и точки — диэлектрические покрытия; ZnS—криолит<sup>46,47</sup>. б) Алюминиевые и диэлектрические покрытия в ультрафиолетовой области. Сплошная кривая: алюминий<sup>42</sup>. Затененные области: диэлектрические покрытия  $\text{PbCl}_2$ ,  $\text{MgF}_2$ <sup>46</sup>. Точки: диэлектрические покрытия  $\text{CsI}$ ,  $\text{MgF}_2$ <sup>46</sup>,  $\text{RbI}$  — криолит<sup>49</sup>.

Покровие, состоящее из небольшого числа чередующихся слоев с высоким и низким показателем преломления, обладает высокой отражающей способностью, если толщина каждого слоя равняется  $\lambda/4$ <sup>42</sup>. Этот метод хорошо



развит в настоящее время для видимой области (см., например, <sup>43, 44</sup>). Наиболее часто в качестве материала с высоким показателем преломления используют ZnS, а в качестве материала с низким показателем преломления — криолит или  $\text{MgF}_2$ . Пяти слоев достаточно для получения коэффициента отражения, обеспечивающего величину  $N_R$ , сравнимую с числом разрешаемых элементов, которое позволяет достичь качество пластин Ф.—П. Коэффициент пропускания, как показано точками на рис. 7,а, достаточно хороший во всей видимой области спектра. По крайней мере ниже 6000 Å эти покрытия намного лучше металлических пленок. Покрытия очень стабильны, и в течение ряда лет не заметно существенного изменения их качеств. В красной и ближней инфракрасной областях свойства серебряных пленок очень хорошие, однако очень часто применяют также покрытия  $\text{ZnS—MgF}_2$ . При больших длинах волн полупроводниковые материалы, такие как Si, Ge, Te, имеют очень высокие коэффициенты преломления, порядка 3—5. Это позволяет делать хорошие покрытия только с тремя слоями, применяя в качестве материалов с низким коэффициентом отражения криолит,  $\text{MgF}_2$ , NaCl или KBr <sup>16</sup>. Эти покрытия можно применять только в областях спектра, лежащих выше предела поглощения полупроводников ( $\lambda \geq 2\mu$  для Ge,  $\lambda > 10\mu$  для Te).

Наиболее плохое положение наблюдается в ультрафиолетовой области спектра, для которой трудно найти прозрачный материал с высоким показателем преломления, в то время как материалы с низким показателем преломления  $\text{MgF}_2$  и криолит прозрачны до 2000 Å. Штейдель<sup>45</sup> получил хорошие результаты в области выше 3000 Å при использовании  $\text{PbCl}_2$ . При семислойных покрытиях для 3500 Å легко можно было получить  $N_R=50$  при  $\tau_A \simeq 0,3$ . В области от 2500 до 3000 Å он использовал CsJ в качестве материала с высоким показателем преломления. При этом необходимо было нанести одиннадцать слоев для получения  $N_R=25$  при  $\tau_A$ , равном только около 0,13. Однако покрытия с CsJ очень чувствительны к влажности. Поэтому их необходимо хранить в сухой атмосфере. На рис. 7,б приведены некоторые результаты, полученные Штейделем, и проводится сравнение с результатами, полученными с помощью алюминиевых пленок. В ближней ультрафиолетовой области (3500—4000 Å) Дженкинс и Барр<sup>47</sup> получили очень стабильные покрытия, используя в качестве материала с высоким коэффициентом преломления  $\text{Sb}_2\text{O}_3$ . Качество этих покрытий сравнимо с качеством покрытий из  $\text{ZnS—MgF}_2$ .

Леньюир<sup>48</sup> изучал возможность применения RbJ для области спектра около 2500 Å. Этот материал очень гигроскопичен, однако слой парафина толщиной  $\lambda/2$  надежно предохраняет покрытие. Хотя с десятью слоями криолита с RbJ были получены удовлетворительные результаты, однако Леньюир не утверждает, что качество этих покрытий лучше, чем очень хороших алюминиевых пленок. Очевидно, что над покрытиями для ультрафиолетовой области спектра необходимо еще много работать.

Недостатком многослойных диэлектрических покрытий является их селективность. На рис. 8 показано изменение  $N_R$  и  $\tau_A$  для 5-ти и 7-слойных покрытий. Джакомо<sup>49</sup> указал, что для длин волн, находящихся вдалеке от центральной области, отношение  $(1-\tau_A)/N_R^*$  остается приблизительно постоянным. Это означает, что покрытия остаются еще «хорошими», даже если они не применяются в области спектра, где качество покрытия наилучшее. Эта задача рассматривалась Пензелином и Штейделем<sup>50</sup> и Баумайстером и Стоуном<sup>51</sup>, которые показали, что, изменяя толщину отдельных слоев, можно увеличить область применения этих покрытий.

\*) Это отношение говорит только о том, что поглощение  $A=1-T-R$  остается постоянным при изменении длины волны; действительно,  $(1-\tau_A)/N_R \simeq 2A/3$ .

Используя пятнадцать чередующихся слоев  $\text{ZnS}$  и криолита, толщина которых изменялась от 1000 до 1750 Å, Баумайстер и Стоун получили покрытие, предельная резкость которых  $N_R$  в области от 4100 до 7200 Å была выше 40.

Все эти диэлектрические покрытия получают путем испарения в высоком вакууме. Необходимо, конечно, контролировать толщину слоев во время испарения. Это может быть сделано в результате непрерывного измерения коэффициента поглощения с помощью гальванометра, либо с помощью более сложного устройства<sup>52</sup>, которое измеряет для конкретной длины волны производную коэффициента поглощения, либо с помощью измерения коэффициента отражения для двух длин волн, расположенных симметрично относительно выбранной длины волны.

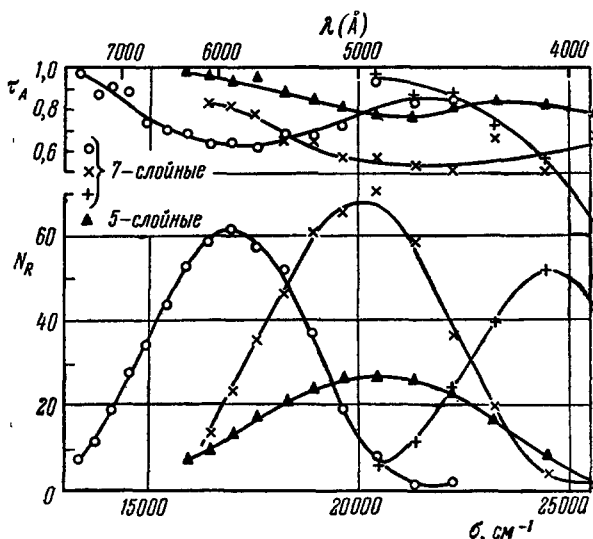


Рис. 8. Хроматические свойства многослойных диэлектрических покрытий.

$\lambda_{\text{зел}}/50$ . Насколько известно автору, самые лучшие пластинки были сделаны Демарком в Парижском институте оптики. Они были изготовлены из плавленого кварца с точностью до  $\lambda_{\text{зел}}/70$  и имели диаметр 140 мм. Для работы в инфракрасной области Ринг применял пластинки из флюорита, поверхность которых была обработана с точностью до

$$\lambda_{\text{зел}}/20 = \lambda (5\mu)/200,$$

а Грин применял пластинки из кристаллической соли. Можно надеяться, что развитие интерферометров Ф.—П. приведет к тому, что будут производиться высококачественные пластины, подобные тем, которые получил Демарк.

Таким образом, будут использованы преимущества, предоставляемые в настоящее время в распоряжение исследователей прогрессом в получении покрытий.

7.3. М о н т а ж. Удобный метод сборки Фабри—Перо состоит в том, что между двумя пластинами помещают три стержня из кварца или инвара. Длина стержней различается не больше чем на долю длины волны. Истинная параллельность достигается с помощью механического сжатия этих стержней. Эта установка, которая, очевидно, очень стабильна, часто заменяется другой, позволяющей легко изменять расстояние между пластинами. Это может быть полезным при изучении сверхтонкой структуры, где следует критично подходить к выбору расстояния между пластинами, чтобы иметь меньше затруднений с переналожением порядков. Таким

7.2. М а т е р и а л ы. Идеальным материалом для пластин Ф.—П. является кристаллический или плавленый кварц. Рабочая область интерферометра, изготовленного из самого лучшего кристаллического кварца, простирается от 2000 Å до 3,5 μ. В настоящее время легко получить пластины диаметром 50—60 мм, обработанные с точностью до

образом, в Бельвю<sup>43</sup> каждая из пластин монтировалась в металлическом кольце, а кольца разделялись тремя кварцевыми стержнями. Для получения необходимого расстояния между пластинами была предусмотрена возможность скольжения пластин внутри колец. В п. 5.2 было описано устройство, в котором для сканирования спектра применяется механическое смещение одной из пластин.

7.4. О б щ е е у с т р о й с т в о. Спектрометр Фабри—Перо представляет собой устройство, состоящее из источника света, монохроматора, одного или нескольких Ф.—П., изолирующей диафрагмы, за которой расположен детектор, и сканирующего устройства. Кроме этого, между соседними элементами помещена система линз, проектирующая выходной зрачок каждого предыдущего элемента на входной зрачок последующего элемента. Оптическая система часто юстируется таким образом, чтобы изображение входной щели монохроматора было спроектировано на изолирующую диафрагму Ф.—П. Лучшей альтернативой является изображение Ф.—П. на щель монохроматора. При этом можно использовать минимальную поверхность Ф.—П. (тем самым увеличивая качество интерференционной картины) и легко изменять телесный угол в зависимости от необходимой разрешающей силы Ф.—П.<sup>36</sup> В результате увеличения количества спектрометров Ф.—П., создаваемых различными лабораториями, появляются более компактные и стабильные устройства, в которых все элементы смонтированы на одном шасси. Такие устройства могут работать в обычных лабораториях.

## § 8. С ф е р и ч е с к и й    и н т е р ф е р о м е т р    Ф а б р и — П е р о

Вследствие того, что произведение  $LR = \text{const}$ , изучение явлений при разрешающей силе интерферометра порядка нескольких миллионов становится затруднительным. При этом не только уменьшается яркость самого интерферометра, но и источники, которые желательно исследовать с упомянутым разрешением, являются весьма слабыми. П. Коннэ<sup>53</sup> изобрел прибор, названный «сферическим интерферометром Фабри—Перо», который позволяет достигнуть значительного прогресса в работах с высокой разрешающей силой.

Он состоит (рис. 9) из двух сферических зеркал, расстояние между которыми равно их радиусу кривизны  $r$ , так что совпадают параксиальные фокусы, а прибор представляет собой афокальную систему. Одна половина поверхности зеркал является полупрозрачной, вторая — полностью отражающей. Любой входящий луч разбивается на бесконечное число совпадающих выходящих лучей (а не только параллельных, как в случае Ф.—П.). Если пренебречь аберрацией, то разность хода между ними равна  $\Delta = 4r$ , т. е. постоянна. Однако для выполнения этого условия необходимо ограничить размеры зеркал круглой диафрагмой, диаметр которой равен  $d$ . Можно показать, что  $d$  увеличивается с ростом  $r$ , а светосила прибора пропорциональна  $r$  (а следовательно, и  $R_3$ , вместо того, чтобы быть обратно пропорциональной  $R_0$ ).

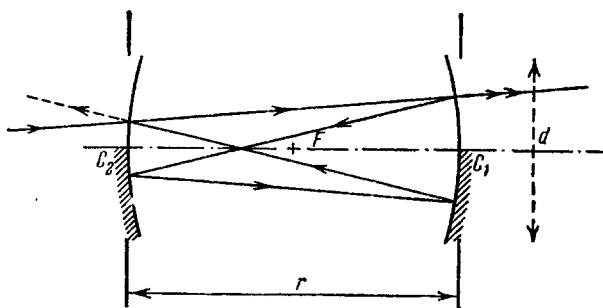


Рис. 9 Сферический интерферометр Фабри—Перо.

Для использования на практике величин  $r$  (порядка нескольких сантиметров)  $d$  всегда должно быть очень малым (порядка нескольких миллиметров), поэтому изготовление достаточно высококачественных сферических пластинок такого размера является сравнительно легким делом.

При замене плоского Ф.—П. с диаметром пластин, равным  $D$ , и расстоянием между ними  $t$ , «эквивалентным» сферическим Ф.—П. (с расстоянием между зеркалами  $r=t/2$ , диаметром ограничивающей диафрагмы  $d$  и такими же полупрозрачными покрытиями) достигается одинаковое число разрешаемых элементов  $N_R$ , одинаковая область дисперсии  $\Delta\sigma=1/4r=1/2t$ , одинаковая теоретическая разрешающая сила  $R_0=4r/\lambda$ , подобная (но не совсем идентичная) аппаратная функция и выигрыш в светосиле, равный  $G=2(t/d)^2=(R_0\lambda/2D)^2$ . Видно, что  $G$  очень быстро возрастает, если используемая толщина значительно больше диаметра плоского Ф.—П., с которым проводится сравнение. Таким образом, спектроскопическое применение сферического Ф.—П. ограничено изучением чрезвычайно узких линий (например, излучаемых атомными пучками). С другой стороны, прибор может работать в качестве монохроматора, выделяя очень узкую спектральную полосу. При этом можно получить гораздо больший световой поток, чем при помощи любого другого монохроматора. Когерентная длина соответствующих волновых пучков может быть очень большой (до нескольких сотен метров), и их можно использовать для фундаментальных экспериментов, связанных с природой света<sup>54</sup>.

#### § 9. Фотографическая техника с применением Ф а б р и — П е р о

Небольшое место, отведенное фотографической технике с применением Ф.—П., не означает, что она стала редко применяться в настоящее время. В действительности многие исследователи продолжают применять ее в различных видах при изучении сверхтонкой структуры, однако эта методика не подверглась существенным изменениям.

Можно напомнить, что двухразмерная фотографическая пластинка используется наилучшим образом, если направление дисперсии Ф.—П. скрещено с направлением дисперсии решетки. Обычно щель монохроматора помещается в плоскости колец Ф.—П. В случае изучения сверхтонкой структуры различные спектральные линии, расположенные вдоль оси  $x$ , состоят из горизонтальных участков колец Ф.—П., соответствующих сверхтонкой структуре данной линии. Очевидным преимуществом такой методики является возможность одновременной регистрации многих линий.

Этот метод также успешно применяется и в спектрах поглощения. Единственное условие состоит в том, чтобы полоса пропускания монохроматора была бы уже области дисперсии Ф.—П.

В результате использования последовательно двух Ф.—П. увеличивается, как было показано, область дисперсии без уменьшения разрешающей силы. Эта методика успешно применялась, например, Джексоном и Куном<sup>55</sup> и Джексоном<sup>56</sup>. Джексон<sup>57</sup> подробно рассмотрел систематические ошибки, которые могут влиять на измерения абсолютных длин волн.

Некоторые исследователи применяли методику, с помощью которой можно проследить изменение длины волны или ширины спектральной линии в различных точках источника. Это достигалось совмещением изображения источника с плоскостью системы колец. Этот метод применялся, в частности, для решения астрофизических задач.

Куртё<sup>58</sup> фотографировал систему колец, возникающую от спектральных линий туманностей, с целью определения относительного доплеров-

ского смещения различных участков этих туманностей. Жарре и Фон-Клювер<sup>59</sup> использовали этот метод для измерения ширины зеленой линии солнечной короны в различных частях короны. В другом устройстве, описанном Курте<sup>60</sup>, выходящий из телескопа свет проходил через монохроматор Ф.—П. Результирующее монохроматическое излучение фокусировалось на фотопластинке, давая изображение туманности. В результате использования разрешающей силы Ф.—П. можно выделить линию  $H_{\alpha}$ , или соседние с ней линии, или даже части линии  $H_{\alpha}$ , которые обладают разными доплеровскими смещениями. Таким образом можно получать карту распределения радиальных скоростей в туманности.

В описанных экспериментах в качестве предварительного монохроматора использовался интерференционный фильтр. Если такой фильтр по какой-либо причине не подходит, то необходимо применять призмный или дифракционный монохроматор. При этом можно изучать только ту область источника, которая проецируется на входную щель. Тренор<sup>61</sup> изучал этим методом форму линий  $D_{\alpha}$  и  $H_{\alpha}$  в солнечной короне.

Кабанне и Уок и Стоун<sup>21</sup> применяли фотографическую технику при малой разрешающей силе Ф.—П. для изучения ауроральных линий.

До последнего времени не обращалось внимания на тот факт, что спектрограф Ф.—П. также является более светосильным прибором по сравнению с призмными или дифракционными спектрографами, имеющими одинаковую с ним разрешающую силу. Для получения максимальной светосилы и разрешения необходимо, чтобы ширина интерференционного кольца равнялась пределу разрешения фотопластинки. Это условие легко выполняется соответствующим подбором объектива, фокусное расстояние которого должно равняться  $f = g\sqrt{2mRN}$ , где  $g$  — размер зерна фотопластинки, а  $m$  — номер рассматриваемого кольца (начиная от центра). Например, для  $m=2$ ,  $N=20$ ,  $g=30\mu$   $f$  должно равняться 27 мм при  $R=10^4$  и 270 мм при  $R=10^6$ . В этих оптимальных условиях освещенность пластинки равна

$$E = \tau S / 2g^2 mRN.$$

Для дифракционного спектрографа (в установке Литрова с углом блеска  $\Phi$ ) освещенность пластинки для этих же условий равнялась бы  $E = 4BS'tg^2\Phi/R^2g^2$ . Выигрыш  $G$  спектрографа Ф.—П. по сравнению с дифракционным спектрографом равен

$$G = (S/S') (R/8mN tg^2\Phi).$$

Полагая  $N=20$ ,  $tg^2\Phi=1$ ,  $S/S'=0,1$ , для второго кольца, т. е. при  $m=2$ , выигрыш будет порядка  $R/5000$ . Он увеличивается с ростом  $R$  и превосходит единицу даже для средних значений разрешающей силы. При вычислениях, конечно, предполагается, что фокусное расстояние, которое может получиться очень небольшим, все время изменяется в соответствии с изменением разрешающей силы.

Интересно проанализировать, почему этот выигрыш растет при увеличении разрешающей силы. Выигрыш в освещенности связан с уменьшением фокусного расстояния, что становится возможным вследствие увеличения дисперсии (основное условие состоит в том, что ширина спектрального изображения равна размерам зерен эмульсии). Дисперсия Ф.—П. стремится к бесконечности для углов падения, приближающихся к нормальному, и очень велика для колец с малым угловым диаметром. Эти условия соответствуют малому номеру кольца и высокому разрешению. При уменьшении разрешения угловой диаметр колец увеличивается, а дисперсия может уменьшиться до величины, равной и даже меньшей дисперсии решетки.

На практике почти для всех значений разрешающей силы спектрограф Ф.—П. является намного более светосильным, чем призмьные и дифракционные приборы. Фотографическое применение Ф.—П., несомненно, встречается более часто, чем использование его в качестве регистрирующего спектрометра. Тем не менее существенным недостатком этого метода является тот факт, что дисперсия прибора в этом случае является нелинейной.

### III. МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

В этой главе рассматриваются методы, с помощью которых различные спектральные элементы разрешаются не вследствие наличия дисперсии, а в результате интерферометрической модуляции. В этих методах глубина модуляции пренебрежимо мала для всех элементов, за исключением тех, которые расположены в некоторой узкой спектральной области.

Насколько нам известно, лишь один из этих методов развит полностью. Этот метод представляется нам настолько исключительным, что описание его занимает довольно большую часть настоящей статьи. Сконструированный П. Коннэ<sup>54</sup> прибор известен как интерференционный спектрометр с селективной амплитудной модуляцией излучения (французское название SISAM).

#### § 10. Метод Коннэ

Прежде чем описывать конструкцию и принцип действия СИСАМ, необходимо напомнить некоторые свойства интерферометра Майкельсона,

применяемого в качестве интерференционного модулятора излучения.

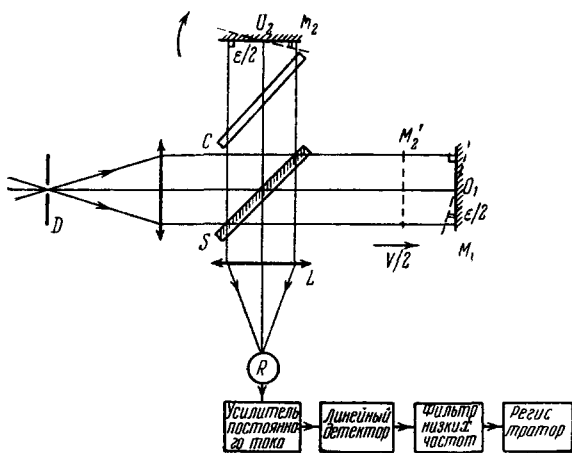


Рис. 10. Интерферометр Майкельсона.

10.1 И н т е р ф е р о м е т р М а й к е л ь с о н а. Интерферометр Майкельсона (рис. 10), который состоит из двух зеркал  $M_1$  и  $M_2$ , делительной пластинки  $S$  и компенсирующей пластинки  $C$ , юстируется так, чтобы изображение  $M_2'$  зеркала  $M_2$  было бы параллельно  $M_1$ . Интерферометр освещается параллельным пучком монохроматического излучения, с волновым числом  $\sigma_a$ . Излучение проходит через точечное отверстие  $D$  и па-

дает под прямым углом на зеркало. Выходящий из интерферометра свет фокусируется конденсором  $L$  на приемник  $R$ .

В этих условиях разность хода  $\Delta$  между двумя интерферирующими лучами постоянна, а интенсивность прошедшего через интерферометр светового потока может быть записана следующим образом:

$$J = J_a \cos^2 \pi \sigma_a \Delta \overline{\cos} J_a [1 + \cos 2\pi \sigma_a \Delta].$$

Если  $\Delta$  изменяется со скоростью  $v$  (например, вследствие перемещения одного из зеркал со скоростью  $v/2$ ), т. е. если  $\Delta = vt$ , то интенсивность

равна

$$J \propto J_a [1 + \cos 2\pi \nu \sigma_a t]. \quad (1)$$

Она модулирована с частотой  $N = \nu \sigma_a$ , а амплитуда модуляции  $P$  равна единице.

Рассмотрим влияние небольшой деюстировки интерферометра на  $P$ . Предположим, что оба зеркала могут вращаться вокруг двух осей, расположенных в плоскости этих зеркал, на небольшой угол  $\varepsilon/2$ . Отраженные от них лучи отклоняются на угол  $\varepsilon$  и интерферируют друг с другом под углом  $2\varepsilon$ . При этом на зеркалах локализованы прямые интерференционные полосы, параллельные оси вращения и отстоящие друг от друга на расстоянии  $\lambda_a/2\varepsilon = 1/2\varepsilon\sigma_a$ .

Если зеркала квадратной формы и ширины  $L$ , то легко показать, что интенсивность прошедшего света можно записать так:

$$J \propto J_a [1 + P \cos 2\pi \sigma_a t], \text{ где } P = \frac{\sin 2\pi \sigma_a L \varepsilon}{2\pi \sigma_a L \varepsilon}. \quad (2)$$

Изменение  $P$  в зависимости от  $\varepsilon$  представлено на рис. 9. Видно, что  $P$  быстро падает при возрастании  $\varepsilon$ ; первый нуль соответствует  $\varepsilon = 1/2L\sigma_a$ , т. е. когда расстояние между полосами равно ширине зеркала. Эту кривую можно получить непосредственно с помощью усилителя переменного тока, линейного детектора и низкочастотного фильтра.

10.2. СИСАМ. Аппаратурная функция и теоретическая разрешающая сила. Предположим теперь, что зеркала заменены двумя идентичными диспергирующими системами (отражающими решетками, призмами с отражающими поверхностями или более сложной комбинацией призм и решеток). На рис. 11 показан интерферометр с двумя решетками  $G_1$  и  $G_2$ . Изображение  $G'_2$  решетки  $G_2$  пересекает центр решетки  $G_1$ . Углы падения (рассматриваются пока параллельные лучи) равны  $i_a$  и выбраны таким образом, что оба луча отбрасываются решеткой точно параллельно первоначальному направлению (только для  $\sigma_a$ ). Отсюда получается, что  $\sigma_a = Kn/2 \sin i_a$ , где  $K$  — порядок и  $n$  — число штрихов на сантиметре поверхности решетки. Очевидно, что точно так же, как и в случае отъюстированного интерферометра Майкельсона, разности хода между любыми двумя лучами должны быть одинаковыми (или, точнее говоря, отличаться на целое число длин волн). Таким образом, для пропущенного светового потока получается выражение, идентичное (1). При этом  $P$  опять равно единице.

Однако это справедливо только для  $\sigma_a$ . Для соседних волновых чисел  $\sigma$ , если обе решетки сохраняют взаимную ориентацию (или, что то же самое, если углы  $i_a$  остаются одинаковыми), выходящие лучи поворачиваются в противоположных направлениях, каждый на угол  $\varepsilon = 2 \operatorname{tg} i_a \cdot (\sigma - \sigma_a)/\sigma$ ; при этом глубина модуляции уменьшается. Это можно получить из выражения (2), если вместо  $\varepsilon$  подставить выражение, зависящее от разности  $\sigma - \sigma_a$  и ввести  $\Delta_m = 2L \operatorname{tg} i_a$  (максимальную величину разности хода):

$$P = \frac{\sin 2\pi (\sigma - \sigma_a) \Delta_m}{2\pi (\sigma - \sigma_a) \Delta_m}.$$

Поэтому глубина модуляции, равная единице для  $\sigma = \sigma_a$ , быстро падает при увеличении разности  $|\sigma - \sigma_a|$ . Таким образом, модулированной оказывается только узкая полоса частот вблизи  $\sigma_a$ , и для этой полосы прибор работает как селективный модулятор.

Теперь покажем, как описанный интерферометр обеспечивает возможность непосредственной регистрации спектра, что имеет место при работе с обычными (щелевыми) спектрометрами. Предположим, что регистрируется





(рис. 12, кривая б). Таким образом, полученная аппаратурная функция идентична аппаратурной функции спектрометра со щелью пренебрежимо малой ширины и имеющего идентичную решетку (без диафрагмы) в установке Литтрова. При этом получаются хорошо известные величины для теоретического предела разрешения и для теоретической разрешающей силы  $\delta\sigma_0 = 1/\Delta_m$  и  $R_0 = \Delta_m/\lambda_0$ . Использование диафрагмы в виде ромба не является обязательным. Часто бывает возможным получить большую апподизацию (или работать с большей поверхностью решетки) с диафрагмой другой формы. Можно показать, что в общем случае, аппаратурная ширина представляет собой преобразование Фурье контурной функции диафрагмы. Однако ромбическая форма диафрагмы является очень удобной для сравнения с обычными спектрометрами, поэтому в дальнейшем будет предполагаться, что используется диафрагма именно этой формы.

10.3. Допустимый телесный угол. До сих пор предполагалось, что интерферометр освещен параллельным пучком света и при этом не учитывалась передача энергии. Применение системы в этих условиях не представляло бы практического интереса.

Предположим теперь, что диаметр входной диафрагмы  $D$  имеет конечную величину. В этом случае на интерферометр падают не только лучи, подобные лучу  $\alpha$  (рис. 13), которые возвращаются по их собственному пути, но и лучи, подобные  $\beta$ , пересекающие лучи  $\alpha$  под небольшим углом  $\theta$ . Эти лучи могут и не лежать в плоскости чертежа. В любом случае в результате возникают отраженные лучи  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , которые хотя и не совпадают друг с другом, но могут рассматриваться как параллельные (с точностью до  $\theta^2$ ). Дело обстоит так же, как если бы лучи  $\beta$  отражались от двух плоских зеркал  $P_1$  и  $P_2$ , перпендикулярных к лучам  $\alpha$  и эквивалентных плоскопараллельной пластинке толщиной  $t$ . Разность хода между  $\beta_1$  и  $\beta_2$  равна

$$\Delta = 2t \cos \theta,$$

а ее изменение при изменении  $\theta$  равно  $\delta\Delta = -t\theta^2$ . Максимальная величина этого изменения составляет  $(\delta\Delta)_m = -\Delta_m\theta^2/2$  (для лучей, падающих на край решетки). Это изменение разности хода такое же, как в случае интерферометра Ф.—П. толщиной  $\Delta_m/2$ . Следовательно, вычисления, аналогичные тем, которые были проведены в случае интерферометра Ф.—П. (и которые мы не будем повторять), в этих условиях привели бы к следующим результатам:

1. Отверстие диафрагмы  $D$  должно быть круглым.

2. Действительная (истинная) аппаратурная функция  $W$  представляет собой свертку теоретической функции  $W_0$  с прямоугольной функцией, ширина которой  $f$  пропорциональна  $\Omega$ , т. е. телесному углу, вырезаемому диафрагмой  $D$ .

3. Оптимальная величина  $f$  равна  $f = \delta\sigma_0$ . При этом уширение  $W$  по сравнению с  $W_0$  и уменьшение истинной разрешающей способности  $R$  по сравнению с  $R_0$  таковы, что  $R = 0,8 R_0$ . Соответствующее значение  $\Omega$  опять определяется основным соотношением

$$\Omega R_0 = 2\pi. \quad (4)$$

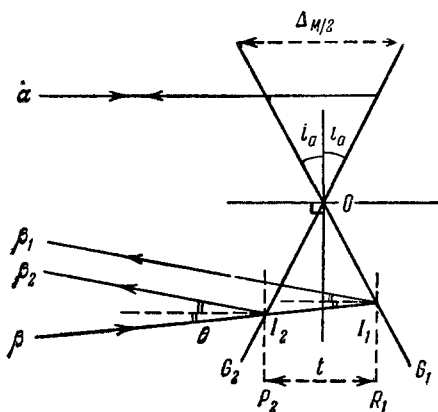


Рис. 13. Изменение  $\Delta$  в зависимости от наклона лучей.

4. Бесполезно пытаться дальше увеличивать  $\Omega$ , поскольку промодулированный поток увеличивается очень мало, в то время как  $R$  быстро падает.

В заключение можно сказать, что СИСАМ является практически прибором постоянной разрешающей силы. Чтобы изменить величину  $R$ , необходимо изменить угол падения на обе решетки, а это в свою очередь требует изменения их угла блеска.

Вкратце можно сказать следующее: вычисление  $R_0$  очень похоже на аналогичное вычисление в случае щелевых спектрометров, в то время как вычисление  $\Omega$  такое же, как в случае Ф.—П. Это ясно показывает двойственную природу СИСАМ, который в известной степени соединяет в себе основные качества двух указанных приборов.

Интересно отметить, что с практической точки зрения замена щелевого спектрометра СИСАМ (в котором используются такие же решетки) дает выигрыш в светосиле  $G = \pi/\beta \operatorname{tg} i_a$ . При этом учтено уменьшение поверхности решетки вследствие введения апподизирующей диафрагмы.

В результате некоторой модификации интерферометра можно получить более значительный выигрыш в светосиле. Поместим перед обеими решетками две идентичные призмы, угол которых выбран таким, чтобы получались два изображения решеток, приблизительно перпендикулярные к лучу  $\alpha$ . В результате уменьшается эквивалентная толщина  $t$ , а также и изменение разности хода  $\delta\Delta = t\theta^2$ . Почти полная компенсация интерферометра может быть выполнена только для одной частоты спектра  $\sigma_c$ . Если  $\sigma_a = \sigma_c$ , то в принципе  $\Omega = 2\pi$ . При сканировании данной спектральной области  $(\sigma_2, \sigma_1)$ , состоящей из  $M = (\sigma_2 - \sigma_1)/\delta\sigma_0$  спектральных элементов,  $\sigma_c$  выбирается в середине области  $(\sigma_2, \sigma_1)$ . В результате получается новое увеличение телесного угла

$$G' = 2\sigma_c/(\sigma_2 - \sigma_1) = 2R_0/M; \quad (5)$$

формула (4) при этом должна быть заменена выражением  $\Omega M = 4\pi$ .

10.4. Влияние немодулированного света. Только что вычисленный выигрыш относится к светосиле прибора. Но поскольку СИСАМ (в отличие, например, от интерферометра Ф.—П.) является селективным модулятором, а не монохроматором, необходимо рассмотреть влияние излучения, частота которого близка к частоте модулированного излучения и которое может попадать на приемник. Имеется два различных случая:

а) Шумы от тепловых детекторов или детекторов с фотосопротивлениями (только эти детекторы и применяются в большей части инфракрасной области) являются специфическими шумами детектора. Для увеличения имеющегося сигнала в  $G$  раз в принципе необходимо в то же число раз увеличить поверхность приемника. Уровень шумов при этом увеличивается в  $\sqrt{G}$  раз, отношение сигнала к шуму в  $\sqrt{G}$  раз.

в) С другой стороны, шумы от фотоэлементов и фотоумножителей (применяемых в видимой, ультрафиолетовой и ближайшей инфракрасной областях спектра) являются фотошумами, которые пропорциональны квадратному корню из величины полного падающего потока. Они сильно возрастают при наличии немодулированной части света, что сильно уменьшает преимущество СИСАМ. Однако в случае спектров с малой средней плотностью излучения (например, рамановские спектры), получаемый от СИСАМ выигрыш в светосиле может еще представлять практический интерес.

10.5. Практические соображения относительно применения. Изменять разность хода путем смещения одной из решеток неудобно. Тех же результатов, но значительно проще, можно

достигнуть путем вращения компенсационной пластинки. Поскольку это вращение не может быть непрерывным, применяется периодическое вращение пластинки на некоторый угол то в одну, то в другую сторону. Это значит, что  $\Delta$  изменяется попеременно со скоростью  $v$  или  $-v$ . Модулированный сигнал состоит из некоторых цугов волн, в каждом из которых содержится  $n$  волн. На практике нет необходимости добиваться, чтобы  $n$  было больше числа  $Q$  полосового фильтра, который очевидно необходим в усилителе переменного тока, чтобы уменьшить уровень шумов. Кроме того, фильтр играет другую роль. Поскольку частота модуляции пропорциональна частоте излучения, он ослабляет модулированные сигналы от нежелательных порядков решетки, тем самым заменяя оптический предварительный монохроматор (призму или фильтр).

Качество оптических поверхностей в интерферометре (решетки, делящие и компенсационные пластинки) должно приближаться к теоретическому совершенству. Недостатки поверхностей должны быть малы по сравнению с длиной волны. К счастью, это условие не слишком сложно выполнить для инфракрасной области спектра. То же самое можно сказать о необходимости механической стабильности интерферометра и в основном о точности механической обработки вращающихся осей. С другой стороны, недостатки оптических поверхностей, расположенных вне интерферометра, имеют очень небольшое значение, поэтому не представляет большого труда добиться того, чтобы aberrации были пренебрежимо малы.

10.6. Первые результаты. В настоящее время построены два интерферометра; один из которых представляет собой небольшой прибор с решетками и имеет предел разрешения  $0,2 \text{ см}^{-1}$ , второй — сделан с решетками и компенсирующими призмами. Оба прибора предназначены для работы в ближней инфракрасной области спектра. Разрешающая сила и увеличение светосилы в обоих случаях совпадает с расчетными величинами.

## § 11. Метод Гуилино и Майер-Лейбница

Гуилино и Майер-Лейбниц,<sup>63</sup> описали другой тип селективного модулятора, который они построили для регистрации эмиссионного спектра ночного неба. От интерферометра Фабри — Перо (рис. 14) толщиной  $t$  отражается свет, падающий на него под углом около  $45^\circ$ . В фокальной плоскости интерференционные максимумы представляют собой небольшие части эллипсов. Их можно приближенно считать прямыми линиями, расположенными эквидистантно; эти линии локализованы в фокальной плоскости линзы. При фотографировании монохроматического источника с длиной волны  $\lambda_1$  получают первую решетку. Проявленную фотографию помещают на прежнее место и на нее проецируется интерференционная картина от исследуемого источника. Модуляция достигается тем, что полученная выше решетка приводится в колебательное движение с амплитудой, равной одной четверти среднего расстояния между интерференционными

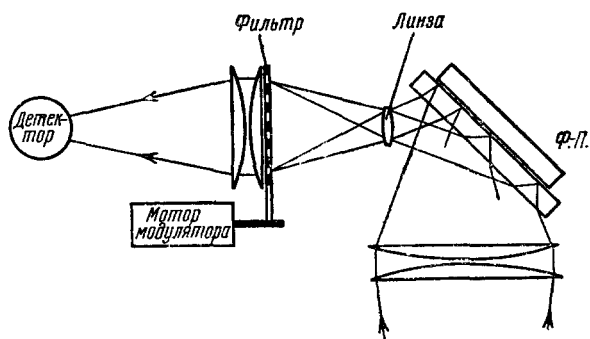


Рис. 14. Спектрометр Гуилино и Майер-Лейбница.

линиями. При фотографировании монохроматического источника с длиной волны  $\lambda_1$  получают первую решетку. Проявленную фотографию помещают на прежнее место и на нее проецируется интерференционная картина от исследуемого источника. Модуляция достигается тем, что полученная выше решетка приводится в колебательное движение с амплитудой, равной одной четверти среднего расстояния между интерференционными

полосами. Очевидно, что полностью модулированным будет только свет с длиной волны  $\lambda_1$ . Модуляция соседних линий быстро уменьшается (потому что максимумы интерференции не могут совпадать с линиями решетки по всему полю зрения). Разрешающая сила приблизительно равна числу линий полученной выше описанным методом решетки и может составлять только часть теоретической разрешающей силы интерферометра. Сканирование спектра достигается путем изменения толщины интерферометра, в результате чего изменяется расстояние между максимумами интерференции. Легко показать, что при толщине интерферометра  $t$  прибор оказывается отъюстированным (т. е. создает полную модуляцию) для длины волны  $\lambda = \lambda_1 t/t_1$ . Ввиду того что причины, ограничивающие телесный угол описанного прибора, не ясны, трудно провести сравнение этого метода исследования с другими. До последнего времени, кажется, не было опубликовано ни одного спектра, зарегистрированного описанным здесь методом.

#### IV. МЕТОДЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ЧАСТОТНУЮ МОДУЛЯЦИЮ. ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ В СПЕКТРОСКОПИИ

##### § 12. Общие принципы метода

В течение нескольких последних лет начала быстро развиваться новая и многообещающая методика спектроскопии. Эта методика, которая сильно отличается от других методов, основана на следующей фундаментальной теореме.

**Т е о р е м а.** Световой поток, выходящий из двухлучевого интерферометра, освещенного немонахроматическим источником, представляет собой сумму двух частей, одна из которых,  $\Phi_0$ , не зависит от разности хода, а другая,  $\Phi'$ , — преобразование Фурье спектра источника.

Предположим сначала, что излучение источника монахроматичное с волновым числом  $\sigma$ , а яркость источника  $B(\sigma)$ . Тогда выходящий из интерферометра поток в случае параллельных лучей равен

$$\Phi \propto B(\sigma) \cos^2 \pi \sigma \Delta \propto B(\sigma) + B(\sigma) \cos 2\pi \sigma \Delta,$$

где  $\Delta$  — разность хода между двумя лучами. Нас интересует только переменная часть потока.

Если излучение источника не монахроматическое и яркость в области  $(\sigma, \sigma + d\sigma)$  равна  $B(\sigma)d\sigma$ , то каждый спектральный интервал  $d\sigma$  дает добавку к переменному потоку

$$d\Phi' \propto B(\sigma) d\sigma \cos 2\pi \sigma \Delta.$$

Полный поток при этом будет равен

$$\Phi(\Delta) = \Phi_0 + \Phi'(\Delta) \propto \int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma + \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi \sigma \Delta d\sigma.$$

Второй интеграл  $\Phi'$  представляет собой преобразование Фурье спектрального распределения  $B(\sigma)$  в источнике света по косинусу.

Поскольку преобразование Фурье обратимо, можно найти спектр  $B(\sigma)$  из переменной части модулированного потока  $\Phi'(\Delta)$  с помощью аналогичного выражения:

$$B(\sigma) = \int_0^{\infty} \Phi'(\Delta) \cos 2\pi \sigma \Delta d\Delta. \quad (6)$$

Если последовательно изменять разность хода в двухлучевом интерферометре, то с помощью детектора (фотоэлемент, фотосопротивление и т. д.) можно зарегистрировать величину выходящего из интерферометра потока  $\Phi'$  как функцию от  $\Delta$ . Получается так называемая «интерферометрическая функция». Для получения искомого спектра  $B(\sigma)$  необходимо только найти преобразование Фурье этой функции по косинусу.

Этот метод подобен прежнему методу Майкельсона «наблюдаемости колец». Тем не менее между ними имеется существенное различие. Ниже (§ 18) будет рассмотрена связь этих двух методов.

Первое, очень грубое, применение этого метода было сделано в 1911 г. Вудом и Рубенсом. Замечательные свойства и преимущества «применения преобразования Фурье в спектроскопии» были отмечены впервые Фельжетом<sup>64 65</sup> и Жакино<sup>66 67</sup>.

### § 13. Р а з р е ш а ю щ а я с и л а

Во всех спектроскопических методах разрешающая сила определяется максимальной разностью хода между двумя интерферирующими лучами. Для нахождения разрешающей силы необходимо рассмотреть аппаратную функцию прибора при освещении его монохроматическим излучением,  $B(\sigma) = \delta(\sigma - \sigma_0)$ . Поскольку смещение подвижных частей интерферометра ограничено, разность хода не может превышать некоторую максимальную величину  $\Delta_m$ . Поэтому интерферометрическая функция  $\Phi'(\Delta)$  равна  $\Phi'(\Delta) = \cos 2\pi\sigma_0\Delta$  для величин  $\Delta$ , находящихся в пределах от нуля до  $\Delta_m$ , и  $\Phi'(\Delta) = 0$  для  $\Delta > \Delta_m$ . Тот же самый результат получается, если  $\Delta$  изменяется от  $-\Delta_m$  до  $+\Delta_m$ , так как  $\Phi'(-\Delta) = \Phi'(\Delta)$ . Аппаратурная функция может быть представлена интегралом (6) с пределами интегрирования 0 и  $\Delta_m$  вместо 0 и  $\infty$ . Отсюда следует

$$W(\sigma) \propto \int_0^{\Delta_m} \cos 2\pi\sigma_0\Delta \cos 2\pi\sigma\Delta d\Delta \mid B(\sigma),$$

откуда легко получается выражение для аппаратной функции

$$W(\sigma) \propto \frac{\sin 2\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_m}{2\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_m} + \frac{\sin 2\pi(\sigma + \sigma_0)\Delta_m}{2\pi(\sigma + \sigma_0)\Delta_m}. \quad (7)$$

Второй член, аналогичный первому, если  $\sigma_0$  заменить на  $-\sigma_0$ , представляет собой аппаратную функцию с центром на отрицательной частоте. Этот член не играет никакой роли при условии  $\Delta_m \gg \lambda$ , которое всегда выполняется. Поэтому в качестве аппаратной функции можно использовать выражение

$$W(\sigma - \sigma_0) = \frac{\sin 2\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_m}{2\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_m}.$$

Это выражение совпадает с (3). Два первых нуля этой функции расположены в точках

$$\sigma - \sigma_0 = \pm 1/2\Delta_m.$$

«Ширина» этой функции равна  $\delta\sigma = 1/2\Delta_m$ , а разрешающая сила при этом равна  $R_0 = 2\Delta_m/\lambda$ . В качестве иллюстрации приводится кривая на рис. 12.

Очевидно, что аппаратная функция, так же как в случае СИСАМ, не имеющего приспособления для апподизации, идентична с амплитудной дифракционной функцией с отрицательными компонентами и большой величиной вторичных максимумов. Вследствие этого большое преимуще-

ство дает введение функции апподизации  $T(\Delta)$ . При этом аппаратурная функция приобретает вид

$$W(\sigma - \sigma_0) = \int_0^{\Delta_m} T(\Delta) \cos 2\pi\sigma_0\Delta \cos 2\pi\sigma\Delta d\Delta.$$

Так, например, если для  $0 < \Delta < \Delta_m$   $T(\Delta) = 1 - \Delta/\Delta_m$ , то

$$W(\sigma - \sigma_0) = \left( \frac{\sin \pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_m}{\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_m} \right)^2 \quad (\text{рис. 12, кривая б}).$$

В результате для интенсивности получается дифракционная функция, два первых нуля которой соответствуют  $\sigma - \sigma_0 = \pm 1/\Delta_m$ . Ширина аппаратурной функции  $w$  увеличивается, а разрешающая сила равна  $R = \Delta_m/\lambda$ . Форма полученной таким образом аппаратурной функции идентична с аппаратурными функциями других приборов, но она гораздо более удобна, чем предыдущая. Таким образом, получены такие же выражения, связывающие  $R$  и  $\Delta_m$ , как и в случае других приборов.

Очевидно, что может быть найдена другая форма  $T(\Delta)$ , дающая для той же самой величины  $\Delta_m$  несколько большую разрешающую силу и сохраняющая в то же время удобный вид аппаратурной функции<sup>68,69</sup>.

Физическая процедура, с помощью которой вводится апподизационная функция, существенно отличается от аналогичной процедуры в случае обычных спектрометров или СИСАМ. В принципе было бы возможно уменьшать количество света, падающего на приемник, в  $T(\Delta)$  раз в зависимости от разности хода  $\Delta$ . Но этот метод является очень плохим, поскольку приводит к уменьшению отношения сигнала к шуму на выходе детектора. Намного лучше в соответствии с функцией  $T(\Delta)$  уменьшать сигнал, возникающий в детекторе, поскольку при этом одновременно ослабляются шумы и, таким образом, отношение сигнала к шуму сохраняется. На практике эту операцию можно произвести над интерферограммной функцией  $\Phi'(\Delta)$  в соответствии с любым желательным законом изменения  $T(\Delta)$  до вычисления преобразования Фурье. Этот вопрос будет рассмотрен в п. 16.3.

#### § 14. Допустимый телесный угол

В развитой выше теории предполагалось, что для всех лучей, попадающих в детектор, разность хода остается постоянной. Однако если детектор регистрирует конечное количество энергии, телесный угол, под которым эти лучи попадают в детектор, не может быть бесконечно мал; при этом возникает необходимость рассматривать лучи, имеющие различную разность хода. Важно выяснить, на сколько уменьшится разрешающая сила при увеличении телесного угла. Эти вычисления можно сделать только для интерферометра конкретного типа; в общем виде эти вычисления провести невозможно. В этом параграфе будут проведены вычисления только для интерферометров типа интерферометра Майкельсона. Поэтому они очень похожи на вычисления, которые были сделаны для интерферометра Фабри—Перо и СИСАМ. В связи с этим могут быть использованы результаты, полученные в пп. 5.1 и 10.3. Действительно, разность хода  $\Delta$  связана с углом падения тем же соотношением  $\Delta = \Delta_0 \cos i$ , где  $\Delta_0$  — разность хода, соответствующая нормальному падению. С другой стороны, разрешающая сила связана с максимальной разностью хода  $\Delta_m$  соотношением  $R_0 = \Delta_m/\lambda$ . Поэтому зависимость допустимого телесного угла  $\Omega$  от разрешающей силы  $R_0$  оказывается такой же:  $\Omega R_0 = 2\pi$ . Все преимущества, связанные с высоким значением произведения  $\Omega R_0$ , которые были рас-

смотрены в случае интерферометра Фабри—Перо и СИСАМ, имеют место и для систем, в которых применяется интерферометр Майкельсона. Для других систем это произведение может быть намного меньше.

Используя системы, описанные Конне<sup>53</sup> и Мерцом<sup>70</sup>, можно еще увеличить произведение  $\Omega R_0$  до значений, превышающих предельную величину  $2\pi$ . Общий для этих систем принцип увеличения произведения  $\Omega R$  состоит в том, что один падающий луч дает начало серии лучей, которые совпадают друг с другом, а не только являются параллельными. Эти методы аналогичны тем, которые используются в сферическом интерферометре Фабри—Перо или компенсирующей системе призм, применяемой в СИСАМ. С этой целью Конне применяет афокальную систему, расположенную в каждом из плеч интерферометра Майкельсона. Мерц использует две плоско-параллельные пластинки, одна из которых имеет постоянную толщину, в то время как толщина другой изменяется одновременно с изменением разности хода.

### § 15. Основное преимущество метода

В фотографических методах осуществляется пространственное разделение спектра на отдельные спектральные элементы и все исследуемые элементы одновременно воздействуют на различные части фотографической пластинки. Время  $T$ , необходимое для фотографирования всех спектральных элементов, число которых может достигать многих тысяч, равно времени фотографирования одного элемента; при этом используется вся имеющаяся информация. С другой стороны, в случае методов, в которых в каждый конкретный момент на детектор попадает сигнал только от одного спектрального элемента, время регистрации этого элемента  $T'$ , определяемое, вообще говоря, отношением сигнала к шуму, увеличивается при уменьшении яркости источника, светосилы прибора и чувствительности детектора. Время, необходимое для регистрации  $M$  элементов, равно  $MT'$ . В случае большого количества исследуемых элементов оно может оказаться очень значительным, несмотря на то, что величина  $T'$  меньше  $T$ , вследствие большей квантовой чувствительности фотоэлементов по сравнению с фотографической пластинкой. Этот недостаток можно частично устранить, используя несколько каналов одновременно. Однако очевидно, что число каналов не может быть очень большим, в то время как фотографическая пластинка ведет себя как система, число каналов которой равно числу исследуемых элементов  $M$ . К сожалению, не существует фотографических пластинок (или аналогичных устройств), которые можно было бы использовать для длин волн, превышающих  $1 \mu$ . В изучаемом нами методе все спектральные элементы одновременно воздействуют на детектор и так же, как в фотографическом методе, максимально используется вся имеющаяся информация. Как и в других методах, время  $T'$ , необходимое для регистрирования одного спектрального элемента, определяется количеством энергии, получаемой приемником от каждого спектрального элемента за время изменения разности хода от нуля до  $\Delta_n$ . Поэтому здесь  $T'$  такое же, как в любых фотоэлектрических спектрометрах с одинаковой светосилой при равной разрешающей силе. Однако время, необходимое для изучения  $M$  элементов, равно не  $MT'$ , а просто  $T'$ , поэтому очевидно, что при изучении широкой области спектра получается существенный выигрыш по сравнению со всеми другими методами. Рассматриваемая система, кроме того, ведет себя так же как система, число каналов в которой равно числу исследуемых спектральных элементов. Фельжет<sup>65</sup> предположил, что эту систему можно рассматривать в качестве мультиплексного спектрометра, в котором различные спектральные элементы определяются

при помощи синусоидальной модуляции различной частоты. Они являются взаимно ортогональными и могут быть отделены друг от друга с помощью фильтров или анализа Фурье. Однако основное преимущество метода Фурье пропадает, если влияние шумов уменьшает независимость воздействия различных спектральных элементов на детектор. Влияние шумов в этом случае точно такое же, как в случае СИСАМ (п. 10.4), поэтому нет необходимости повторяться. Если шумы детекторного каскада пренебрежимо малы по сравнению с фотонными шумами, то происходит квадратичное сложение шумов, обусловленных  $M$  спектральными элементами, и отношение сигнала к шуму уменьшается в  $\sqrt{M}$  раз\*). При этом время, необходимое для исследования каждого спектрального элемента становится равным не  $T'$ , а  $MT'$ , вследствие чего все преимущество метода полностью пропадает.

Метод Фурье является наиболее эффективным в инфракрасной области в результате небольшой интенсивности источников света и малой эффективности детекторов.

## § 16. Преобразование интерферограммы в спектр

Для воспроизведения спектра  $B(\sigma)$  (или, точнее, спектра, преобразованного прибором, т. е.  $B'(\sigma) = B(\sigma) * W(\sigma)$ ) из интерферограммы необходимо провести анализ Фурье функции  $\Phi'(\Delta)$ . Проведение такого анализа возможно несколькими методами. В первых двух сразу получается спектр, в то время как в других методах сначала получается регистрационная кривая, которая затем подвергается преобразованию.

16.1. Непосредственное применение частотных фильтров. Если разность хода является линейной функцией времени (т. е. если подвижная часть интерферометра смещается с постоянной скоростью), то  $\Delta = vt$  и интерферограмма монохроматического излучения представляет собой  $\Phi'(t) = a \cos 2\pi\sigma_0 vt$ . Частота выходного сигнала детектора равна  $F = \sigma_0 v = v_0 v/c$ , т. е. пропорциональна частоте излучения  $v_0$ , и этот сигнал может быть выделен с помощью частотного фильтра. Поэтому анализ сложного спектра немонохроматического источника света может быть осуществлен при параллельном использовании  $m$  фильтров, настроенных на различные частоты. При этом прибор имел бы качества спектрометра (полихроматора) с  $m$  каналами. Очевидно, что избирательность каждого канала должна быть по крайней мере такой же величины, как разрешающая сила  $R_0 = \Delta_m/\lambda$ , чтобы не понизить разрешающей силы всей системы. Поскольку число каналов не может быть очень велико, описанные в § 15 преимущества данного метода будут использованы не полностью. Тем не менее достоинство устройства этого типа состояло бы в том, что результаты получались бы немедленно и его можно применять для измерения относительных интенсивностей ряда выделенных спектральных элементов в спектре слабого источника света.

Для проведения измерений необходимо один раз перевести подвижную часть интерферометра из одного крайнего положения в другое, после чего снять показания различных каналов. Если избирательность  $Q$  каждого канала точно равна разрешающей силе, то постоянная времени  $\tau$  равна  $Q/\pi F$  или  $\Delta_m/\pi\lambda F$ . Эта постоянная определяется избирательностью и фактически равна по порядку величины времени  $T = \Delta_m/\lambda F$ , необходимому для проведения одного цикла интерферометра. Этот метод до настоящего времени, по-видимому, не нашел применения на практике.

\*) Это действительно только в том случае, если все спектральные элементы имеют сравнимую интенсивность.



**16.2. Мгновенный аналоговый вычислитель Стронга и Вейнасса.** Мгновенный аналоговый вычислитель <sup>71</sup> предназначен для работы с системой, описанной в предыдущем параграфе. Селективные фильтры при этом заменяются десятью каналами, в каждом из которых происходит синхронная фильтрация и механическое интегрирование. Синхронная фильтрация в каждом канале осуществляется с помощью прямоугольных сигналов, создаваемых механическим прерывателем. Этот прерыватель управляется механизмом, связанным с подвижным элементом интерферометра. С помощью соответствующих устройств выдается десять соседних эталонных частот, которые дают возможность измерять десять спектральных элементов с разрешающей силой, равной 100. Интегрирование осуществляется с помощью сферической и дисковой систем. Результаты интегрирования считываются с цифрового счетчика. Таким образом, определяется десять последовательных спектральных элементов. Для изучения другой области спектра необходимо изменить только скорость  $v$ , в результате чего изменяется величина  $\sigma$ , поскольку  $\sigma = F/v$ . Эталонные частоты  $F$  при этом остаются неизменными.

Эта система обладает такими же преимуществами и имеет такую же скорость регистрации, как и система, описанная в предыдущем параграфе. Однако системы с интегрированием и фильтрацией являются более удобными, поскольку различные каналы автоматически настраиваются на соответствующие частоту и избирательность. Тем не менее авторы, кажется, отказались от использования этой системы, так как Вейнасс, Стронг и Лёвенштейн опубликовали <sup>72</sup> позже новые результаты, полученные с помощью численного преобразования.

**16.3. Численное преобразование.** В этом методе сначала регистрируется интерферограмма функция  $\Phi'(\Delta)$ . Она получается в виде кривой с помощью самописца либо в числовом выражении для  $N$  равноотстоящих значений  $\Delta$ ,  $\Delta_n = n\Delta_e$ . При первом способе регистрации на полученной кривой измеряется  $N$  значений функции  $\Phi'(\Delta)$  в точках  $\Delta = \Delta_n$ . Вычисление преобразования Фурье производится соответственно путем замены интеграла на сумму  $N$  дискретных значений  $\Phi'(\Delta)$ .

$$B''(\sigma) = \sum_0^N \Phi'(\Delta_n) \cos 2\pi\sigma\Delta_n.$$

При этом, вообще говоря, нет необходимости вычислять  $B''(\sigma)$  для величин  $\sigma$ , расположенных друг от друга ближе предела разрешения  $\delta\sigma = 1/\Delta_m$ . Если изучаемая спектральная область простирается от  $\sigma_A$  до  $\sigma_B$ , то число слагаемых должно быть равно числу спектральных элементов, содержащихся в этой области, т. е.  $M = (\sigma_B - \sigma_A)/\delta\sigma$ . Полученный этим методом спектр  $B''(\sigma)$  не совпадает с  $B'(\sigma)$ . Однако легко показать, что он получается из  $B'(\sigma)$  при периодическом воспроизведении с интервалами  $\Delta\sigma = 1/\Delta_e$  и, таким образом,

$$B'(\sigma) = \sum_{-\infty}^{+\infty} B''(\sigma - n\Delta\sigma),$$

где  $n$  — целое число. Очевидно, что при уменьшении величины повторяющегося интервала переналожение всех этих спектров доставляет все больше и больше неприятностей. Интервал  $\Delta\sigma$  в этом методе имеет точно такое же значение, как область дисперсии в интерферометре Фабри—Перо; как и в случае Ф.—П.,  $\Delta\sigma = 1/\Delta_e$ , т. е. обратно пропорционален разности хода  $\Delta_e$ . С другой стороны,  $\Delta_e = \Delta_m/N = 1/N\delta\sigma$  и, следовательно,  $\Delta\sigma = N\delta\sigma$ . Поэтому метод преобразования Фурье, в котором используется  $N$  дискретных эквидистантных значений разности хода интерферометра,

эквивалентен интерферометру Фабри — Перо с резкостью, равной  $N$ , или дифракционной решетке с  $N$  штрихами. В действительности, при более полном анализе необходимо принимать во внимание отрицательные значения  $\sigma$ . Это требование обусловлено наличием второго члена в уравнении (7) для аппаратной функции, которым пренебрегли в § 13. Поэтому получается

$$B''(\sigma) = \sum_{-\infty}^{+\infty} B'(\pm \sigma - n\Delta\sigma),$$

а максимальное значение  $\Delta\delta$  равно не  $1/\Delta_e$ , а  $1/2\Delta_e$ . Поэтому минимальное число интерферограмм, необходимое для получения спектральной области  $\Delta\sigma$ , определяется не  $N = \Delta\sigma/\delta\sigma$ , а выражением  $N = 2\Delta\sigma/\delta\sigma$ , в результате чего максимальное число спектральных элементов, которое можно определить без переналожения, равно  $M = N/2$ . Если излучение источника занимает спектральную область, размеры которой меньше  $\Delta\sigma$ , то переналожение отсутствует. В противном случае необходимо выделить область спектра, меньшую  $\Delta\sigma$ . Это можно выполнить с помощью оптического фильтра, или монохроматора. Однако значительно удобнее это сделать при помощи электрического частотного фильтра. Действительно, если разность хода изменяется согласно закону  $\Delta = vt$ , то выделение сигнала с полосой частот  $\Delta F$  эквивалентно выделению спектральной области  $\Delta\sigma$ , равной  $\Delta F/v$ . Использование электрического фильтра вместо оптического имеет два преимущества. Во-первых, электрический фильтр не ослабляет падающий свет. Во-вторых, кроме отфильтровывания нежелательных частот он уменьшает шумы детектора вследствие уменьшения величины шумов, обусловленных той областью спектра, которая не проходит через этот фильтр.

Очень изящный метод получения описанной выше фильтрации под названием «гетеродинной спектрометрии» предложил Мерц<sup>74</sup>. Этот метод состоит в том, что на детектируемый сигнал накладывается гетеродинный сигнал, полученный с помощью частоты интерферометра, освещенной монохроматической эталонной линией. Если частота эталонной линии совпадает с одной из предельных частот  $\sigma_A$  исследуемой спектральной области  $\sigma_1 - \sigma_B$ , то частотный спектр сложного сигнала простирается от нуля до частоты  $F_B$ , равной  $(\sigma_B - \sigma_A)v/C$ . Поэтому для осуществления указанной выше фильтрации вместо полосового фильтра можно использовать низкочастотный фильтр (в качестве которого можно использовать регистрирующее устройство). Для исключения неопределенностей, связанных с наличием зеркальных частот, необходимо использовать два гетеродинных сигнала в квадратуре и делать два измерения, одно из которых впоследствии добавляется к преобразованию Фурье.

Вычисления проводятся с помощью счетных машин, например, типа EDSAC<sup>65,75</sup>, IBM 650<sup>72</sup> или IBM 704<sup>68</sup>. В соответствии с возможностями существующих счетных машин и методов программирования время, необходимое для суммирования каждой суммы типа

$$\sum_0^N \Phi'(\Delta_n) \cos 2\pi\sigma\Delta_n,$$

будет порядка  $N$  миллисекунд. Как было отмечено, для определения без переналожений  $M$  спектральных элементов необходимо по крайней мере  $N = 2M$  экспериментальных точек. Поэтому машинное время, необходимое для расчета этих  $M$  элементов, равно  $MN = 2M^2$  мсек. Оно может быть очень большим при изучении больших областей спектра и при высоком

\*) Этот вопрос более подробно рассмотрен в более ранней работе<sup>73</sup>.

значении разрешающей силы. (Это время составляет около двух часов в случае спектра с 2000 спектральных элементов.) Поскольку метод Фурье представляет наибольшую ценность именно в случае спектров с большим количеством спектральных элементов, ясно, что очень важным фактором является машинное время.

Никакой трудности не представляет введение апподизационного множителя  $T(\Delta)$ <sup>75</sup>. Для этого достаточно дать задание машине при суммировании умножать  $\Phi'(\Delta)$  не только на множитель  $\cos 2\pi\Delta_n$ , но и на  $T(\Delta_n)$  (функция  $T'(\Delta)$  может быть любой желаемой формы). Очевидно, что при этой операции не происходит никакой потери информации (в отличие от оптической апподизации).

Очень важно отметить, что не должно быть никаких ошибок в величинах  $\Delta_n$ , обусловленных неравномерным перемещением подвижного элемента интерферометра или искажением масштаба по оси абсцисс на интерферограмме. Эти ошибки дали бы такой же эффект, как и недостатки в штрихах решетки. Больше того, можно показать<sup>54</sup>, что их влияние гораздо сильнее, так как оно пропорционально первой степени величины ошибки, а не квадрату этой величины. Поскольку применяемые в настоящее время интерферометры менее совершенны, чем машины, нарезающие решетки, существует серьезный риск получить неправильные результаты (дұх и интенсивные ложные линии), если они основаны только на измерении эквидистантных ординат на интерферограмме. В соответствии с этим необходимо калибровать интерферограммы таким образом, чтобы эта калибровка не зависела от всех перечисленных механических дефектов. Этого можно достичь, если одновременно с исследуемой интерферограммой регистрировать интерференционную картину от монохроматической линии сравнения, причем линия сравнения может быть расположена в видимой области, даже если изучаемый спектр находится в инфракрасной области. Если величины  $\Phi'(\Delta_n)$  регистрируются в численной форме, то с помощью интерференционной картины линии сравнения можно проверить работу цифropечатающего устройства<sup>69</sup>.

16.4. Применение специализированных вычислителей. Для наиболее удобного практического применения метода Фурье необходимо иметь возможность воспроизводить спектр непосредственно после получения интерферограммы. Это условие не может быть легко осуществлено при помощи численного преобразования вследствие необходимости применения при этом больших современных электронных вычислителей. Очевидно, что в данном случае выгоднее сконструировать специализированный вычислитель, чем использовать неспециализированный цифровой вычислитель. П. Конне в лаборатории Бельвю исследует многообещающие методы создания указанных вычислителей. В разрабатываемом им приборе интерферограмма будет регистрироваться одновременно с эталонным сигналом от монохроматической линии на магнитной ленте, которая имеет форму замкнутой петли. Во время анализа интерферограммы петля вращается непрерывно. При этом один спектральный элемент измеряется за один оборот петли. Анализ осуществляется умножением регистрируемого сигнала на синусоидальный сигнал, полученный из эталонного сигнала, частота которого изменена в отношении  $p/q$ , причем величины  $p$  и  $q$  могут быть очень большими, вследствие чего отсутствует понятие минимального расстояния между двумя точками исследуемого спектра. Полученный в результате умножения сигнал интегрируется так, что для всех исследуемых точек определяется интеграл Фурье. В полученном спектре абсцисса определяется с большой точностью с помощью цифрового метода, а ордината определяется методом аналогии. В описанном методе, так же как в случае призм, не должно быть переналожений.

## § 17. Экспериментальные результаты

В первом эксперименте, который провели Рубенс и Вуд<sup>76</sup>, интерферометр состоял из двух кварцевых пластин без металлических покрытий и давал двухлучевые полосы Гайдингера. Проведенный ими анализ был весьма грубым; им удалось только установить, что в спектре источника содержится излучение с длиной волны 150 и 200  $\mu$ .

Фельжет<sup>65</sup>, работая в области 2  $\mu$ , использовал интерферометр Майкельсона, где плоские зеркала были заменены отражателями, имеющими форму внутренней поверхности угла куба. Двухсторонний зеркальный прерыватель, связанный с двумя детекторами из сульфида свинца, давал возможность использовать два луча интерферометра. Один из отражателей смещался с помощью рычажного механизма со скоростью 60 длин

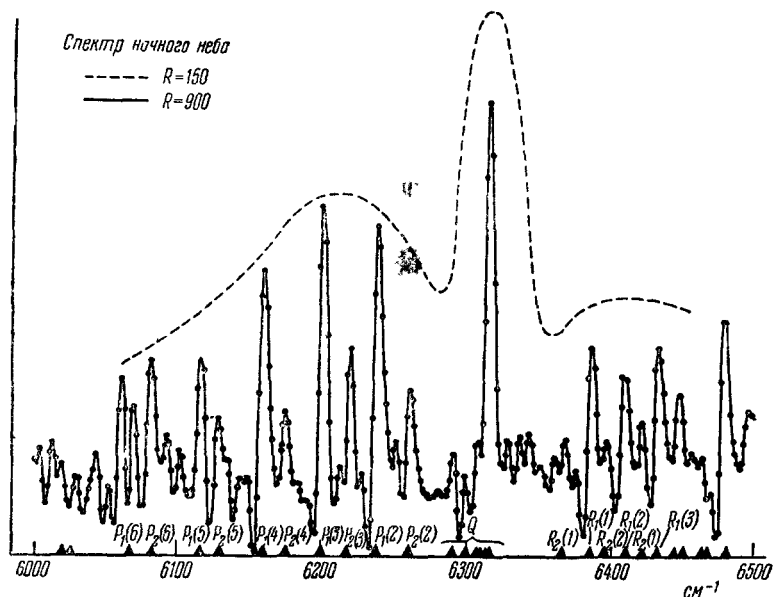


Рис. 15. Пример спектра, полученного с помощью преобразования Фурье.

1 у. ктирная кривая ( $R=150$ ) голучена с помощью дифракционного спектра

волн в минуту. Прибор был расположен в фокусе Куде 35-дюймового телескопа в Кембриджской обсерватории. С его помощью изучались спектры звезд вплоть до четвертой и пятой величин с разрешающей силой, равной 60. В предварительных экспериментах преобразование Фурье проводилось численным методом.

Недавно Джебби<sup>69</sup> в Национальной физической лаборатории провел некоторые эксперименты, используя также интерферометр Майкельсона, в далекой инфракрасной области ( $\sim 200 \mu$ ). Прибор представлял собой обычный интерферометр Майкельсона с делителем пучка в виде мембраны из политена, толщиной 20  $\mu$  и покрытой слоем германия. Максимальная разность хода равнялась 2,5 см, что соответствовало предельному теоретическому разрешению  $0,4 \text{ см}^{-1}$ . Время записи составляло приблизительно 30 минут. Интерферограмма разбивалась на 528 одинаковых интервалов, и данные автоматически печатались на перфорированной ленте. При использовании счетнорешающей машины DEUCE Национальной физической лаборатории спектр в области от 125 до 225  $\mu$  вычислялся за пять минут.

Обычный интерферометр Майкельсона применялся также Конне<sup>54</sup> в своем первом эксперименте и позднее Конне и Гушом при исследовании спектра в области  $1-2 \mu$ . В последнем эксперименте спектр ночного неба наблюдался с разрешающей способностью, равной 1000 ( $\Delta_\lambda \simeq 1,5 \text{ мм}$ ). Время записи было порядка 30 минут. Для исследования области  $5000-6800 \text{ см}^{-1}$  с разрешением 1000 с интерферограммы было взято 6000 вырезов; время, необходимое для получения спектра, при использовании вычислительной машины IBM 704 равнялось приблизительно 40 минутам.

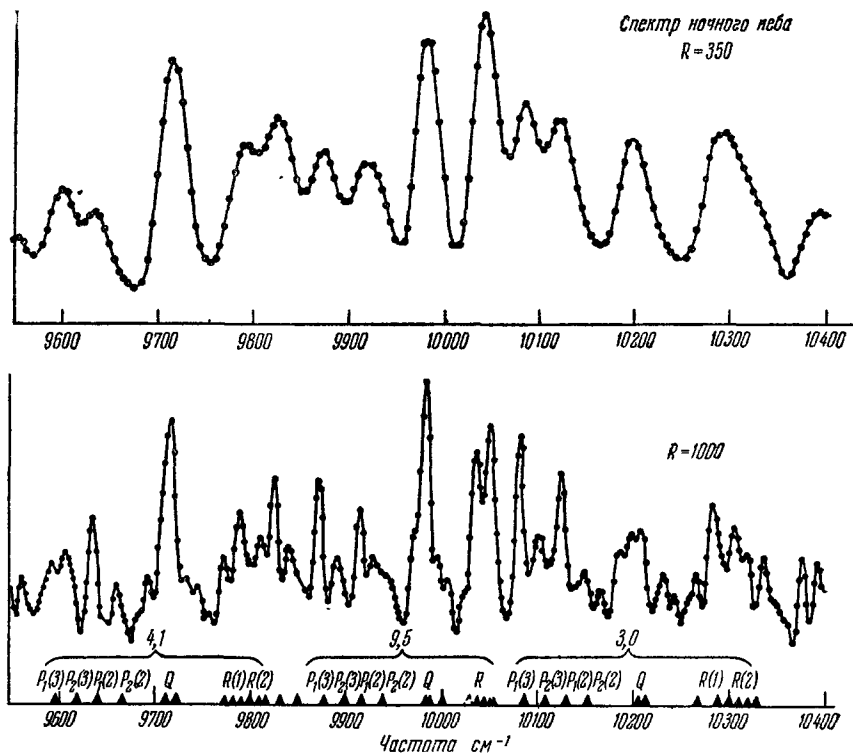


Рис. 16. Пример, показывающий увеличение разрешающей силы при увеличении  $\Delta_m$ .

Функция аподизации имела следующий вид:  $T(\Delta) = [1 - (\Delta/\Delta_m)^2]^2$ . На рис. 15 представлена часть спектра, полученного в области  $6000-6500 \text{ см}^{-1}$ . На рис. 16 дан тот же самый спектр ночного неба в области  $\sim 1 \mu$ , на котором очень наглядно показано улучшение разрешения в результате увеличения  $\Delta_m$ : с одной и той же интерферограммы было получено два спектра с разрешающей способностью соответственно 300 и 1000, используя различные значения  $\Delta_m$  ( $\Delta_m = 0,3 \text{ мм}$  в первом случае и  $\Delta_m = 1 \text{ мм}$  в другом).

В качестве делителя пучка в далекой инфракрасной области Стронг и его сотрудники<sup>72, 77, 78</sup> применяли делительную решетку с канавками переменной глубины, используемую в схеме с нормальным падением света. Если глубина канавки равна  $d$  и наблюдается свет, отраженный только в нулевой порядок, то решетка работает как двухлучевой интерферометр с разностью хода  $2d \cos i$ . Переменная делительная решетка состоит из 24 движущихся пластин, которые скользят подобно поршням между 24 закрепленными пластинами. Модулятор расположен так же, как решетка в установке Эберта; щели должны быть достаточно узкими, чтобы исключить два первых порядка. Поскольку решетка имеет очень малое число

элементов, то щели должны быть весьма узкими и, следовательно, телесный угол будет значительно меньше, чем в интерферометре Майкельсона. В большинстве экспериментов, проведенных до настоящего времени, спектры были получены с помощью численных вычислений на машине IBM-650; опубликованные спектры являются спектрами поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2\text{S}$  в области  $200 \mu$  с теоретическим пределом разрешения  $0,2 \text{ см}^{-1}$ .

Может быть использован любой тип двухлучевого интерферометра, включая поляризационные интерферометры. Так, Мерц<sup>70</sup> построил прибор с компенсатором Солея, помещенным между анализатором и поляризатором; максимальное изменение разности хода определяется толщиной компенсатора, которая равнялась 175 длинам волн при  $\lambda=4000 \text{ \AA}$ . Геометрическая светосила прибора такого же порядка величины, как и у эквивалентного интерферометра Майкельсона. Очевидно, что этот прибор много проще и более стабилен по сравнению с интерферометром Майкельсона. Он имеет определенные преимущества в тех случаях, когда достаточно очень низкое разрешение в видимой или ближней инфракрасной областях спектра.

## § 18. Метод наблюдаемости колец Майкельсона

Рассмотрим опять общее выражение для потока и выберем единицу яркости, так что

$$\int_0^\infty B(\sigma) d\sigma = 1;$$

тогда  $\Phi(\Delta) = 1 + \int_{-\infty}^0 B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma$ . В общем случае, если  $B(\sigma)$  распространяется на широкую область спектра, то функция  $\Phi(\Delta)$  принимает сложный вид и на интерферограмме не обнаруживается интерференционной картины: в согласии с этим невозможно видеть полосы при рассмотрении выходного поля интерферометра.

Однако если спектр  $B(\sigma)$  занимает узкую область около  $\sigma_0$  ( $\sigma_0$  — волновое число середины спектра), то  $\Phi(\Delta)$  становится много проще и появляется возможность наблюдать полосы. Действительно, если записать  $\sigma = \sigma_0 + \sigma'$ , то функция  $\Phi(\Delta)$ , выраженная через смещенный спектр  $B(\sigma')$ , принимает вид

$$\Phi(\Delta) = 1 + C \cos 2\pi\sigma_0\Delta - S \sin 2\pi\sigma_0\Delta,$$

где

$$C = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma') \cos 2\pi\sigma'\Delta d\sigma' \quad \text{и} \quad S = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma') \sin 2\pi\sigma'\Delta d\sigma'.$$

Поскольку  $B(\sigma)$  равно нулю вне рассматриваемой узкой области спектра, интегралы  $C$  и  $S$  очень медленно изменяются при изменении  $\cos 2\pi\sigma_0\Delta$ . Таким образом, за несколько периодов  $\cos 2\pi\sigma_0\Delta$  изменение  $\Phi(\Delta)$  происходит синусоидально и полосы становятся видимыми с «видимостью», определяемой величинами  $C$  и  $S$ . Важно подчеркнуть, что это справедливо только потому, что  $B(\sigma)$  ограничено узкой областью спектра, в результате чего  $C$  и  $S$  изменяются очень медленно. Если  $B(\sigma)$  распространяется на широкую спектральную область, то  $C$  и  $S$  могут изменяться как функция  $\Delta$ , почти так же быстро, как  $\cos 2\pi\sigma_0\Delta$ , и никакой интерференционной картины не может наблюдаться.

Для монохроматической линии поток  $\Phi(\Delta) = 1 + \cos 2\pi\sigma_0\Delta$ , в то время как в рассматриваемом случае он может быть записан в форме  $\Phi(\Delta) = 1 + V \cos(2\pi\sigma_0\Delta - \gamma)$ , где  $V^2 = C^2 + S^2$  и  $\operatorname{tg} \gamma = S/C$ . Контраст, или «видимость», согласно определению Майкельсона

$$\Gamma = \frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{\Phi_{\max} + \Phi_{\min}},$$

и  $\Gamma = V$  вместо  $\Gamma = 1$  для монохроматического излучения.

Функция  $V(\Delta)$  является огибающей интерферограммы  $\Phi'(\Delta) = \Phi(\Delta) - 1$ , как определено в § 12.

Поэтому необходимо различать два случая: или  $B(\sigma')$  симметрична относительно  $\sigma_0$ , или нет.

А. Симметричный случай.  $S = 0$  и

$$V = C = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma') \cos 2\pi\sigma'\Delta d\sigma'.$$

Согласно этому уравнению функция видимости  $V(\Delta)$  идентична интерферограмме фиктивного спектра, полученного из истинного спектра посредством вычитания  $\sigma_0$  из всех волновых чисел (транспонированный спектр).

Таким образом, кривая видимости игнорирует периодическую структуру интерферограммы (период  $1/\sigma_0$ ) и оставляет только ее интересные характеристики. Спектр  $B(\sigma')$  может быть однозначно определен из функции видимости с помощью обратного преобразования Фурье функции  $V$ , точно так же как  $B(\sigma)$  может быть получена посредством обратного преобразования Фурье функции  $\Phi'(\Delta)$ . Поскольку  $V$  много проще, чем  $\Phi'$ , эта операция значительно легче. Можно даже узнать известную аналитическую форму в функции  $V(\Delta)$ , и она преобразуется немедленно в  $B(\sigma')$  без утомительных численных расчетов. Например, если  $V$  — экспоненциальная функция, то спектр есть одиночная линия с лоренцевским контуром; если  $V$  — функция Гаусса, то спектр состоит из одной линии с доплеровским контуром; если  $V$  — синусоидальная функция, то спектр представляет собой дублет; если  $V$  — постоянная плюс синусоидальная функция, спектр является триплетом и т. д. В каждом таком очень простом случае параметры спектра (ширина линии или расстояние между линиями) могут быть определены из параметров функции  $V$ . Кроме того, любая комбинация этих простых случаев будет отображена в  $V$ , что можно легко определить. Такая комбинация является сверткой, трансформация которой является произведением элементарных трансформаций. Можно выделить отдельные множители произведения и в результате определить ряд характеристик спектра<sup>79, 80</sup>.

Впервые этот метод был применен Майкельсоном<sup>81</sup>, измерявшим видимость визуально. Он смог, например, показать, что контур красной линии кадмия является почти чисто доплеровским, и измерить ее ширину. Недавно Террьен применил для измерения видимости фотоэлектрический метод: он показал, что контур оранжевой линии криптона, излученной в определенных условиях, интересных для метрологии, является смесью доплеровского и лоренцевского контуров, полуширины которых относятся приблизительно как 10:1.

Б. Несимметричный случай. В этом случае  $S \neq 0$ , и знание одной функции  $V$  больше не является достаточным для определения  $B(\sigma')$ . Спектр  $B(\sigma')$  может быть разбит на симметричную часть  $B_s$

и несимметричную  $B_a$ , которые связаны с  $C$  и  $S$  соотношениями

$$B_s(\sigma') = \int C(\Delta) \cos 2\pi\sigma'\Delta d\Delta$$

и

$$B_a(\sigma') = \int S(\Delta) \sin 2\pi\sigma'\Delta d\Delta.$$

Следовательно, для определения  $B(\sigma')$  необходимо знать  $C$  и  $S$  отдельно. Их возможно определить по известным  $V(\Delta)$  и  $\gamma(\Delta)$  с помощью соотношений  $C = V \cos \gamma$  и  $S = V \sin \gamma$ .

Фаза полос  $\gamma$  должна быть измерена каким-нибудь методом, например сравнением полос неизвестного спектра с полосами данной монохроматической линии, симметрия которой исследована отдельно.

Террьен предложил этот метод называть «расширенным методом Майкельсона»; он позволяет изучать простые и узкие спектры более просто, чем это можно сделать методом, включающим преобразование Фурье полной интерферограммы. В своей известной работе Майкельсон обнаружил, что линии водорода и ртути имеют структуру. Из формы кривой видимости он сделал вывод о наличии (несимметричной) структуры и подобрал возможную структуру, которая в результате преобразования Фурье приводит к наблюдаемой кривой видимости.

Однако, так как он не использовал информацию, даваемую  $\gamma$ , решение не было единственным и структура, найденная Майкельсоном, оказалась неправильной.

Ингельштам<sup>82</sup> предложил метод, очень похожий на метод полос видимости: вместо интерферометра Майкельсона он применил устройство, в основу которого положен рефрактометр с фазовым контрастом, построенный и использованный им прежде.

## V. РАЗНОЕ

### § 19. Эшелон Майкельсона и эшелла Гаррисона

Хорошо известный эшелон Майкельсона очень мало использовался в последние двадцать лет; не было сделано улучшений в его теории и методах использования. Отражающий эшелон является в действительности ничем иным, как решеткой, используемой в установке Литтрова с хорошей концентрацией энергии в одном или двух порядках; высока величина угла блеска  $\Phi$  и очень небольшое число штрихов  $N$ . Поскольку разрешающая способность решетки в установке типа Литтрова выражается соотношением  $R = 2W \sin \Phi / \lambda$ , разрешающая сила, а также яркость эшелона по величине такие же, как и для решетки с одинаковыми значениями ширины  $W$  и угла  $\Phi$ , независимо от интерференционного порядка  $k$ . В результате достигнутых в последнее время успехов в производстве решеток<sup>83</sup> возможно получить решетки с такими же высокими значениями  $W$  и  $\Phi$ , как и у эшелона. С другой стороны, эшелон имеет недостаток — перекрывание порядков при использовании высоких интерференционных порядков. Эти трудности точно такие же, как и в случае интерферометра Фабри — Перо с одинаковой разрешающей силой, поскольку число ступенек  $N$  приблизительно такое же, как общая величина резкости  $N$  интерферометра Фабри — Перо. Однако эшелон не имеет преимуществ высокой яркости интерферометра Фабри — Перо. До последнего времени, когда достигнут большой прогресс в производстве решеток, единственной областью успешного применения эшелона была ультрафиолетовая область спектра, для которой отсутствуют хорошие покрытия для зеркал интерферометра Фабри —



Перо. Именно в этой области эшелон применялся Гейтли и Литтлфилдом<sup>84</sup>. Теперь, по-видимому, область использования эшелона становится все более и более узкой.

Эшелла Гаррисона<sup>85, 86</sup>, которая есть нечто среднее между обычной решеткой (с низким интерференционным порядком) и эшелоном, является очень удобной в том случае, когда необходимо сфотографировать в течение одной экспозиции протяженный спектр с высоким разрешением. Этот прибор наилучшим образом использует два измерения фотопластины.

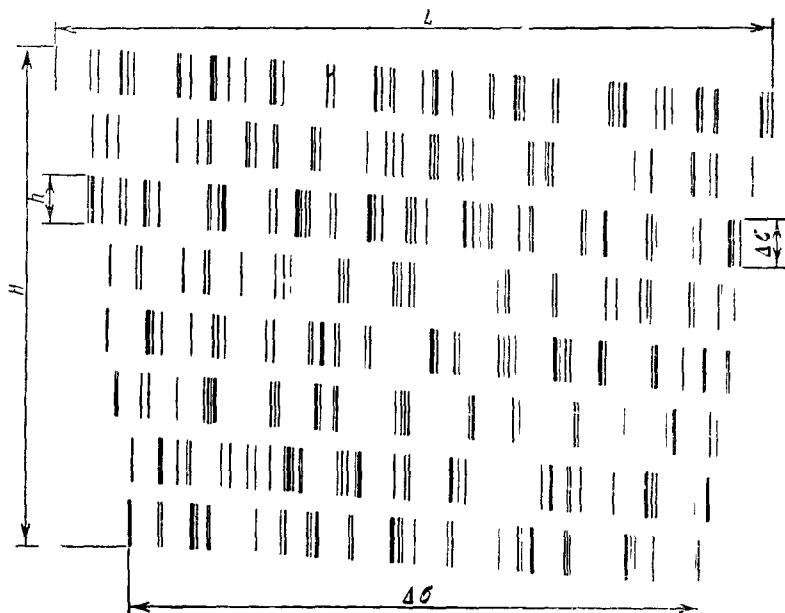


Рис 17.  $\Delta_M$

В спектрографе с эшеллой дисперсия эшеллы скрещена с дисперсией призмы или решетки, так что ширина полосы пропускания вспомогательного диспергирующего элемента равна свободной спектральной области  $\Delta\sigma$  эшеллы. Таким образом, получается двухмерное расположение спектральных линий, в котором параллельно оси (рис. 17) осуществляются очень большие дисперсия и разрешение. Полная спектральная область при этом очень сильно увеличивается, так как длина, занимаемая спектром на пластинке, равна длине  $L$  каждого ряда (цикл, содержащий одну свободную спектральную область), умноженной на число рядов. Число спектральных элементов в каждом цикле  $\Delta\sigma$  равно  $N$  (число штрихов). Легко показывается, что отношение высоты  $H$  к длине  $L$  равно

$$\frac{H}{L} = \frac{b\beta k}{N} = \frac{b\beta R}{\Lambda^2},$$

где  $b$  — отношение полной ширины  $\sigma_2 - \sigma_1$  спектра к средней величине  $\sigma$ ,  $\beta$  — отношение длины  $h$  каждой линии к ее ширине (принимается, что приблизительно достигается теоретическое значение разрешающей способности),  $h$  — средний интерференционный порядок,  $N$  — число штрихов,  $R$  — среднее значение разрешающей силы,  $R = kN$ .

Если принять определенные значения для величин  $b$ ,  $\beta$ ,  $R$ , то величина  $N$ , необходимая для работы с пластинкой, у которой отношение  $H/L$  фиксировано, определяется с помощью приведенного соотношения.

Если, например,  $b = \frac{1}{2}$ ,  $\beta = 50$  (что означает, что длина линии 1,5 мм, если размер зерна равен 30  $\mu$ ),  $R = 10^6$ ,  $H/L = 3$ , то получаем  $N \simeq 3000$  (и поэтому  $k \simeq 300$ ). Для принятых величин (довольно произвольных) при  $N = 3000$  фотопластинка будет наиболее эффективно заполнена спектром. Эшеллы, выпускаемые Гаррисоном, имеют от 1000 до 6000 штрихов. Таким образом, основное преимущество эшеллы перед другими типами решеток заключается не в разрешающей силе или яркости, а в том, что она концентрирует максимально возможную спектральную информацию на пластинке обычного размера. Это преимущество, конечно, сохраняется только при фотографической регистрации и полностью исчезает при использовании спектрометров.

Здесь больше не будут обсуждаться дальнейшие усовершенствования этого типа решеток, поскольку, как было сказано во введении, решетки не вошли в круг вопросов, обсуждаемых в данной статье, хотя эшелла может рассматриваться как прибор, находящийся на границе интерференционной спектроскопии.

## § 20. П л а с т и н к а Л у м м е р а

Это устройство, которое сыграло блестящую роль на заре высокоразрешающей спектроскопии, в настоящее время полностью заброшено. Подобно эталону Фабри—Перо в пластинке Луммера для получения многократных пучков лучей применяется процесс разделения интенсивности входящего пучка. В этом случае отсутствуют потери света в процессе деления и коэффициент  $\tau_d$  равен единице, в то время как в случае Фабри—Перо он редко превышает 0,7. Однако это небольшое преимущество подавляется многими недостатками. Симметрия прибора более похожа на симметрию решетки, чем Фабри—Перо, и пластинка не может быть использована в спектрометре с целью получения такого же выигрыша в светосиле, как в случае Фабри—Перо. Закон дисперсии сложный, и помимо всего малейший дефект в форме-пластинке приводит к ложным эффектам. В то же время почти невозможно сделать пластинку желаемого оптического качества.

## § 21. О с н о в н ы е п р е и м у щ е с т в а р а с с м а т р и в а е м ы х п р и б о р о в

В различных частях настоящей статьи отмечалось, что спектрометр Фабри—Перо, СИСАМ и метод Фурье с применением интерферометра Майкельсона дают возможность использовать значительно больший телесный угол по сравнению с другими приборами, имеющими такое же разрешение. Очевидно, что эти три прибора обладают симметрией вращения (даже СИСАМ) и при регистрации используется полное интерференционное кольцо («замкнутое кольцо»). При этом используется максимальная область интерференционной картины, где разность фаз имеет данное значение. Это условие, конечно, необходимо, если требуется использовать большой телесный угол. В то же время можно заметить, что общей деталью этих трех приборов является полупрозрачная пластинка, разделяющая пучок света (разделение по интенсивности). В связи с этим возникает вопрос, является ли это условие также одним из необходимых условий, или в данном случае имеется простое совпадение. Жакино<sup>67</sup> привел доказательство, что это условие является действительно необходимым, интерференция должна происходить между лучами, которые возникли из одного и того же падающего луча в результате разделения по интенсивности с помощью полупрозрачной пластинки или поляризации. Замкнутое

кольцо охватывает такое выбранное направление падения лучей, на котором все интерферирующие лучи совпадают друг с другом, т. е. для интерферирующих лучей, идущих под небольшим углом к этому направлению, зависимость разности фаз от угла определяется членами второго порядка. Очевидно, что такое выбранное направление должно существовать только в том случае, если разделение падающего луча на интерферирующие является разделением по интенсивности. Таким образом, замкнутые кольца существуют только в случае разделения по интенсивности.

Следовательно, чтобы использовать телесный угол величины  $2\pi/R$ , необходимо выполнение обоих условий: а) разделение по интенсивности с помощью полупрозрачных пластинок или поляризации; б) использование всего замкнутого кольца.

Поэтому безнадежно пытаться создать прибор с симметрией вращения подобно стеклянным конусам или круговой решетке, без выполнения условия (а).

Причина преимущества в светосиле Фабри—Перо по сравнению с решеткой при фотографической регистрации спектра не так очевидна, но тем не менее она связана с условием (а). Как показано в конце § 9, высокая светосила зависит от высокой дисперсии. Дисперсия стремится к бесконечности по мере того, как интерферирующие лучи стремятся к совпадению друг с другом при нормальном падении в эталоне Фабри—Перо или при скользящем падении в решетке. Однако если угол падения такой, что дисперсия бесконечна, поперечное сечение выходящего пучка становится в случае решетки равным нулю, в то время как в эталоне Фабри—Перо оно максимально.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. G. Kuhn, Repts. on Progr. in Phys. 14, 64 (1951).
2. R. Chabbal, J. rech. CNRS 24, 138 (1953).
3. M. Born, Optik, Br., Springer, 1933, стр. 477.
4. R. Minkowski, H. Bruck, Z. Phys. 27, 95 (1935).
5. W. Culshaw, J. M. Richardson, D. M. Kerns, Symposium on Interferometry, Teddington, GB, 1950.
6. P. Jacquinot, C. Dufour, J. rech. CNRS 6, 1 (1948).
7. J. Blaise, H. Chantrel, J. phys. et radium 14, 135 (1953).
8. H. J. Chantrel, J. phys. et radium 19, 366 (1958).
9. H. W. Chantrel, Thesis, 1959 (Ann. phys. (Paris) 4, 965 (1959)).
10. J. Blaise, R. Chabbal, P. Jacquinot, J. phys. et radium 12, 749 (1954).
11. Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка, Вестн. ЛГУ 4, 9 (1956).
12. H. G. Kuhn, H. J. Lucas-Tooth, J. phys. et radium 19, 293 (1958).
13. R. Lenuier, J. L. Cojan, Compt. rend. 235, 1634 (1952).
14. J. K. Brody, F. S. Tomkins, M. Fred, Spectrochemica acta 8, 329 (1957).
15. R. Duperat, Thesis, 1957 (Ann. phys. (Paris) 3, 377 (1958)).
16. R. G. Greenler, J. phys. et radium 19, 375 (1958).
17. J. K. Jaffe, D. H. Rank, T. A. Wiggins, J. phys. et radium 45, 636 (1955).
18. J. E. Geake, W. L. Wilcock, Mon. Not. R. Astr. Soc. 111, 561 (1956).
19. J. Ring, N. J. Woolf, J. phys. et radium 19, 354 (1958).
20. J. G. Hirschberg, J. phys. et radium 19, 256 (1958).
21. D. O. Wark, J. M. Stone, Nature (London) 175, 254 (1955).
22. K. L. Van der Sluis, E. Macnally, J. Opt. Soc. 49, 309 (1959).
23. P. Jacquinot, J. Opt. Soc. 44, 761 (1954).
24. J. K. Jaffe, J. phys. et radium 19, 241, 273 (1958).
25. C. J. Humphreys, E. Paul, Pittsburgh Meeting, 1955; J. phys. et radium 89 424 (1958).
26. H. G. Kuhn, D. A. Ramsden, J. phys. et radium 19, 383 (1958).
27. D. A. Rank, J. N. Shearer, J. Opt. Soc. Amer. 46, 463 (1956).
28. Blaise J., Thesis, 1957 (Ann. phys. (Paris) 3, 1019 (1958)).
29. K. M. Baird, J. phys. et radium 19, 384 (1958).
30. R. Dupeyrat, J. phys. et radium 19, 290, 351 (1958).
31. R. Chabbal, M. Soulet, J. phys. et radium 19, 274 (1958).
32. J. V. Kline, Thesis, Purdue University, 1956.

33. J. G o b e r t, J. phys. et radium 19, 278 (1958).
34. S. T o l a n s k y, D. J. B r a d i y, Symposium on Interferometry, Teddington, G. B., 1959.
35. R. C h a b b a l, P. J a c q u i n o t, Communication aux Congres de Lund et Parm, 1954 (Nuovo cimento 2, 661 (1955)).
36. R. C h a b b a l, Rev. opt. 37, 49 (1958).
37. R. C h a b b a l, P. N o o r m a n, J. phys. et radium 19, 371 (1958).
38. J. G. H i r s c h b e r g, R. K a d e s c h, J. E. M a c k, J. phys. et radium 19, 338 (1959).
39. J. B r o c h a r d, H. C h a n t r e l, P. J a c q u i n o t, J. phys. et radium 19, 515 (1958).
40. H. G. K u h n, B. A. W i l s o n, Proc. Phys. Soc. B63, 745 (1950).
41. J. C. B u r r i d g e, H. K u h n, A. P e r y, Proc. Phys. Soc. B66, 963 (1953).
42. C. H. C a r t w r i g h t, A. F. T u r n e r, Phys. Rev. 55, 1128 (1939).
43. C. D u f o u r, Thesis, 1949 (Ann. phys. (Paris) 6, 5 (1951)).
44. P. G i a c o m o, Thesis, 1955 (Rev. opt. 35, 317, 442, (1956)).
45. A. S t e u d e l, J. phys. et radium 19, 312 (1958).
46. P. G i a c o m o, Rev. opt. 35, 317, 442 (1956).
47. F. A. J e n k i n s, W. L. B a r r, J. Opt. Soc. Amer. 46, 141 (1956).
48. T. A. L e n n u i e r, J. phys. et radium 19, 319 (1958).
49. P. G i a c o m o, J. phys. et radium 19, 307 (1958).
50. S. P e n s e l i n, A. S t e u d e l, Zs. Phys. 142, 21 (1955).
51. P. W. B a u m e i s t e r, J. M. S t o n e, J. Opt. Soc. Amer. 46, 428 (1956).
52. P. G i a c o m o, P. J a c q u i n o t, J. phys. et radium 13, 59A (1952).
53. P. C o n n e s, Rev. opt. 35, 37 (1956); J. phys. et radium 19, 262 (1958).
54. P. C o n n e s, J. phys. et radium 19, 197 (1958).
55. D. A. J a c k s o n, H. G. K u h n, Proc. Roy. Soc. A167, 205 (1938); 173, 278 (1939).
56. D. A. J a c k s o n, Phys. Rev. 103, 1738 (1956).
57. D. A. J a c k s o n, Proc. Roy. Soc. A241, 283 (1957); J. phys. et radium 19, 579 (1958).
58. G. C o u r t e s, Compt. rend. 231, 1283 (1951).
59. A. H. J a r r e t, H. v o n K l u v e r, Mon. Not. R. Astr. Soc. 115, 343 (1955).
60. G. C u r t e s, J. phys. et radium 19, 342 (1958).
61. P. J. T r e a n o r, Mon. Not. R. Astr. Soc. 117, 22 (1957).
62. P. J a c q u i n o t, Proc. Phys. Soc. 63, 969 (1950).
63. G. G u i l l i n o, H. M a i e r - L e i b n i t z, J. phys. et radium 19, 270 (1958).
64. P. F e l l g e t t, Symposium, Ohio State Univ., 1952.
65. P. F e l l g e t t, J. phys. et radium 19, 187, 237 (1958).
66. P. J a c q u i n o t, XVIIeme Congres du GAMS., 1954.
67. P. J a c q u i n o t, J. phys. et radium 19, 223 (1958).
68. J. C o n n e s, H. G u s h, Symposium on Interferometry, Teddington, GB, 1959.
69. H. A. G e b b i e, Symposium on Interferometry, Teddington, GB, 1959.
70. L. M e r t z, J. phys. et radium 19, 233 (1958).
71. J. S t r o n g, G. V a n a s s e, J. phys. et radium 19, 192 (1958).
72. G. V a n a s s e, J. S t r o n g, E. L o e w e n s t e i n, J. Opt. Soc. Amer. 49, 39 (1959).
73. P. J a c q u i n o t, Optica Acta, 1960 (в печати).
74. L. M e r t z, Conference ICO, Stockholm, 1959.
75. H. A. G e b b i e, J. phys. et radium 19, 230 (1958).
76. H. R u b e n s, R. W. W o o d, Phil. Mag. 21, 249 (1911).
77. G. S t r o n g, J. Opt. Soc. Amer. 47, 354 (1957).
78. J. S t r o n g, G. V a n a s s e, Nature (Lond.) 178, 432 (1956).
79. J. T e r r i e n, J. phys. et radium 19, 390 (1958).
80. J. T e r r i e n, Symposium on Interferometry, Teddington, GB., 1959.
81. A. M i c h e l s o n, Phil. Mag. 34, 280 (1892).
82. E. I n g e l s t a m, Optica Acta 1, 73 (1954); J. phys. et radium 19, 202, 209 (1958).
83. G. R. H a r r i s o n, N. S t u r g i s, S. P. D a v i s, Y. Y a m a t a, J. Opt. Soc. Amer. 49, 205 (1959).
84. G. F. H a t e l y, T. A. L i t t l e f i e l d, J. Opt. Soc. Amer. 48, 851 (1958).
85. G. R. H a r r i s o n, J. Opt. Soc. Amer. 39, 522 (1949).
86. G. R. H a r r i s o n, J. E. A r c h e r, J. C a m u s, J. Opt. Soc. Amer. 42, 706 (1952).