

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

535.853.4

**НОВЫЕ ПРИЕМЫ И ДОСТИЖЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИИ
ВЫСОКОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ***И. Л. Фабелинский, И. Л. Чистый*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	487
2. Основные характеристики плоского эталона Фабри — Перо	490
3. Интерферометр Фабри — Перо со сферическими зеркалами	492
4. Тандем-, или компаунд- и многопроходный интерферометр Фабри — Перо	495
5. Двухпроходный интерферометр Фабри — Перо со сферическими зеркалами	497
6. Установка и поддержание параллельности зеркал в плоском многопроходном интерферометре Фабри — Перо	499
а) Автоматическое поддержание параллельности зеркал (499). б) Трипль-призма (504).	
7. Методика применения иодного светофильтра	502
а) Приготовление иодной ячейки и выбор ее параметров (503). б) Стабилизация частоты Ag^+ -лазера по линии поглощения иода. Описание действующей установки (504).	
8. Некоторые результаты исследования спектров молекулярного рассеяния света с применением многопроходного или тандем-интерферометра Фабри — Перо	507
а) Исследования спектров рассеянного света при фазовых переходах в несовершенных кристаллах (507). б) Исследование спектров рассеянного света в непрозрачных кристаллах и металлах. Рассеяние света на акустических магнонах (514). в) Некоторые особые случаи (515).	
9. Некоторые результаты исследований спектров рассеянного света с применением иодного светофильтра	517
Иодный светофильтр как спектрометр (524).	
Цитированная литература	522

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия высокой разрешающей силы, еще до появления лазерных источников света, достигла многих выдающихся успехов. Среди этих успехов обнаружение и исследование сверхтонкой структуры спектральных линий, сдвигов, расщеплений и уширений спектральных линий в магнитном и электрическом полях, тонкой структуры линии Рэлея и много других исследований.

В качестве спектрокопов высокой разрешающей силы применялись эшелон Майкельсона, пластинка Люммера — Герке и интерферометр и эталон Фабри — Перо.

Развитие спектроскопии высокой разрешающей силы и сопоставление различных спектрокопов высокой разрешающей силы между собой показало, что интерферометр или эталон Фабри — Перо с плоскими и сфериче-

скими зеркалами имеет много преимуществ и в разрешающей силе, дисперсии, светосиле, стабильности работы и в простоте расшифровки спектра по частотам или длинам волн. В спектроскопе Фабри — Перо также хорошо известна аппаратная функция. Преимущества спектроскопа Фабри — Перо оказались настолько существенными, что теперь он вытеснил все остальные и практически пользуется монополией. Некоторые его недостатки удалось в значительной мере устранить, о чем еще будет сказано в дальнейшем. Поэтому все наши рассуждения будут посвящены интерферометру или эталону Фабри — Перо, а его новые применения будут относиться к различным задачам исследования спектров молекулярного рассеяния света, хотя сам прием использования интерферометра, разумеется, можно применить к самым разнообразным спектральным исследованиям.

В случае спектроскопии рассеянного света и в особенности спектров молекулярного рассеяния света до 1960 г. возможности метода ограничивались не спектроскопом, а характеристиками спектральной линии возбуждающего света. Ширина этой линии, как правило, была настолько велика, что не удавалось измерить истинную ширину компонент Манделштама — Бриллюэна¹. Хотя аппаратная ширина спектроскопа и была очень малой, но удавалось измерить лишь смещение компонент от возбуждающей линии и, таким образом, определить скорость гиперзвука, хотя и с малой точностью¹.

С появлением лазерных источников света с узкой и интенсивной линией вынужденного излучения удалось существенно увеличить точность определения положения смещенных линий, определить их истинную полуширину^{1,2} и, что еще более существенно, найти такое новое явление, как тонкая структура крыла линии Рэлея, обнаружение которой раньше не представлялось возможным³. Лазерные источники света позволили развить и сделать практически доступными методы гомодинирования и гетеродинирования света, которые дают возможность изучить форму спектральных линий, ширина которых не больше нескольких герц⁴. Теперь при использовании эталона Фабри — Перо для спектральных измерений предел в разрешении близких спектральных линий рассеянного света, например, определяется не шириной возбуждающей линии (в одночастотном режиме работы лазера она может быть очень малой), но шириной аппаратной функции спектроскопа, которая в свою очередь ограничивается качеством обработки поверхности зеркал плоского интерферометра и отличием от единицы коэффициента отражения зеркал сферического интерферометра. Существует большой круг физических задач, для решения которых разрешающая сила вполне достаточна, и порой даже с избытком, но не хватает контраста в обычной схеме включения эталона Фабри — Перо. Недостаток контраста *) означает, что нельзя изучить или даже обнаружить слабые спутники линий спектра. К числу таких задач относятся все спектральные исследования молекулярного рассеяния света в порошках, жидких кристаллах, несовершенных кристаллах, тонких пленках, сильно поглощающих веществах, таких, как кремний, германий и металлы и во всех других случаях, когда возникает большое количество паразитного света неизменной частоты, например, узкие линии поглощения и ее тонкая структура и многие другие задачи.

Вследствие известного вида аппаратной функции интерферометра Фабри — Перо (рис. 1) большая интенсивность паразитного света на несмещенной частоте приводит к тому, что слабая смещенная линия «тонет» в интенсивном «хвосте» аппаратной функции и поэтому из-за малого контраста спектральной картины не обнаруживается.

*) Определение контраста см. формулу (10) в гл. 2.

Таким образом, несколько существенных областей спектральных исследований оказываются за пределами возможностей обычных методов использования спектроскопов высокой разрешающей силы. Улучшить положение и подавить в значительной мере паразитный свет можно уже давно использовавшимся способом, установив на пути рассеянного и паразитного света резонансный фильтр. Если в качестве возбуждающего света используются резонансные линии ртути, натрия или другого элемента, то на пути рассеянного света устанавливается кювета с парами соответствующего элемента и поддерживается такая плотность паров, чтобы поглотить свет возбуждающей линии, не ослабив свет смещенной частоты⁵.

Для поглощения возбуждающей линии $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ излучения аргонного лазера с успехом используются пары иода^{6,7}. К этому последнему приему мы еще вернемся позже. Подавление паразитного света путем его поглощения в светофильтре ведет к повышению контраста спектральной картины иногда даже на несколько порядков.

Другой способ повышения контраста картины спектра, получаемого на интерферометре Фабри — Перо, основан на прохождении луча света через два последовательно расположенных интерферометра различной или одинаковой толщины. Этот способ впервые был применен Хаустоном⁸ еще в 1927 г. Хаустон также сделал расчет предельного разрешения и контраста. Эти расчеты затем были уточнены Майсснером⁹. Позже Дюфур¹⁰ предложил дважды пропускать исследуемый свет через один и тот же интерферометр. В то время, когда делались эти первые исследования, зеркала интерферометра приготавливались путем напыления металлов — серебра или алюминия, которые имеют большой коэффициент поглощения. Поэтому применять больше двух интерферометров не имело смысла из-за сильного уменьшения светосилы установки. Ко времени исследований Дюфура только начинали пользоваться диэлектрическими многослойными зеркалами, у которых поглощение гораздо меньше, а отражение значительно больше, чем у металлических зеркал. Установки из двух последовательных эталонов Фабри — Перо называли «мультиплекс», «компаунд» или «тандем», но нельзя сказать, чтобы какой-нибудь из этих терминов вытеснил другие.

Развитие лазерной техники стимулировало совершенствование изготовления диэлектрических зеркал с малым поглощением света, а сами лазерные источники снабдили экспериментаторов чрезвычайно интенсивными и узкими спектральными линиями. Все это дало возможность Сандеркоку^{11,12а} использовать интерферометр Фабри — Перо, через который он заставлял пройти исследуемый луч света несколько раз. В его опытах с пятикратным прохождением света через интерферометр достигался контраст $>10^9$, в то время как однократный проход в этой установке давал контраст $\sim 10^2$ (см. рис. 1). В дальнейшем был достигнут контраст $\sim 10^{12}$ ⁴⁷. Принципиальный путь повышения контраста при многократном прохождении эталона Фабри — Перо прост, но не следует думать, что также просто техническое осуществление этого метода. К вопросу о тех-

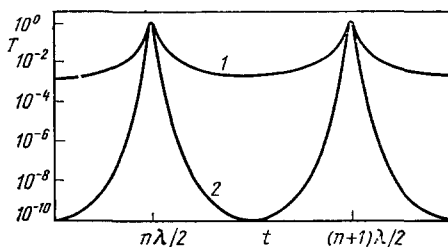


Рис. 1. Теоретическая аппаратная функция интерферометра Фабри — Перо.

На интерферометр падает плоская монохроматическая волна. T — пропускание интерферометра, t — расстояние между зеркалами. Коэффициент отражения зеркал $R = 86\%$; поглощение в зеркальном слое $e = 0,2\%$, плоскость зеркал выдержана с точностью $\delta t = \lambda/100$ 12а. 1 — однократное прохождение света через интерферометр, 2 — пятикратное прохождение.

ническом решении такой задачи при работе с многопроходным интерферометром мы еще вернемся при детальном описании установки.

Цель настоящей работы познакомить читателя с методами повышения контраста интерференционного спектра путем использования многопроходного эталона Фабри — Перо и путем применения иодного светофильтра, а также сообщить основные физические результаты, полученные при использовании этих способов.

Прежде чем перейти к описанию характеристик интерференционного спектрографа Фабри — Перо при многократном прохождении через него

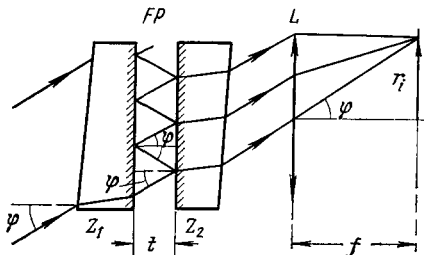


Рис. 2. К расчету основных характеристик однопроходного интерферометра Фабри — Перо¹.

Z_1, Z_2 — пластины интерферометра *FP* (Фабри — Перо) с отражающим слоем внутри. Расстояние между пластинами t ; L — объект, в фокальной плоскости которого наблюдается интерференционная картина; f — фокусное расстояние этого объектива; r_i — радиус i -го интерференционного кольца, φ — угол падения луча на интерферометр.

света, мы напомним основные характеристики плоского и сферического эталонов Фабри — Перо, используемых в обычной схеме однократного прохождения света через них.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОГО ЭТАЛОНА ФАБРИ—ПЕРО

На рис. 2 представлена схема установки с эталоном Фабри — Перо и хода лучей в нем. Условия, описывающие интерференционную картину, определяются формулой

$$2tn \cos \varphi = m\lambda, \quad (1)$$

где t, n, φ, m и λ — расстояние между плоскими зеркалами, коэффициент преломления среды, заключенной между зеркалами, угол падения

плоской волны на интерференционные зеркала, порядок интерференции и длина волны света соответственно.

Для коэффициента отражения зеркал $R < 1$ распределение интенсивности в интерференционном спектре определяется известной формулой Эйри, которая в этом случае есть «инструментальная функция» интерферометра. Формула Эйри может быть записана в следующей форме для случая, когда на плоские и одинаковые зеркала интерферометра падает параллельный пучок монохроматического света и его интенсивность принята за единицу:

$$I(m) = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + (2F/\pi)^2 \sin^2 \pi m}, \quad (2)$$

где R и T — коэффициенты отражения и пропускания света одним зеркалом интерферометра, а для идеально плоских зеркал

$$F = F_R = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}. \quad (3)$$

Величину F называют остротой полус.

Приняв в (2) $m = m_0 + \gamma$, где m_0 — целое число, а γ — дробная часть порядка, и полагая, далее, $\pi \gamma$ малым, формулу (2) можно записать в виде

$$I(\gamma) = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + 4F^2 \gamma^2}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что полная инструментальная или аппаратная полуширина в долях области дисперсии (в долях порядка)

$$\frac{\delta \nu}{\Delta \nu} = 2\gamma = F^{-1}, \quad (5)$$

где область дисперсии, или свободная область спектра, плоского интерферометра Фабри — Перо

$$\begin{aligned}\Delta\nu &= \frac{1}{2t} \text{ (см}^{-1}\text{)}, \\ \Delta\lambda &= \frac{\lambda^2}{2t} \text{ (Å)}.\end{aligned}\tag{6}$$

Разрешающая сила такого интерферометра как спектрального аппарата

$$A = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\nu F}{\Delta\nu}.\tag{7}$$

Из формулы (2) следует, что для m целого интенсивность будет иметь максимум и равняться

$$I_R = I_{\max} = \left(\frac{T}{1-R}\right)^2 = \left(1 - \frac{e}{1-R}\right)^2,\tag{8}$$

где e — коэффициент поглощения зеркал и $e = 1 - R - T$. Для m полуцелого интенсивность будет иметь минимум

$$I_{\min} = \left(\frac{T}{1+R}\right)^2.\tag{9}$$

Контраст интерференционной картины, по определению, есть

$$c = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 \approx 1 + \frac{4}{\pi^2} F^2.\tag{10}$$

Из приведенных формул следует, что острота полос и контраст определяют только одним коэффициентом отражения R , а аппаратная полуширина и разрешающая сила еще и областью дисперсии эталона. Если бы все это было так, то при $R \rightarrow 1$ следовало бы, что $c \rightarrow \infty$, $F \rightarrow \infty$ и $A \rightarrow \infty$, а I_{\max} отличалось бы от единицы только благодаря поглощению света в зеркалах интерферометра.

В действительности дело обстоит много сложнее. В реальном случае формула Эйри (2) не описывает всех существенных особенностей интерференционной картины. Реальная аппаратная функция гораздо сложнее формулы Эйри и представляет собой свертку по крайней мере трех независимых функций. Это функция Эйри $I(\nu)$, которая справедлива при $R < 1$ и при прочих идеальных условиях, функция $S(\nu)$, учитывающая неидеальность изготовления плоских поверхностей зеркал при прочих идеальных условиях (форма $S(\nu)$ зависит от формы и характера распределения неоднородности по поверхности), и, наконец, функция $\Phi(\nu)$, учитывающая конечность входной апертуры детектора излучения также при прочих идеальных условиях. Характер $\Phi(\nu)$ зависит от величины и формы диафрагмы на входе в детектор.

Следовательно, реальная аппаратная функция есть свертка функций $I(\nu)$, $S(\nu)$ и $\Phi(\nu)$, причем полуширина этой реальной аппаратной функции будет меньше простой суммы полуширины каждой функции в отдельности, но больше каждой из полуширин. Все эти вопросы подробно рассмотрены в обзоре Жакино¹³ и в литературе, цитируемой там. Здесь только существенно подчеркнуть, что $\Phi(\nu)$ такова, что обусловленная ею острота полос F_Φ может быть сделана сколь угодно большой, а пропускание T_Φ — очень близким к единице. Поэтому для плоского эталона мы будем детально рассматривать только $I(\nu)$ и $S(\nu)$.

Наиболее существенные ограничения на величину остроты полос и все связанные с ней характеристики интерферометра налагает распределение $S(\nu)$. Острота полос, связанная с несовершенством обработки

плоских поверхностей, может быть выражена формулой¹³

$$F_S = \frac{\lambda}{2\delta t}. \quad (11)$$

Если несовершенство обработки поверхности выражено в длинах волн, т. е. $\delta t = \lambda/m'$, то формула (11) переходит в

$$F_S = \frac{m'}{2}. \quad (12)$$

Реальная острота полос никогда не может быть больше F_S ; именно по этой причине эта величина часто называется предельной остротой. Величина F_S ограничивает аппаратную полуширину, разрешающую силу и контраст. Современная оптическая промышленность доводит в отдельных случаях δt до $\lambda/200$, что дает $F_S = 100$, хотя, как правило, практически даже в благоприятных случаях F_S не превышает 50.

Реальная острота эталона Фабри — Перо F определяется в равной степени составляющими F_R и F_S . Когда $F_R \approx F_S$, $F = 0,7F_R$; когда $F_S \gg F_R$, $F \rightarrow F_R$. Результирующая острота полос F следующим образом складывается из острот F_i , обусловленных различными факторами:

$$F^{-2} = \sum_i F_i^{-2}. \quad (12a)$$

Отсюда следует, что F будет определяться наименьшей из составляющих.

В соответствии с ролью трех названных функций $I(\nu)$, $S(\nu)$ и $\Phi(\nu)$ пропускание эталона будет выражаться следующим образом:

$$T_1 = T_R T_S T_\Phi, \quad (13)$$

где T_R определяется формулой (8), а T_S определяется сверткой $I(\nu)$ и $S(\nu)$, и было бы равно единице в случае идеальных поверхностей, но в случае $F_R = F_S$ $T_S = 0,75$. T_Φ определяется сверткой трех названных функций и при бесконечно узкой диафрагме $T_\Phi = 1$. В том случае, когда полуширина $\Phi(\nu)$ равна полуширине функции, являющейся сверткой $I(\nu)$ и $S(\nu)$, пропускание $T_\Phi = 0,80$. По-видимому, при фотоэлектрической регистрации, когда пользуются очень малыми апертурами, T_Φ очень близко к единице.

Из сказанного выше и из формул (10) и (12) следует, что предельный контраст, который может быть получен в обычной схеме использования эталона Фабри — Перо, будет

$$c = 1 + \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{m'}{2} \right)^2, \quad (14)$$

который в ряде случаев, в частности названных вначале, становится недостаточен. Нередко бывает недостаточной и область дисперсии. Поэтому возникает необходимость увеличения этих характеристик.

3. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

Интерферометр Фабри — Перо со сферическими зеркалами (СИФП) был предложен Конном¹⁴ и теперь используется как спектроскоп высокой разрешающей силы.

Теория этого прибора была разработана в ряде работ^{15, 20a}. СИФП представляет собой резонатор, состоящий из двух сферических зеркал, расположенных, как правило, конфокально. В случае конфокального расположения зеркал расстояние между ними равно удвоенному фокусному расстоянию зеркала. Если на СИФП падает плоская волна под

некоторым углом к оси интерферометра, то, как показано на рис. 3, а, вследствие кривизны зеркал интерферометра (на рис. 3, а показаны нормали к волновым фронтам) из него выйдет две группы лучей. Группа I выйдет в том же направлении, что и падающий луч. Лучи этой группы внутри интерферометра испытывают $4p$ отражений, где $p = 0, 1, 2, \dots$. Группа II лучей выйдет из интерферометра под некоторым углом к направлению падающих лучей, а каждый луч испытывает $4p + 2$ отражения.

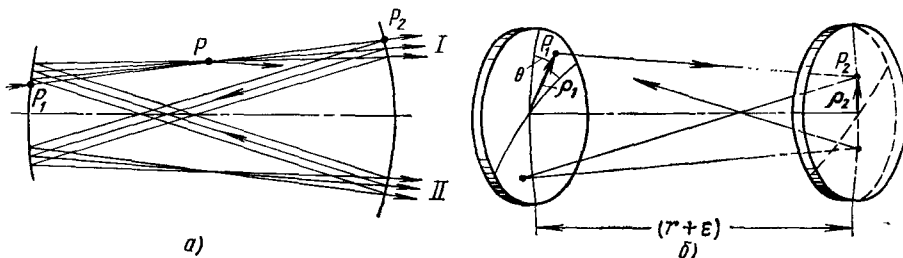


Рис. 3. Схема сферического интерферометра Фабри — Перо¹⁵.

а) Ход лучей через интерферометр в параксиальном приближении; б) геометрия лучей внутри сферического интерферометра Фабри — Перо. ρ_1, ρ_2 — расстояние от оси интерферометра до точек входа и выхода луча, θ — азимутальный угол между радиусами-векторами ρ_1 и ρ_2 .

Между световыми волнами в каждой группе происходит интерференция и, таким образом, возникают две независимые системы интерференционных колец, которые можно видеть в фокальной плоскости объектива, помещенного после СИФП.

Пусть зеркала интерферометра расположены не точно конфокально, с отклонением от конфокальности $\varepsilon = t - r$, где t — расстояние между центрами зеркал (рис. 3, б), а r — радиус кривизны зеркала. Тогда разность хода в длинах волн между лучами в каждой из двух групп будет равна

$$\tilde{m} = \tilde{m}_0 - \tilde{m}', \quad (15)$$

где $\tilde{m}_0 = (4/\lambda)(r + \varepsilon)$ и в первом приближении при $\rho/r \ll 1$

$$\tilde{m}' = \left(\frac{\rho_1^2 \rho_2^2}{r^3} \cos 2\theta + 2\varepsilon \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{r^2} \right) \frac{1}{\lambda}; \quad (16)$$

здесь ρ_1 и ρ_2 — расстояние между осью интерферометра и точками входа и выхода лучей на первом и втором зеркалах соответственно, θ — азимутальный угол (см. рис. 3, б). Если рассматривать только параксиальные пучки ($\theta \sim 0$ и $\rho_1 = \rho_2$), тогда из (16) получим

$$\tilde{m}' = \left(\frac{\rho^4}{r^3} + 4\varepsilon \frac{\rho^2}{r^2} \right) \frac{1}{\lambda}. \quad (17)$$

Распределение интенсивности в интерференционной картине после СИФП аналогично (2). Когда интенсивность падающего света принята за единицу, для группы I распределение интенсивности определяется выражением

$$I = \left(\frac{T}{1-R^2} \right)^2 \frac{1}{1 + (2\tilde{F}/\pi)^2 \sin^2 \pi \tilde{m}}, \quad (18)$$

а для группы II

$$I_2 = R^2 I_1, \quad (19)$$

где

$$\tilde{F} = \tilde{F}_R = \frac{\pi R}{1-R^2}. \quad (20)$$

Из формул (18) и (19) следует, что максимум интерференционной картины будет наблюдаться, когда \tilde{m} — целое число в обоих случаях лучей группы I и группы II. Если падающий на СИФП свет хорошо коллимирован, но все-таки остается маленький угол α между осью светового пучка и осью интерферометра, то две системы полос практически сольются. В этом случае их интенсивности суммируются и интенсивность в максимуме будет равна

$$I_{\max} = (1 + R^2) \left(\frac{T}{1 - R^2} \right)^2 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{T}{1 - R} \right)^2 \quad (\text{при } R \sim 1). \quad (21)$$

При согласовании *) СИФП и входного излучения, падающего на него, возникает интерференция между световыми волнами групп I и II, что приводит к двукратному увеличению остроты полос \tilde{F} и к такому же увеличению пропускания интерферометра. Для удержания такого согласования в течение времени, достаточного для выполнения опыта, требуется предпринять специальные меры предосторожности¹⁵. Контраст, разрешающая сила и полуширина аппаратной функции будут определяться теми же формулами (5), (11) и (10), но с заменой F на \tilde{F} . Область дисперсии СИФП будет определяться двумя различными выражениями (в пренебрежении малыми поправками). В многомодовом режиме работы СИФП (отсутствие согласования)

$$\Delta\nu = \frac{1}{4t} \quad (t = r + \varepsilon). \quad (22)$$

В случае согласования и работе на моде TEM_{00}

$$\Delta\nu = \frac{1}{2t}. \quad (23)$$

В СИФП качество обработки поверхностей зеркал влияет на остроту полос точно так же, как и в случае плоского ИФП. Однако в случае СИФП можно работать с очень маленькими участками поверхности зеркал, для которых δt (см. (11)) легко может быть сделано значительно меньше $\lambda/100$, и поэтому \tilde{F}_S может быть гораздо больше \tilde{F}_R даже для коэффициентов отражения $R \approx 99\%$ (см. (20)). Возможность работы с малыми поверхностями (фокусировка света в интерферометр) с СИФП и невозможность такой работы с ИИФП определяется существенным различием дифракционных потерь для обоих типов интерферометров. Резкости F_d и \tilde{F}_d для плоского и сферического резонаторов, обусловленные дифракционными потерями, различаются весьма существенно¹⁶. Действительно, для плоского интерферометра

$$F_d = \frac{2\rho^2}{\lambda t}, \quad (24)$$

а для сферического

$$\tilde{F}_d = 10^{5[(\rho^2/\lambda r) + 1]}, \quad (25)$$

здесь ρ — радиус действующей апертуры интерферометра. В случае $\rho = 0,05$ см, $t = 5$ см, $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см получим $F_d = 20$, а $\tilde{F}_d = 10^{65}$, откуда ясно, что в случае СИФП дифракционные потери никак не сказываются на остроте полос F и всех величинах, с ней связанных. Реальная острота полос интерферометра F складывается из своих составляющих согласно формуле (12а).

*) Согласование осуществляется, когда $\alpha = 0$ и фазовая поверхность волны совпадает с поверхностью зеркал.

В случае СИФП наименьшая резкость связана с отличием коэффициента отражения зеркал от единицы. Для того чтобы не потерять большой резкости полос в СИФП, необходимо не уменьшать светосилы установки, для чего необходимо правильно подобрать размер диафрагмы приемника излучения. Если выбрать размер диафрагмы на выходе СИФП равным

$$\rho_s = (r^3 \lambda F^{-1})^{1/4}, \quad (26)$$

то разрешающая сила упадет всего на 30%. Расчеты показывают, что если радиус зеркала СИФП $r \geq D/5$, где D — диаметр пластин плоского интерферометра ФП, то светосила СИФП больше, чем у плоского. Подробное сопоставление светосилы ПИФП и СИФП выполнено в работе ¹⁵.

4. ТАНДЕМ-, ИЛИ КОМПАУНД- И МНОГОПРОХОДНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО

Для достаточно высокого разрешения близко расположенных спектральных линий необходимо большое расстояние между зеркалами. В этом случае область дисперсии или свободная область спектра между соседними порядками интерференции мала (см. (6)) и может возникнуть переналоженные линий соседних порядков. Поэтому нужно иметь возможность при значительном разрешении получать достаточно большую область дисперсии.

Эта трудность была преодолена Хаустоном ⁸ и Герке и Лау ¹⁷, в работах которых осуществлена установка с последовательно расположенными двумя эталонами Фабри — Перо разной толщины. На рис. 4 схематически представлены два эталона с разной толщиной и с разными эффективными коэффициентами отражения и пропускания. Результаты расчетов, приводящих к формулам (27), (28) (см. ниже), справедливы, если разность хода между плоскостями I и III; I и IV; II и III; II

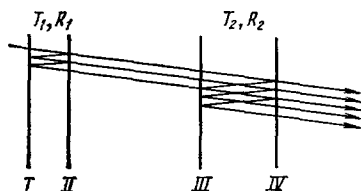


Рис. 4. Схема тандем-интерферометра Фабри — Перо.

Тандем составлен из эталонов разной толщины и с разными коэффициентами отражения и пропускания зеркал.

и IV больше длины когерентности изучаемого света: $L = \lambda^2/\delta\lambda = \delta\nu^{-1}$ см. Практически для всех случаев спектров рассеяния света в газах, жидкостях и твердых телах при различных температурах (может быть, кроме гелиевых температур) полуширина линий компонент Мандельштама — Бриллюэна такова, что L не более 5—150 см. В этих случаях нужно расстояние между эталонами легко экспериментально осуществить. Если же мы имеем дело со светом, длина когерентности которого очень велика, следует взаимное расстояние между эталонами подбирать специально, что может повести к лучшим результатам, чем в случае света с малой длиной когерентности, зато неправильный выбор взаимного расстояния ведет к худшим результатам. Но случай большого L здесь не обсуждается.

Если отношение толщин двух эталонов кратно целому числу, то область дисперсии в такой установке будет определяться областью дисперсии тонкого эталона, а разрешающая сила оказывается несколько больше, чем разрешающая сила толстого эталона. В работе ⁹ было показано, что разрешающая сила тандема (компаунда) из двух одинаковых эталонов будет равна $1,61 A$, где A — разрешающая сила одного эталона. Расчет сделан для случая, когда принимается рэлеевский критерий разрешения двух близких спектральных линий. Увеличение резкости и разрешающей силы в компаунд-эталоне не так велико, как увеличение контраста.

Согласно расчетам ⁹

$$I(m_1; m_2) = \frac{T_1^2/(1-R_1)^2}{1+(2F_1/\pi)^2 \sin^2 \pi m_1} \frac{T_2^2/(1-R_2)^2}{1+(2F_2/\pi)^2 \sin^2 \pi m_2}. \quad (27)$$

Из (27) следует, что когда оба эталона одинаковой толщины ($m_1 = m_2 = m$) и с одинаковым коэффициентом отражения и пропускания ($R_1 = R_2 = R$ и $T_1 = T_2 = T$), то

$$I(m) = \left(\frac{T}{1-R} \right)^4 \left[\frac{1}{1+(2F/\pi)^2 \sin^2 \pi m} \right]^2. \quad (28)$$

В формуле (27) под F_1, F_2, T_1 и T_2 следует подразумевать результирующие значения в смысле формул (12а) и (13). Из (28) и (10) следует, что контраст в этом случае будет

$$c_2 = c_1^2,$$

где c_1 определяется формулой (10).

Дюфур ¹⁰ предложил вместо двух одинаковых эталонов, расположенных последовательно, использовать один эталон, но заставить свет проходить через него дважды. Однако такое предложение не находило заслуженного внимания даже после того, как преимущества такого двухпроходного интерферометра были продемонстрированы экспериментально ¹⁸.

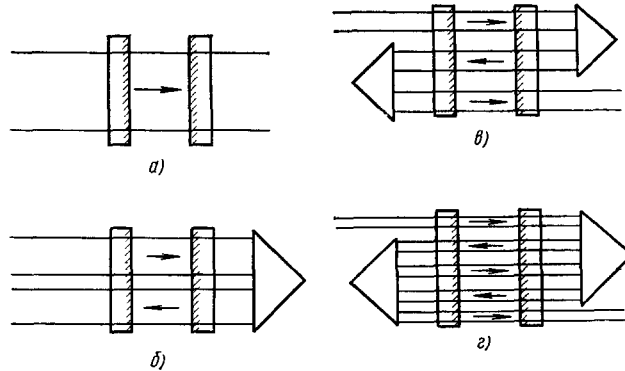


Рис. 5. Варианты эталонов Фабри — Перо с разным числом проходов. Для поворота лучей использованы трипль-призмы. а) Один проход, б) два, в) три, г) пять проходов.

Интенсивные лазерные источники света для возбуждения рассеянного света и малопоглощающие многослойные диэлектрические зеркала интерферометра позволили весьма эффективно применить многопроходный эталон Фабри — Перо. Это и было показано в ряде превосходных физических исследований Сандеркока ^{11,19} и в дальнейшем успешно использовалось им и другими физиками. В этих работах осуществлялась установка не только с двумя прохождениями света через эталон, но и с большим числом проходов. Схема одного, двух, трех и пяти проходов света в ПИФП показана на рис. 5. Для характеристики многопроходного эталона Фабри — Перо следует найти выражения для полуширины полосы интерференции, определить ее остроту, контраст и пропускание эталона, т. е. найти характеристики, аналогичные формулам (3), (5) и (8).

Обобщая формулы (28) с двух на n проходов и принимая для простоты, не ограничивая общности, что $I_{\max} = 1$, найдем полуширину полосы интерференции после n проходов света одного и того же эталона из условия

$$\left(\frac{1}{1+4F_1^2 \gamma_n^2} \right)^n = \frac{1}{2}. \quad (29)$$

Отсюда легко получить, что полуширина полосы интерференции в долях порядка

$$\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = 2\gamma_n = (2^{1/n} - 1)^{1/2} F_1^{-1}. \quad (30)$$

Сравнивая это выражение с (5), находим, что результирующая острота равна

$$F_n = F_1 (2^{1/n} - 1)^{-1/2}. \quad (31)$$

Контраст интерференционной картины после n проходов будет

$$c_n = c_1^n = \left(1 + \frac{4}{\pi^2} F_1^2\right)^n \approx \left(\frac{2}{\pi} F_1\right)^{2n}. \quad (32)$$

Через F_n нетрудно выразить полуширину полосы интерференции и разрешающую силу интерференционного спектрографа.

Из формул (29) — (32) следует, что с увеличением числа проходов света при сравнительно небольшом росте остроты полос и разрешающей силы очень значительно увеличивается контраст. Интенсивность же в максимуме интерференционной полосы определяется величиной

$$T = (T_I T_S)^n. \quad (32a)$$

В первых опытах Сандеркока¹¹ применялся двухпроходный эталон Фабри — Перо.

Если в однопроходном эталоне $c_1 \sim 10^2 - 10^3$, то в том же интерферометре при двух проходах $c_2 \sim 10^4 - 10^6$, а это означает, что при двух проходах сателлиты, составляющие по интенсивности $10^{-3} - 10^{-5}$ долю центральной линии, могут наблюдаться в спектре и исследоваться.

Если свет проходит дважды через интерферометр, то, как просто получить из (31), резкость возрастает в 1,57 раза. В работах Сандеркока^{12,19} применялось пятикратное прохождение луча через один и тот же интерферометр. В этом случае контраст достигал величины $c_n \approx 10^{10}$, а острота увеличивалась по сравнению с одним проходом в 2,56 раза.

В случае пяти проходов целесообразно использовать интерферометр с тем же коэффициентом отражения, что и для обычного случая, для которого выбирается $F_R = F_S$ (тогда $F_1 = 0,7F_R$ ¹³). В случае пяти проходов целесообразно использовать $F \approx 40$, что дает вполне хорошее разрешение для исследования тонкой структуры линии молекулярного рассеяния света, требует только $F_1 \sim 15$ и для $F_S = 3F_R$ удовлетворяется при зеркалах, сделанных с точностью $\delta t = \lambda/100$. Низкое значение F_R означает, что T_I велико. Для $F_R = 15$ из (3) получаем $R = 87\%$ и из формулы (8) получаем значение $(T_I)^5 \sim 90\%$. Пропускание $(T_S)^5 \sim 80\%$ и, таким образом, максимум пропускания T можно ожидать около 70% (см. (32a)). На рис. 4 представлен график аппаратной функции для $F_5 = 40,5$ в случае одного и в случае пяти проходов.

5. ДВУХПРОХОДНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

В отличие от рассмотренного выше многопроходного интерферометра Фабри — Перо с плоскими зеркалами, где лучи последовательных проходов смещены друг относительно друга и занимают различные участки поверхности зеркал, в интерферометре со сферическими зеркалами луч проходит дважды по одному и тому же участку поверхности зеркал. Для того чтобы пространственно разделить лучи встречных направлений в двухпроходном СИФП, их делают ортогонально поляризованными. Двухпро-

ходный интерферометр Фабри — Перо со сферическими зеркалами может иметь такую же высокую контрастность, как и интерферометр с плоскими зеркалами, однако он более устойчив к внешним механическим воздействиям (менее чувствителен к разъюстировке зеркал из-за механических вибраций) и не требует автоматических устройств для поддержания высокой степени «параллельности» зеркал. Поэтому в ряде случаев такой интерферометр может быть предпочтительнее. Схема, поясняющая принцип

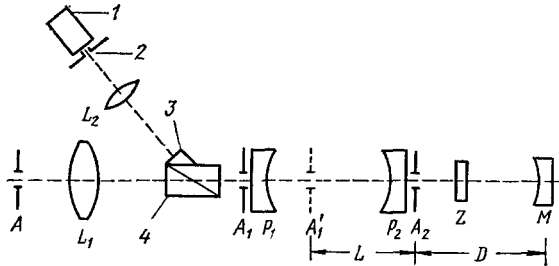


Рис. 6. Схема расположения оптических деталей в двухпроходном СИФП²⁰.

1 — приемник излучения, 2 — точечная диафрагма, 3 — накладная призма, 4 — призма Глана — Томпсона, А — входная диафрагма, L₁ — коллимирующая линза, А₁ — промежуточная диафрагма, А₂ — выходная диафрагма, P₁ и P₂ — зеркала интерферометра, Z — пластинка λ/4, М — отражающее зеркало, L₂ — фокусирующая линза.

работы двухпроходного СИФП, приведена на рис. 6. Она разработана и предложена Кэнелом, Лунасеком и Дьюбиным²⁰ для спектральных исследований, требующих высокого контраста. Как показано на рис. 6, линейно поляризованный свет направляется на призму Глана — Томпсона, расположенную так, чтобы полностью пропустить свет заданной поляризации. Затем этот свет проходит интерферометр и четвертьволновую пластинку, вы-

резанную из одноосного кристалла. Ориентируют пластинку так, чтобы оптическая ось кристалла, лежащая в плоскости пластинки, составляла угол 45° с направлением поляризации падающего света. С помощью вогнутого зеркала свет отражается в обратном направлении и второй раз проходит пластинку λ/4. При этом свет изменяет исходную линейную поляризацию на ортогональную направление и, пройдя интерферометр Фабри — Перо, отражается от диагональной плоскости призмы Глана — Томпсона и с помощью накладной маленькой призмы выводится наружу. Для устранения нежелательных отражений и потери света маленькая призма приклеивается к призме Глана — Томпсона канадским бальзамом.

В схеме используются две апертурные диафрагмы А₁ и А₂, которые ограничивают диаметр светового луча на сферических пластинах Фабри — Перо. Для того чтобы весь свет, прошедший интерферометр через диафрагму А₁, вернулся назад, сферическое зеркало М с радиусом кривизны R устанавливается на расстоянии D от диафрагмы А₂, которое определяется соотношением

$$D = 0,5 [(R - L) + \sqrt{(R - L)^2 + 2RL}]. \quad (33)$$

При этом условии диафрагма А₁ отображается целиком на диафрагму А₂ и наоборот. Величина L представляет собой расстояние между диафрагмой А₂ и изображением диафрагмы А₁, создаваемым зеркалом P₂. Размер диафрагм А₁ и А₂ выбирают таким, чтобы ширина аппаратной функции интерферометра была минимальной. Для исключения потери света необходимо выполнять требование $A_2 = A_1 D / (D + L)$. При этом диаметр изображения, формируемого зеркалом М в точке А₁, будет равен диаметру изображения в точке А₂. В этом случае контраст интерференционной картины практически возрастает по тому же закону, что и в плоском ИФП.

В описанной схеме (см. рис. 6) возможные напряжения внутри стеклянных пластин интерферометра создадут двойное лучепреломление, в ре-

зультате чего контраст спектральной картины понизится. Поэтому стекла для такого интерферометра должны выбираться с особой тщательностью.

В СИФП осуществить больше двух проходов трудно, однако если оказывается, что при двух проходах контраст недостаточен, то можно прибегнуть к последовательному расположению двух или нескольких СИФП аналогично тому, как это сделано в работе ²¹.

6. УСТАНОВКА И ПОДДЕРЖАНИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНОСТИ ЗЕРКАЛ В ПЛОСКОМ МНОГОПРОХОДНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ—ПЕРО

а) Автоматическое поддержание параллельности зеркал

Как сказано выше, применение трипль-призмы гарантирует параллельность лучей при работе с многопроходным интерферометром Фабри — Перо (МПФП), но еще более существенно, чтобы при работе с МПФП сохранялась параллельность между плоскими поверхностями зеркал интерферометра.

При работе в обычной схеме, когда свет проходит через интерферометр один раз, отклонение от параллельности зеркал ведет к сильному расширению интерференционных полос и к потере разрешающей способности.

В том случае, когда свет проходит через интерферометр несколько раз и в разных участках пластин, кроме уширения полос из-за непараллельности пластин, возникают отдельные системы полос, более или менее перекрывающиеся между собой, что очень сильно осложняет всю картину и делает работу спектроскопа непригодной для исследования.

Поэтому поддержание параллельности зеркал с большой точностью и длительное время совершенно необходимо. Задача такого поддержания далеко не проста и в принципе может быть решена двумя путями: 1) Очень совершенная механическая конструкция и термостатирование интерферометра ²². 2) Поддержание параллельности зеркал с помощью автоматических устройств.

Практически для МПФП осуществление способа, указанного в пункте 1), встречает большие трудности и, по-видимому, более эффективно автоматическое поддержание параллельности зеркал. В настоящее время описано два варианта автоматического поддержания параллельности зеркал. Рамзай ²³ построил установку, где с высокой степенью точности поддерживалась параллельность зеркал в эталонах, предназначенных в качестве светофильтров, и Сандеркок ¹¹ описал другой способ автоматического поддержания параллельности. В его установке интерферометр использовался для регистрации распределения энергии по спектру, и мы опишем здесь именно его способ автоматического поддержания параллельности зеркал во время записи спектра. Вариант такой установки с двухпроходным интерферометром (число проходов в этом случае не имеет значения) и автоматической системой поддержания параллельности зеркал показан на рис. 7.

Излучение лазера фокусируется линзой в исследуемый объект, а рассеянный объектом свет коллимируется в параллельный пучок и направляется на интерферометр Фабри — Перо. После двукратного прохождения интерферометра, осуществляемого с помощью трипль-призмы, исследуемое излучение фокусируется на точечную диафрагму, выделяющую центральную часть интерференционной картины, и поступает на приемник — фотоэлектронный умножитель, который работает в режиме счета отдельных фотонов. Фотоимпульсы с ФЭУ через предусилитель поступают на вход многоканального анализатора, в котором осуществляется накопление

результатов многократных сканирований исследуемого участка спектра. Для избежания сбоя записи спектров при многократных сканированиях за счет изменения толщины интерферометра в промежутках времени между последовательными сканами используется запуск анализатора от наиболее интенсивной спектральной компоненты. Для этого часть фотоимпульсов ответвляется с ФЭУ и поступает на формирователь, откуда пусковой сигнал подается на запуск анализатора. Сканирование толщины интерферометра осуществляется с помощью линейного пьезоэлемента, на котором

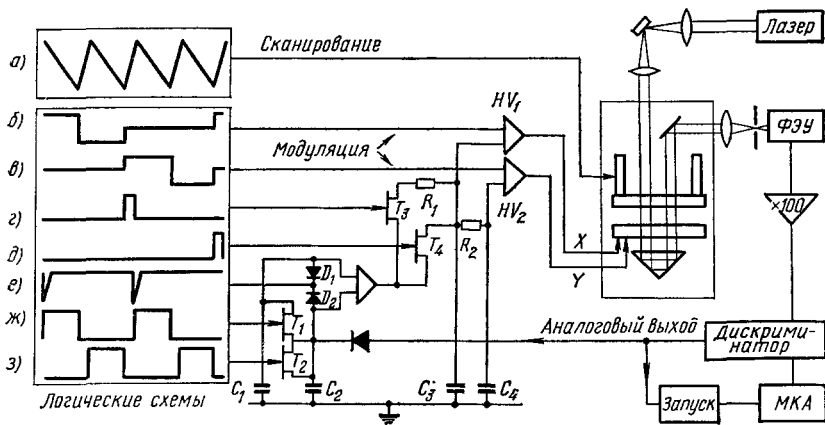


Рис. 7. Схема двухпроходного плоского интерферометра Фабри — Перо вместе со схемой сканирования, поддержания параллельности зеркал и регистрации спектра (см. текст) ¹¹.

укреплено одно из зеркал интерферометра. Регулировка параллельности зеркал осуществляется представленной на рис. 7 электронной схемой с помощью X- и Y-пьезоэлектрических микрометров, поворачивающих второе зеркало интерферометра вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Работа автоматической системы по юстировке интерферометра осуществляется следующим образом. Пусть X-микрометр находится не в оптимальном положении, т. е. одна из пластин интерферометра повернута относительно другой на некоторый угол. Тогда при подаче на этот микрометр последовательности прямоугольных импульсов одинаковой величины, но противоположной полярности, управляемая пластина будет находиться то ближе, то дальше от параллельного положения. В этом случае величина электрического сигнала, пропорциональная интенсивности спектральной компоненты, регистрируемой приемником излучения, будет иметь разную амплитуду, если изменять полярность прямоугольного импульса. При параллельной установке зеркал амплитуда электрического сигнала при изменении полярности прямоугольного импульса меняться не будет. Это обстоятельство в работе ¹¹ использовано для автоматической установки зеркал интерферометра параллельно друг другу. Автоматизировать процесс параллельной установки зеркал позволяет схема логических сигналов, приведенная на рис. 7.

Многократное сканирование интерферометра производится с помощью генератора пилообразных импульсов (сигнал б) путем подачи их на пьезоэлемент, осуществляющий параллельное перемещение подвижного зеркала. За время прямого хода (медленного) осуществляется запись спектра и собирается информация о параллельности зеркал, за время обратного хода (быстрого) осуществляется коррекция микрометров с помощью сигналов управления. Синхронно с генератором пилы работает генератор

прямоугольных импульсов, частота которого вдвое меньше частоты генератора пилы. В течение первых двух периодов сканирования генератор прямоугольных импульсов подключен к X -микрометру (сигнал b), в течение следующих двух периодов генератор прямоугольных импульсов подключен к Y -микрометру (сигнал e).

За время первого и второго периода развертки спектра генератором прямоугольных импульсов (сигнал b) осуществляется изменение длины X -микрометра и напряжение, пропорциональное световому пику, за первый период развертки накапливается на конденсаторе C_1 , а за второй — на конденсаторе C_2 . Роль ключа, который осуществляет поочередное подключение ФЭУ к конденсаторам, выполняет пара транзисторов T_1 и T_2 . В течение первого периода развертки идет зарядка конденсатора C_1 через открытый транзистор T_1 , в течение второго периода идет зарядка конденсатора C_2 через открытый транзистор T_2 . Поочередное открытие транзисторов осуществляется прямоугольными импульсами (сигналы $ж$ и $з$), длительность которых подобрана равной длительности прямого хода пилообразного напряжения (сигнал a).

К концу второго периода развертки, когда завершается запись спектра, на транзистор T_3 на все время обратного хода пилообразного напряжения подается открывающий импульс (сигнал $г$). За это время разность напряжений между конденсаторами C_1 и C_2 через дифференциальный усилитель Y и сопротивление R_1 заряжает конденсатор C_3 , с которого сигнал расстройки поступает на усилитель HV_1 с высоким входным импедансом и идет на коррекцию X -микрометра. В самом конце второго периода развертки конденсаторы C_1 и C_2 разряжаются через диоды D_1 и D_2 с помощью короткого импульса напряжения (сигнал e) и цикл повторяется снова в течение третьего и четвертого периода развертки уже для Y -микрометра. Теперь роль транзистора T_3 , сопротивления R_1 , конденсатора C_3 и усилителя HV_1 выполняют T_4 , R_2 , C_4 и HV_2 соответственно.

Постоянные времени C_3R_1 и C_4R_2 выбираются такими, чтобы окончательная подстройка осуществлялась примерно за 10 периодов развертки. Для частоты сканирования 1 гц автоматическая подстройка совершается за 30 сек. Как показывает опыт, требуется незначительная ручная коррекция X - и Y -микрометров через несколько часов работы, чтобы вывести операционные усилители HV_1 и HV_2 на середину рабочего диапазона напряжений.

б) Трипль-призма²⁴

В многопроходных интерферометрах параллельность лучей между собой осуществляется путем использования трипль-призмы.

Трипль-призма (угол куба) представляет собой четырехгранную призму, три ребра которой пересекаются в вершине под углом 90° друг к другу, а три других ребра образуют основание призмы, как показано на рис. 8. Луч, падающий на призму со стороны основания, проникает в призму и после трехкратного полного внутреннего отражения от ее боковых граней выходит из призмы назад параллельно падающему лучу. Трипль-призма замечательна тем, что произвольные наклоны ее относительно падающего на призму луча не нарушают параллельности падающего и отраженного лучей.

Такие свойства трипль-призмы объясняются тем, что при каждом из трех отражений последовательно меняются на обратное направления составляющих k_z , k_y и k_x волнового вектора. Так, например, при первом отражении k_z меняется на $-k_z$, при втором k_y на $-k_y$ и при третьем k_x

на $-k_x$. Таким образом, после трех отражений направление k' в точке C обратно направлению k в точке A (см. рис. 8)*.

Рассмотренное выше свойство трипль-призмы полностью решает проблему установления параллельности лучей и сохраняет их положение при механических воздействиях на систему (качании призмы).

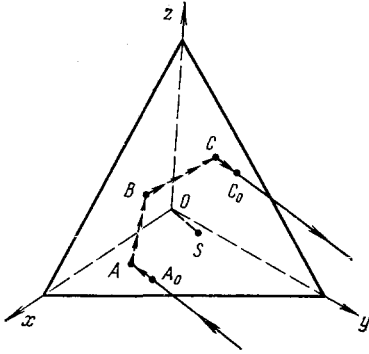


Рис. 8. Ход лучей в трипль-призме.

A_0 и C_0 — точки входа и выхода луча из призмы со стороны плоскости xuz (основание призмы). A , B и C — точки, в которых происходит полное внутреннее отражение луча от граней xOy , xOz и zOy соответственно. O — вершина трипль-призмы, S — проекция вершины на плоскость xuz .

Последовательные проходы между зеркалами интерферометра должны быть совершенно одинаковы по оптической толщине, для чего световые каналы рекомендуется располагать симметрично по окружности зеркал интерферометра¹²⁶. Это достигается соответствующей установкой трипль-призм в случае двух- и трехпроходного интерферометра, а в случае пятипроходного интерферометра предлагается использовать дополнительно бипризмы Френеля с малым углом отклонения луча¹²⁶.

7. МЕТОДИКА ПРИМЕНЕНИЯ ИОДНОГО СВЕТОФИЛЬТРА

Пары молекулярного иода имеют в видимом диапазоне спектра частокод узких и весьма интенсивных линий поглощения. Типичный спектр поглощения парами иода белого света в области 5140—5150 Å представлен на рис. 9, который получен на дифракционном спектрографе²⁵. Из рис. 9

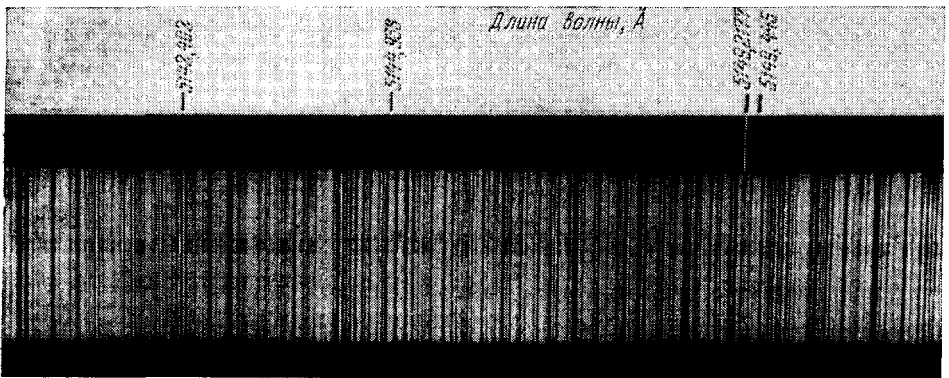


Рис. 9. Линии поглощения паров иода (I_2) в зеленой области спектра²⁵.

видно, что спектр поглощения паров иода состоит из отдельных узких линий, разделенных достаточно широкими промежутками. Допплеровская

*) Геометрию хода лучей в рассматриваемой призме можно определить, воспользовавшись соотношениями для координат точек $A(a_x, a_y, 0)$, $B(b_x, 0, b_z)$, $C(0, c_y, c_z)$:

$$b_x = a_x - \frac{l}{m} a_y, \quad b_z = \frac{n}{m} a_y, \quad c_y = \frac{m}{l} a_x - a_y, \quad c_z = \frac{n}{l} a_x; \quad (34)$$

здесь l , m и n — направляющие косинусы волнового вектора k падающего света в системе координат x, y, z (см. рис. 8). Для наиболее употребительного случая использова-

ширина этих линий обычно составляет несколько сот мегагерц, а расстояние между ними в десятки и сотни раз больше доплеровской ширины линий. Ослабление монохроматического излучения на частотах, попадающих в промежутки между линиями поглощения, незначительно. В то же время величина ослабления излучения, совпадающего по частоте с линиями поглощения иода, может достигать 10^8 раз⁷. Таким образом, ячейка, заполненная парами иода, может работать как высококонтрастный светофильтр, который пропускает излучение с частотами, попадающими в область прозрачности фильтра. Этот фильтр находит широкое применение в спектроскопии молекулярного и комбинационного рассеяния света для ослабления интенсивного излучения на несмещенной частоте, которое в силу характера аппаратной функции спектрального прибора может искажать или даже полностью маскировать исследуемый спектр.

До недавнего времени I_2 -фильтр не находил себе достаточно широкого применения. Ситуация существенно изменилась с тех пор, когда авторы работы^{7,26} применили для возбуждения рассеянного света ионный аргонный лазер (Ar^+ -лазер) и с помощью I_2 -фильтра ослабили паразитное рассеяние на несмещенной частоте до 10^5 раз при исследовании спектров комбинационного рассеяния и до 10^3 раз при исследовании спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния света. При этом полезный сигнал ослаблялся не более чем в 2—4 раза для МБ компонент и на порядок для линий комбинационного рассеяния света.

Этот лазер в сине-зеленой области спектра имеет несколько линий генерации. Далее речь пойдет об одной из них с $\lambda = 5145 \text{ \AA}$, которая перекрывается с узкой линией поглощения паров иода, отвечающей переходу $1^1\Sigma_g^+ \rightarrow 3^1\Pi_{0u^+}$ ^{7,27}.

Для того чтобы полоса частот генерации излучения лазера попадала внутрь ширины линии поглощения иода, выделяют один тип колебаний резонатора лазера, а частоту выделенного типа колебаний, применяя пассивную или активную стабилизацию, настраивают на центр линии поглощения иода.

а) Подготовка иодной ячейки и выбор ее параметров

Для успешного применения I_2 -фильтра особое внимание необходимо уделить технологии изготовления ячейки и заполнения ее иодом. Давление паров иода в ячейке определяется температурой кристаллической фазы, которая находится в равновесии с парами иода. Ячейка, в которой содержатся кристаллы иода, изготавливается из пирексового стекла, стойкого к парам иода^{*}). Для количественных измерений интенсивности спектральных компонент с применением I_2 -фильтра ячейку с парами иода необходимо термостатировать, поскольку интенсивность прошедшего через фильтр света экспоненциально зависит от температуры иода. Чтобы исключить конденсацию паров иода на входном и выходном окнах, температуру их поверх-

ния призмы $l \approx t \approx n \approx 1/\sqrt{3}$. В этом случае точка входа луча в призму и точка выхода луча из призмы располагаются симметрично относительно проекции S вершины призмы O на входную плоскость.

^{*}) Недопустимо применение эпоксидных смол для приклейки окошек, через которые проходит световой поток, поскольку смолы разрушаются под действием паров иода. Перед помещением в ячейку кристаллов иода ее обезгаживают обычным способом. Заполняют ячейку иодом из расчета 40 мг на 1 см³ объема ячейки. Прежде чем ячейку запаять, ее откачивают, чтобы уменьшить до минимума концентрацию инертных газов, которые приводят к уширению линий поглощения иода и к уменьшению контраста I_2 -фильтра.

ности делают на несколько градусов выше температуры стенок ячейки. Параметрами ячейки являются ее температура, длина и диаметр. Ослабление интенсивности паразитного и полезного излучения иодной ячейки происходит по экспоненциальному закону

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (35)$$

где l — длина ячейки вдоль луча света, α — показатель поглощения, который при температуре иода 80°C равен $\alpha_p \sim 1,25 \text{ см}^{-1}$ для излучения на несмещенной частоте и $\alpha_s \sim 0,14 \text{ см}^{-1}$ для полезного сигнала.

Контраст ячейки, определяемый соотношением

$$c = e^{(\alpha_p - \alpha_s)l}, \quad (36)$$

с увеличением температуры возрастает, поскольку α_p и α_s пропорциональны температуре. Однако с ростом температуры происходит доплеровское и лоренцевское уширение линии поглощения иода, что может привести к нежелательному ослаблению контраста фильтра. Поэтому выше температуры 80°C ячейку обычно не нагревают. Чтобы увеличить контраст фильтра, целесообразно увеличить длину ячейки, если чувствительность приемника излучения достаточна, чтобы зарегистрировать полезный сигнал.

Контраст иодного фильтра может уменьшиться в несколько раз, если через него пропускать световые потоки с большой плотностью излучения. Так, при плотности потока излучения $\sim 800 \text{ мвт/см}^2$ одночастотного аргонного лазера, настроенного на центр линии поглощения иода, ячейка с парами иода длиной 15 см и температурой 80°C имеет контраст в 10 раз меньше, чем при плотности излучения 100 мвт/см^2 , т. е. имеет место эффект насыщения поглощения. Избежать насыщения поглощения иодного фильтра можно путем увеличения диаметра светового потока (например, применяя телескопические системы). Диаметр иодной ячейки поэтому следует выбирать таким, чтобы свет не вызывал насыщение поглощения.

б) Стабилизация частоты Ag^+ -лазера по линии поглощения иода. Описание действующей установки

Чтобы удерживать частоту лазера в центре линии поглощения иода на время записи спектров рассеянного света, частоту лазера необходимо стабилизировать.

Мы рассмотрим только наиболее употребительные методы активной стабилизации частоты Ag^+ -лазера, которые основаны на использовании цепей обратных связей. Быстродействие стабилизирующего устройства и качество его работы во многом определяется конструкцией и типом дисперсионного элемента, осуществляющего выделение одного типа колебаний, а также видом дискриминационного контура, по которому осуществляется стабилизация частоты. В работе ⁷ выделение одного типа колебаний резонатора Ag^+ -лазера осуществлялось с помощью кварцевой пластинки, выполненной в виде эталона Фабри — Перо и помещенной внутрь резонатора лазера под небольшим углом к его оси. Дискриминационным контуром в этой работе служил сам иодный фильтр. Частота лазера настраивалась на минимум пропускания иодного фильтра, имеющего температуру $\sim 80^\circ\text{C}$. Стабилизация частоты лазера по центру линии поглощения иода осуществлялась путем изменения температуры кварцевой пластинки. Такой метод стабилизации частоты инерционен и это является его недостатком.

Быстродействующие методы стабилизации частоты Ag^+ -лазера с применением паров иода в качестве дискриминатора частоты осуществлены в работах ^{28,29}. Выделение одного типа колебаний Ag^+ -лазера в работах ^{28,29} осуществлялось с помощью резонатора Смита, перестраиваемого по частоте пьезоэлектрическим способом. В работе ²⁸ производилась стабилизация частоты выделенного типа колебаний по линии поглощения паров иода в ячейке, в работе ²⁹ — по линии резонансной флюоресценции пучка молекул I_2 .

Ряд преимуществ по сравнению с другими методами для селекции типов колебаний Ag^+ -лазера имеет способ, основанный на применении тонкой поглощающей свет пленки. Этот метод предложен и осуществлен Троицким ³⁰. С помощью пленки в работе ³¹ выделялся один тип колебаний Ag^+ -лазера и его частота стабилизировалась по центру линии поглощения или линии резонансной флюоресценции паров иода в ячейке, помещаемой вне резонатора лазера.

Селективирующее действие тонкой поглощающей пленки основывается на том, что из всех типов колебаний резонатора лазера она выделяет тот, узел стоячей волны которого совпадает с поверхностью пленки. Область дисперсии эквивалентного интерферометра, который образует пленка с ближайшим к ней глухим зеркалом резонатора лазера, может быть сделана на один-два порядка больше, чем в трехзеркальном резонаторе Смита, а конструктивное исполнение и настройка этого интерферометра несравненно проще. В работе ³¹ показано, что наибольшего эффекта в устойчивой стабилизации частоты Ag^+ -лазера можно добиться, используя настройку частоты лазера на максимум линии резонансной флюоресценции паров I_2 , причем для уменьшения ширины линии флюоресценции целесообразно пользоваться холодной (комнатная температура) иодной ячейкой. Таким образом, необходимы две иодные ячейки: одна (холодная) применяется для стабилизации частоты по линии резонансной флюоресценции, другая (горячая) применяется в качестве высококонтрастного фильтра.

Схема установки, используемой в ³¹, приведена на рис. 10. Основными ее частями являются Ag^+ -лазер, система управления частотой и система наблюдения спектров рассеяния. Ag^+ -лазер (рис. 10, а) включал в себя газоразрядную трубку типа ДАРК-12000. Конструкция газоразрядной трубки этого Ag^+ -лазера подробно описана в ³³. Одночастотный режим генерации с данной трубкой впервые осуществлен в работе ³⁴.

Генерация на одном типе колебаний резонатора осуществлялась с помощью тонкой поглощающей пленки из нихрома (пропускание пленки на $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ составляло 73%), которая наносилась на плоскую просветленную кварцевую пластинку, помещаемую внутрь резонатора лазера на расстоянии 15 мм от плоского зеркала. Это зеркало крепилось на пьезокерамическом элементе, осуществляющим перестройку частоты лазера путем изменения расстояния между пленкой и зеркалом. Мощность лазера в одночастотном режиме вблизи центра линии усиления составляла $\sim 400 \text{ мвт}$.

Для наблюдения спектров молекулярного рассеяния света с использованием I_2 -фильтра можно применять как фотографический, так и фотоэлектрический способ регистрации. На рис. 10, в приведена схема фотоэлектрической регистрации спектров МБ, подробно описанная в работе ³².

К недостаткам I_2 -фильтра следует отнести наличие дополнительных узких линий поглощения (см. рис. 9), которые могут перекрываться со спектральными компонентами тонкой структуры линии Рэлея.

Отметим, что I_2 -фильтр в спектрах МБ кристаллов может искажать только распределение интенсивностей компонент, не существенно сказываясь на положении их максимумов, поскольку ширина компонент МБ, возбуждаемых в кристалле одночастотным лазером, значительно меньше ширины линий поглощения I_2 .

Для выяснения истинного характера спектра МБ-рассеяния следует записать спектр, либо изменив направление регистрации рассеянного

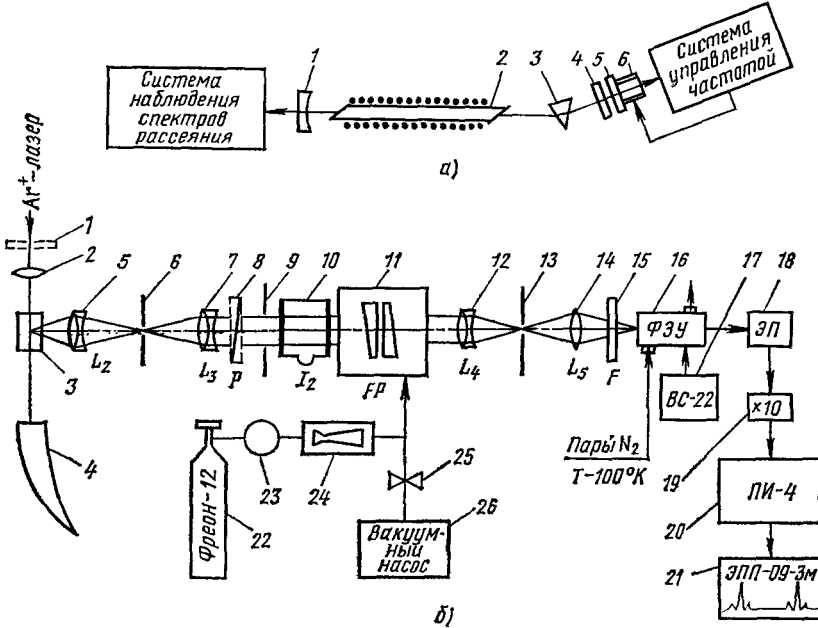


Рис. 10. Схема установки для записи спектров Мандельштама — Бриллюэна с одночастотным Ag^+ -лазером и I_2 -светофильтром ^{31, 32}.

в) Схема одночастотного Ag^+ -лазера (1, 5 — зеркала резонатора лазера (1 — вогнутое, 5 — плоское), 2 — газоразрядная трубка с соленоидом, 3 — дисперсионная призма, 4 — кварцевая пластина с поглощающей пленкой, 6 — пьезокерамика); б) элементы интерференционной установки и регистрации спектров по способу счета фотонов (1 — пластинка для поворота поляризации излучения лазера, 2 — фокусирующая линза ($f = 200$ мм), 3 — исследуемый кристалл, 4 — рог Вуда, 5 — промежуточный объектив ($f = 50$ мм), 6 — входная диафрагма, 7 — коллиматор ($f = 160$ мм), 8 — поляризатор, 9 — апертурная диафрагма, 10 — ювета с парами I_2 , 11 — герметичная камера с интерферометром Фабри — Перо, 12 — объектив ($f = 270$ мм), 13 — выходная диафрагма, 14 — линза ($f = 50$ мм), 15 — зеленый светофильтр, 16 — приемник излучения (ФЭУ), охлаждаемый парами жидкого азота и с магнитной дефокусировкой, 17 — блок питания, 18 — эмиттерный повторитель, 19 — предусилитель, 20 — линейный интенсивметр ПИ-4, 21 — самописец, 22 — баллон с газом, 23 — редуктор, 24 — сверхзвуковое сошло, 25 — вентиль, 26 — насос).

света, либо повернув исследуемый кристалл на малый угол вокруг направления падающего на кристалл света. В обоих случаях частоты спектральных компонент МБ изменяются за счет изменения частоты фонона, участвующего в рассеянии света: в первом случае — за счет изменения угла рассеяния, во втором — за счет анизотропии скорости звука в кристалле.

Примеры применения многопроходных и tandem интерферометров и иодной ячейки к приводимым ниже физическим исследованиям имеют целью прежде всего иллюстрировать экспериментальные возможности таких применений, а физические результаты часто обсуждаются в гораздо меньшей степени, чем они того заслуживают.

8. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА С ПРИМЕНЕНИЕМ МНОГОПРОХОДНОГО ИЛИ ТАНДЕМ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ—ПЕРО

а) Исследования спектров рассеянного света при фазовых переходах в несовершенных кристаллах

Первое применение двухпроходного интерферометра Фабри — Перо для исследования спектра молекулярного рассеяния света было осуществлено Сандеркоком¹¹ в кристалле антимолида серы с иодом (SbSI). Для длины волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ кристалл SbSI имеет коэффициент поглощения света $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$ в зависимости от направления поляризации возбуждающего и рассеянного света относительно кристаллографических направлений. Исследовался свет, рассеянный от естественных граней кристалла под углом 180° .

На рис. 11 приведена запись спектра тонкой структуры линии рэлеевского рассеяния света в кристалле SbSI в двух соседних интерференционных порядках. Верхняя кривая получена при записи спектра рассеянного света с однопроходным (обычным) интерферометром. На кривой можно видеть компоненты Манделъштама — Бриллюэна (МБ), обусловленные продольной упругой тепловой волной на огромном фоне, образованном «хвостом» несмещенной линии. Несмещенная линия очень интенсивна из-за большого количества паразитного света. На нижней кривой запись спектра того же рассеянного света с применением двухпроходного интерферометра Фабри — Перо. Интенсивность паразитного света осталась той же, но контраст так сильно возрос, что отчетливо видны компоненты МБ, обусловленные продольными L , быстрыми и медленными поперечными волнами T_1 и T_2 . Этим последним компонент при анализе спектра рассеянного света однопроходным интерферометром вовсе не было видно. По положению компонент МБ и по данным измерения показателя преломления в разных кристаллографических направлениях были определены девять упругих постоянных кристалла SbSI.

При температуре выше температуры сегнетоэлектрического перехода SbSI ($t_c = 19^\circ\text{C}$) и ниже его (при 22 и 12°C соответственно) упругие константы различались несущественно. Однако при тщательном изучении окрестности точки фазового превращения при возбуждении рассеяния светом He — Ne-лазера мощностью 80 мквт было обнаружено скачкообразное изменение упругих констант в интервале температур $0,25^\circ\text{C}$.

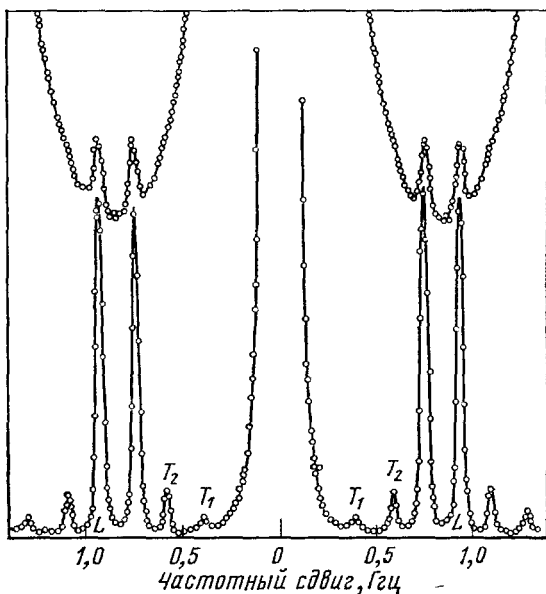


Рис. 11. Спектры Манделъштама — Бриллюэна в кристалле SbSI¹¹.

Спектр, полученный с однопроходным ИФП (верхняя кривая), и спектр, полученный с двухпроходным ИФП (нижняя) (T_1 и T_2 — поперечные компоненты, L — продольные; необозначенные компоненты относятся к следующему порядку спектра).

Исследование спектров тонкой структуры в кристалле молибдата гадолиния ($Gd_2(MoO_4)_3$) с целью изучения поведения упругих постоянных при сегнетоэлектрическом фазовом переходе выполнено в работах ^{35, 36} с использованием тандема из интерферометров одинаковой толщины

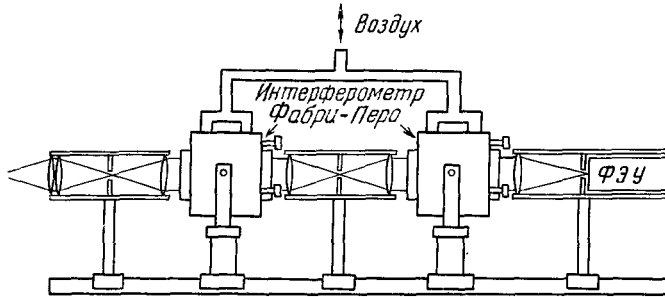


Рис. 12. Схема тандема из двух интерферометров. Спектр сканируется давлением ³⁶.

(с точностью до $\lambda/4$) и различными факторами резкости. На рис. 12 представлена схема последовательного расположения интерферометров. Запись

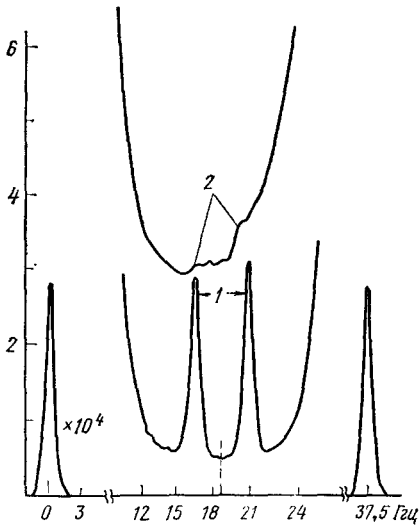


Рис. 13. Запись спектра в кристалле $Gd_2(MoO_4)_3$ ^{35, 36}.

1 — с одним интерферометром, 2 — с тандемом из двух интерферометров.

гональный с пространственной группой симметрии D_{2d}^3 . Ниже t_c (сегнетоэлектрическая фаза) кристалл — орторомбический с пространственной группой симметрии C_{2v}^8 .

По величине смещения компонент МБ, обусловленных продольными гиперзвуковыми волнами, распространяющимися вдоль орторомбических осей x и y , были найдены упругие константы C_{11} и C_{22} . Продольные гиперзвуковые волны, распространяющиеся под углом 45° к осям x и y , ответственны за продольные компоненты МБ, по положению которых определялась константа C'_{11} .

спектра осуществлялась путем изменения давления воздуха в камерах интерферометров. Фактор резкости в одном интерферометре составлял 35, а в другом только 12. Суммарная резкость составляла около 35. Контрасты интерферометров также были различны и составляли соответственно 2500 и 100. Результирующий контраст, согласно формуле (32), должен был составлять $25 \cdot 10^4$, между тем как по неясным для авторов ^{35, 36} причинам составлял только $7 \cdot 10^4$. Однако и этого контраста оказалось достаточно, чтобы решить сформулированную выше задачу.

На рис. 13 приведены записи, позволяющие сравнить, как выглядят спектры с одинарным интерферометром и тандемом.

Изучавшийся кристалл молибдата гадолиния представляет собой сегнетоэлектрик с температурой фазового перехода $t_c = 159^\circ C$. Выше t_c (параэлектрическая фаза) кристалл-тетраэдральный с пространственной группой симметрии D_{2d}^3 .

Из приведенных на рис. 14, а зависимостей видно, что при приближении к точке фазового превращения моды *), соответствующие C_{11} и C_{22} , «размягчаются». То же относится и к моде C'_{11} (на рисунке не представлена). Особенно сильно изменяется с температурой мода C_{11} . В работах ^{35, 36} по ширине компонент МБ определялось также затухание мод C_{11} и C_{22} . На рис. 14, б представлены результаты таких измерений. Из рисунка

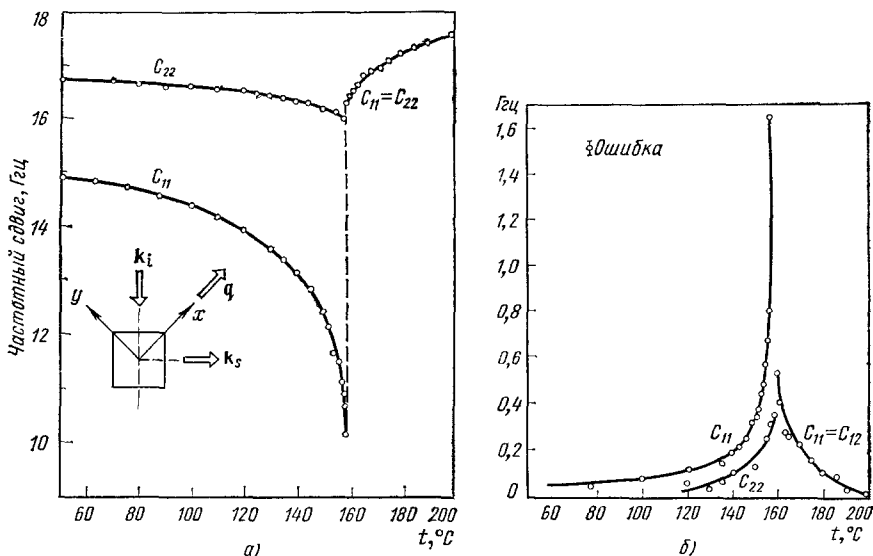


Рис. 14. Положение компонент и затухание гиперзвука в кристалле $Gd_2(MoO_4)_3$ ^{35, 36}. а) Температурная зависимость положения компонент МБ; б) температурная зависимость ширины компонент МБ.

видно, что затухание мод сильно растет при приближении к точке фазового превращения и особенно сильно эффект увеличения затухания выражен у моды C'_{11} . Для этой моды затухание при температуре 159 °С в 8 раз превышает его величину при 140 °С. В этой работе нет физического обоснования полученных результатов. Это авторы собираются сделать позже. Есть только замечание, что за наблюдаемые аномалии упругих констант ответственно взаимодействие оптических и акустических фононов. В нескольких исследованиях были тщательно экспериментально изучены фазовые превращения в кристаллах ванадатов редких земель, которые представляют собой особенно подходящий объект для исследования ян-теллеровского фазового перехода (см. ³⁷ и цитированную там литературу).

Трудное экспериментальное исследование спектров Мандельштама — Бриллюэна в ванадатах диспрозия ($DyVO_4$) и тербия ($TbVO_4$) было выполнено Сандеркоком и др. ³⁸. Размеры изучаемых кристаллов составили $1 \times 1 \times 4$ мм, а грани кристаллов и их объем содержали дефекты, порождающие большое количество паразитного света. Исследования еще более осложнялись необходимостью работать при низких температурах, включая гелиевые температуры, при которых интенсивность молекулярного рассеяния света ничтожно мала. С другой стороны, интенсивность возбуждающего рассеяния света не должна быть велика, чтобы не нагреть неконтролируемым образом объем, в котором изучается фазовый переход.

*) Здесь и ниже под модами C_{11} , C_{22} , C'_{11} (или в дальнейшем $C_{11} - C_{12}$) подразумевается поляризованное акустическое колебание кристалла, вызываемое звуковой волной, фазовая скорость которой определяется данной упругой константой (данной комбинацией упругих констант).

Успешному преодолению всех этих огромных экспериментальных трудностей работа обязана применению многопроходного интерферометра Фабри — Перо.

Кристаллы $DyVO_4$ и $TbVO_4$ помещались в криостат, где их температура могла изменяться от 4,2 до 300 °К.

Температура фазовых переходов $DyVO_4$ равна 14 °К, а у $TbVO_4$ 34 °К. Выше температуры фазового перехода кристаллы имеют тетрагональную структуру (D_{4h}). Ниже температуры фазового перехода кристаллы характеризуются орторомбической структурой (D_{2h}).

Свет, рассеянный под углом 180° к падающему, направлялся на многопроходный интерферометр Фабри — Перо. Наблюдение рассеянного света под углом 180° выбрано потому, что при таком угле рассеяния уширение компонент МБ за счет конечного угла наблюдения незначительно и можно заметно увеличить апертуру регистрирующей системы по сравнению с апертурой системы, используемой при рассеянии под углом 90°.

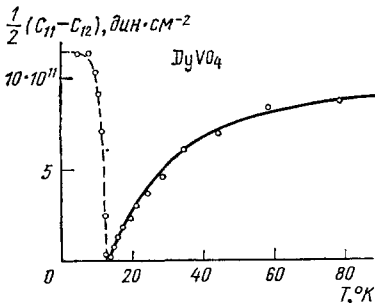


Рис. 15. Характер «размягчения» упругой постоянной $(C_{11} - C_{12})/2$ в области фазового перехода в кристалле $DyVO_4$ ³⁸.

В работе³⁸ скорость звука определялась из смещения компонент МБ по обычным формулам¹ и размягчение определенных мод при фазовом переходе контролировалось по изменению скорости звука.

В кристалле $DyVO_4$ наблюдать размягчение моды $(C_{11} - C_{12}) = 2\rho v_T^2$ (v_T — скорость поперечных волн) вблизи точки фазового перехода с изменением температуры удалось тогда, когда направление распространения составляло 25° с направлением [110] (рис. 15).

При исследовании спектра $TbVO_4$ в области фазового перехода наблюдалось размягчение моды, определяемой упругой константой $C_{66} = \rho v_T^2$, когда направление распространения звуковой волны составляло 12° с направлением [100]. Здесь C_{66} сильно уменьшалась в точке фазового перехода. Оказалось также, что эта константа зависит от частоты звука.

Теоретическое описание и большие подробности эксперимента можно найти в оригинальных работах^{37, 38} и цитированной там литературе.

Здесь существенно подчеркнуть, что в обоих кристаллах «мягкая» мода размягчается настолько, что соответствующие упругие константы могут обращаться в нуль. Этот существенный результат для гиперзвуковых частот был получен из спектров Мандельштама — Бриллюэна благодаря новым приемам спектроскопии высокой разрешающей силы.

Эта техника оказывается очень эффективной и для исследования таких явлений, как фазовый переход изотропная жидкость — жидкий кристалл и фазовые переходы между жидко-кристаллическими структурами. В качестве примера эффективного использования двухпроходного интерферометра Фабри — Перо для изучения спектров рассеянного света в жидком кристалле укажем на работу Першана и сотрудников³⁹.

В этой работе изучались спектры молекулярного рассеяния света в монокристаллическом образце β -метил бутил p -(p -метоксип-бензилиден)амино/цианомат. Жидкий кристалл помещался между стеклянными пластинами, обработанными специальным методом. Расстояние между пластинами 250 мкм. Образец нагревался до температуры 99,6 °С — изотропная фаза. При медленном охлаждении были последовательно получены образцы нематической фазы (99,6—81,0 °С), монокристаллической А-фазы (81,0—59,8 °С) и монокристаллической одноосной В-фазы ($T < 59,8$ °С). Ниже 47,0 °С смектическая:

B-фаза была быстро переохлаждена, чтобы избежать образования поликристалличности.

Рассеянный свет возбуждался светом $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ аргонового лазера с мощностью, не превышающей 200 мвт, чтобы предотвратить нагревание и фотохимическое разрушение образца. Величина волнового вектора $\mathbf{q} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i$ (где \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s — волновые векторы возбуждающего и рассеянного света соответственно) менялась в этом опыте несколько меньше, чем в два раза.

На рис. 16 приведены записи спектра в различных поляризациях и при различных температурах. Из спектров были определены скорости

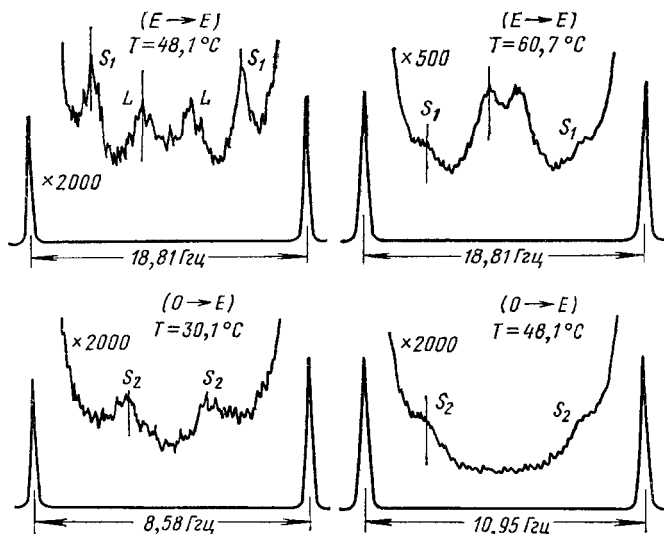


Рис. 16. Спектры Мандельштама — Бриллюэна в смектическом жидком кристалле (β -метил бутил *p*-аминоиноат)³⁹.

Обозначение спектров: $E \rightarrow E$ — падающий и рассеянный свет поляризованы как необыкновенная волна, $O \rightarrow E$ — падающий свет поляризован как обыкновенная, а рассеянный — как необыкновенная волна. S_1 , S_2 — сдвиговые (поперечные) компоненты, L — продольные компоненты.

и поляризации гиперзвуковых волн и измерены термодинамические величины, которые описывают связь между плотностью и размещением слоев в смектической кристаллах с $C_{11} - C_{13} \neq 0$. В смектической *B*-фазе было четко установлено, что $C_{44} \neq 0$.

- б) Исследование спектров рассеянного света в непрозрачных кристаллах и металлах.
Рассеяние света на акустических магнонах

Если спектры комбинационного рассеяния света в непрозрачных средах и порошках еще изучали и в последнее время с применением высококонтрастных двойных и тройных спектрометров, то спектр МБ в таких же условиях исследоваться не мог.

Теперь с появлением многопроходных интерферометров Фабри — Перо такие исследования оказались возможными, что уже указывалось выше и впервые было выполнено в¹¹. Развитие таких исследований принадлежит так же Сандеркоу¹⁹, который изучил спектр МБ в непрозрачных кристаллах кремния (Si) и германия (Ge). В этих веществах коэффициент поглощения заключен в пределах между 10^4 и $6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для длин волн света 6328 и 4880 \AA соответственно. В работе¹⁹ рассмотрен вопрос

о том, как скажется поглощение возбуждающего и рассеянного света на ширине компонент МБ. В работе Вехнера⁴⁰ этот вопрос был рассмотрен в общей форме и оказалось, что

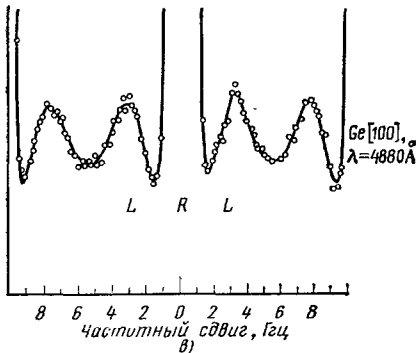
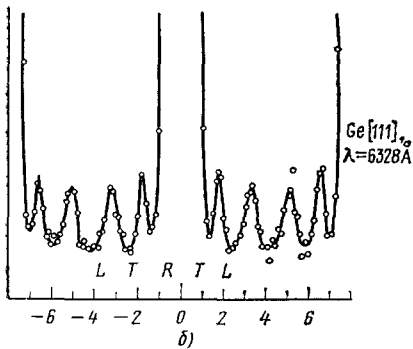
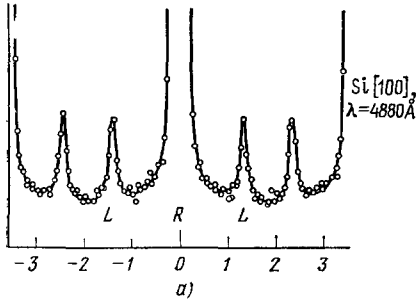


Рис. 17. Спектры Манделъштама — Бриллюэна непрозрачных кристаллов, полученные с углом рассеяния $\theta = 180^\circ$.

а) Кристаллы кремния, направление гиперзвука вдоль [100], $\lambda = 4880 \text{ \AA}$; б) кристалл германия, направление гиперзвука вдоль [111], $\lambda = 6328 \text{ \AA}$; в) кристалл германия, направление гиперзвука вдоль [100], $\lambda = 4880 \text{ \AA}$. L — продольные, T — поперечные компоненты. Необозначенные компоненты относятся к соседним порядкам спектра.

таты автору удалось получить путем травления поверхностей. Однако и в этом случае паразитный свет был так силен, что разогревал фотокатод фотоумножителя. Поэтому частота сканирования была понижена до 10 в минуту.

возбуждающего и рассеянного света на ширине компоненты Манделъштама — Бриллюэна практически будет полностью зависеть от поглощения света, а не от поглощения звука, как в случае рассеяния света в прозрачных диэлектриках.

Из выводов⁴⁰ следует, что полуширина компоненты МБ будет равна

$$\bar{\Gamma}_g = \Gamma_g + vq \frac{n_2}{n_1}, \quad n = n_1 + in_2, \quad (37)$$

где Γ_g — полуширина компоненты МБ в отсутствие поглощения света, $q = 2n_1 k_0 \sin(\theta/2)$, n_2 и n_1 — мнимые и действительные части коэффициента преломления соответственно.

Из формулы (37) следует, что ширина компонент МБ практически полностью определяется вторым слагаемым и, следовательно, поглощением света. Действительно, при комнатной температуре второй член в (37) почти на три порядка превосходит первый, а при более низких температурах роль второго слагаемого еще больше возрастает. Таким образом, по спектру рассеяния в непрозрачном кристалле можно определить такую важную постоянную, как n_2 или, другими словами, коэффициент поглощения света.

В эксперименте¹⁹ использовался свет линии $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ мощностью 20 мвт и $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ мощностью 200 мвт. Рассеянный свет проходил через интерферометр Фабри — Перо с контрастом более 10^9 и принимался на фотоумножитель, темновой ток которого составлял только 1/2 импульса в секунду. Измерения проводились для поверхностей кристаллов кремния и германия, ориентированных в кристаллографических направлениях [100] и [111]. Поверхности должны были быть очень хорошего оптического качества. В то время как коммерческие образцы кремния имели поверхности отличного качества, у германия поверхности были неудовлетворительные. Лучшие резуль-

Возбуждающий рассеяние свет несколько нагревал исследуемый образец, однако по оценке автора работы¹⁹ это нагревание не превосходило 30°.

На рис. 17 приведены типичные записи спектров. На спектрах можно отчетливо видеть влияние поглощения света. Так, на рис. 17, а для случая, когда коэффициент поглощения света равен 10^4 см^{-1} , отношение ширины компоненты МБ к ее смещению составляет только приблизительно 3%. На рис. 17, б, где одновременно наблюдаются продольные и поперечные компоненты, видно, что продольные компоненты шире поперечных, как и следовало ожидать из (37) для $v_L > v_T$.

На рис. 17, в приведена запись спектра, когда коэффициент поглощения света составляет $6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и отношение ширины компоненты МБ к смещению равно приблизительно 100%. Обработка спектров (рис. 17) с учетом аппаратной функции позволила найти величины n_1 и n_2 . При расчете n_1 скорость звука принималась равной известному ультразвуковому значению. Результаты измерений величин n_1 и n_2 приведены в табл. I.

Таблица I

$\lambda, \text{ \AA}$	Направление и мода	n_1		n_2	
		Работа 19	Другие работы	Работа 19	Другие работы
Кремний					
6328	[100] L	3,89	3,92 ^а		
	[100] T	3,92			
4880	[100] L	4,38	4,36 ^б	0,06	0,051 ^б
	[111] L	4,35		0,07	
Германий					
6328	[100] L	5,56	5,53 ^в , 5,43 ^г	0,67	0,69 ^в , 0,82 ^г , 0,85 ^д
	[111] L	5,61		0,70	
4880	[111] T	5,55	4,55 ^в , 4,31 ^г	0,65	2,56 ^в , 2,30 ^г , 1,55 ^в
	[100] L	5,76		2,38	

а, б, в, г, д обозначают соответственно работы 41, 42, 43, 44, 45а.

В недавней работе Дила и Броуди^{45б} был получен спектр Мандельштама — Бриллюэна в жидких металлах ртути и галлия.

В отличие от диэлектриков и полупроводников, о которых речь шла выше, в металлах термодинамические флуктуации плотности модулируют не только диэлектрическую проницаемость, но и электропроводность. Это вызвано тем, что при продольных смещениях ионов происходит возмущение состояний как связанных, так и свободных электронов. Причем зарядовая нейтральность в жидких металлах при продольных колебаниях ионов поддерживается за счет электромагнитной связи между ионами и свободными электронами вплоть до частот плазменных колебаний. Поскольку в металлах оптические постоянные определяются главным образом электропроводностью, то флуктуации плотности ионов проявляются таким образом, что МБ-рассеяние в металле в основном определяется свободными электронами.

Для получения спектров МБ Дил и Броуди применили пятипроходный ПИФП с контрастом более 10^{12} , остротой полос 80 и пропусканием 20% на длине волны 5145 Å.

По положению компонент МБ определены скорости гиперзвука (частота $3 \cdot 10^9 \text{ гц}$), которые оказались равными $v_{\text{Hg}} = (1,75 \pm 0,15) \times 10^5 \text{ см/сек}$ и $v_{\text{Ga}} = (1,90 \pm 0,30) \cdot 10^5 \text{ см/сек}$.

Хороший пример применения техники многопроходного интерферометра Фабри — Перо к исследованию тепловых магнитоупругих волн по

спектру Мандельштама — Бриллюэна дан в исследованиях Сандеркока и Веттлинга ⁴⁶ и Сандеркока ⁴⁷.

В ферромагнитных и антиферромагнитных кристаллах, обладающих магнитной упорядоченностью, существует сильная связь между ориентацией спинов отдельных атомов.

Такое ориентационное взаимодействие приводит к существованию в этих веществах спиновых волн или магнонов ⁴⁸.

Частота спиновых волн выражается соотношением

$$\omega_{sp} = Dq + \gamma H, \quad (38)$$

где D , q , γ и H — параметр обмена, волновой вектор магнона, гиромагнитное отношение и магнитное поле в образце.

Частота акустических тепловых волн выражается известным простым соотношением

$$\Omega = vq, \quad (39)$$

где v — скорость звука.

Спиновые волны и акустические (упругие тепловые волны) связаны между собой благодаря явлению магнитострикции. В результате такой связи возникает магнитоупругая волна, которая модулирует рассеянный свет, и поэтому в спектре рассеянного света наряду с компонентами, обусловленными чисто упругими продольными и поперечными волнами, должны также существовать компоненты, обусловленные магнитоупругими волнами; или, как их еще называют, акустическими магнонами. До последнего времени такой компоненты в спектре теплового рассеяния Мандельштама — Бриллюэна антиферромагнетиков не наблюдали. Наблюдалась лишь дифракция света на искусственно созданной магнитоупругой волне ^{49, 50}.

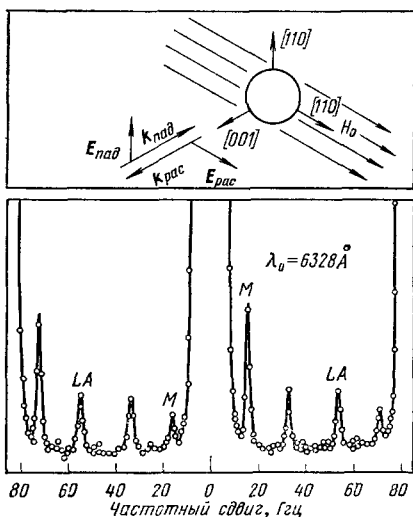


Рис. 18. Спектры Мандельштама — Бриллюэна и рассеяния света на магнонах в железиттриевом гранате ($Y_3Fe_5O_{12}$) ⁴⁶.

L — продольные компоненты МБ, M — магнонные компоненты. Необозначенные компоненты относятся к соседним порядкам спектра. Вверху показана геометрия эксперимента, при которой получен данный спектр.

непрозрачен на этих длинах волн, пришлось ограничиться мощностями излучения лазеров в 10—20 мвт, а рассеянный свет наблюдался в обратном направлении (угол рассеяния $\theta = 180^\circ$) при комнатной температуре образца. Образец кристалла $Y_3Fe_5O_{12}$ был изготовлен в форме сферы.

На рис. 18 приведен спектр рассеянного света. Здесь же указаны направления волновых векторов распространения и поляризации падающего и рассеянного света и направление внешнего магнитного поля. Расчет показывает, что положение максимума магнонной компоненты в спек-

В первый раз наблюдать линию в спектре теплового рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, обусловленную тепловой магнитоупругой волной в железиттриевом гранате ($Y_3Fe_5O_{12}$) удалось в уже упомянутой работе Сандеркока и Веттлинга ⁴⁶. В работе использовался пятипроходный интерферометр Фабри — Перо. Рассеянный свет возбуждался излучением He — Ne-и Ar^+ -лазеров с длинами волн $\lambda = 6328$, 5145 и 4880 Å. Поскольку кристалл был

тре рассеянного света для случая, когда волновой вектор q перпендикулярен направлению внешнего магнитного поля, определяется выражением^{46, 47, 51}

$$\omega_{sp}^2 = \gamma^2 \left(H_0 + H_{ан} - \frac{4}{3} \pi M_0 + Dq \right) \left(H_0 + H_{ан} - \frac{4}{3} \pi M_0 + Dq^2 + 4\pi M_0 \right), \quad (40)$$

где $H_{ан}$ — поле анизотропии, $(4/3) \pi M_0$ — поле размагничивания, M_0 — намагниченность при насыщении. При расчете ω_{sp} по конкретным величинам, использованным в⁴⁶, положение магной компоненты хорошо согласовалось с данными опыта.

В другой работе⁴⁷ исследовался кристалл SrBr_3 в широком интервале температур, включая температуру нижней точки Кюри $T_c = 32,5$ °К. Кристалл вырезался в форме пластинки, для возбуждения рассеянного света использовался свет линии $\lambda = 4880$ Å, для которой кристалл практически прозрачен. Угол рассеяния θ составлял 180 и 20°. В качестве спектрального аппарата использовался пятипроходный интерферометр Фабри — Перо. На спектре рис. 19 показаны стоксовы и антистоксовы магные компоненты, а также продольные акустические компоненты Мандельштама — Бриллюэна.

В этой работе изучено не только положение магных компонент, их интенсивность и их температурная кинетика, но и время жизни магнов. Для этой последней задачи после пятипроходного интерферометра с областью дисперсии 76 Гц располагался сферический интерферометр с областью дисперсии 325 Мгц. Ширина аппаратной функции установки равнялась ~ 10 Мгц, а ее контраст достигал величины $\sim 10^{12}$.

С такими рекордными характеристиками спектрального аппарата ширина магной линии была измерена в интервале температур от гелиевых до ~ 30 °К и оказалась лежащей в пределах от ~ 40 до 150 Мгц.

Подробная теория явления, включая вопросы интенсивности, развита Веттлингом и др.⁵¹

в) Некоторые особые случаи

Большой контраст пятипроходного интерферометра позволил Сандеркоку⁵² исследовать спектр Мандельштама — Бриллюэна в тонких пленках коллодия и Mn_2PS_4 при рассеянии света назад.

В случае тонких пленок спектр света молекулярного рассеяния приобретает интересные особенности. При толщине пленок d порядка длины световой волны компоненты МБ света, рассеянного под углом 180°, уширяются, приобретая форму вида $(\sin^2 x)/x^2$ с полушириной $\delta\Omega = \Omega_0 \lambda / 2nd$, где $x = (\Omega_0 - \Omega) d / 2v$, Ω_0 — частота максимума компоненты МБ в случае массивного материала, λ — длина волны возбуждающего света⁵². Интенсивность рассеянного света будет модулироваться частотами фононов $\Omega_s = p\lambda v / d$, где p — целое число, а v — скорость звука в материале пленки. В зависимости от коэффициента поглощения гиперзвука

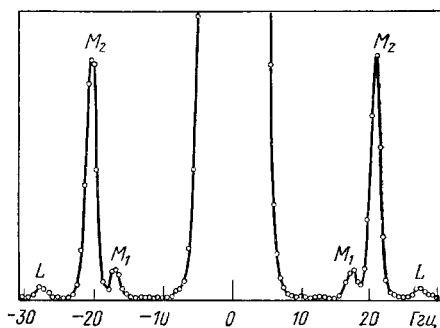


Рис. 19. Спектры Мандельштама — Бриллюэна и рассеяния света на магнонах в кристалле SrBr_3 ⁴⁷. L — продольные компоненты МБ, M_1 и M_2 — магные компоненты.

и толщины пленки эта модуляция будет более или менее глубокой. На рис. 20 показаны результаты экспериментального наблюдения. Учитывая, что пленка может быть весьма тонкой ($d < 10^{-5}$ см), полуширина $\delta\Omega$ может стать больше Ω_0 , и таким путем может быть расширен спектр изучаемых фононов до частот, больших 100 Гц. В работе ⁵² обсуждаются

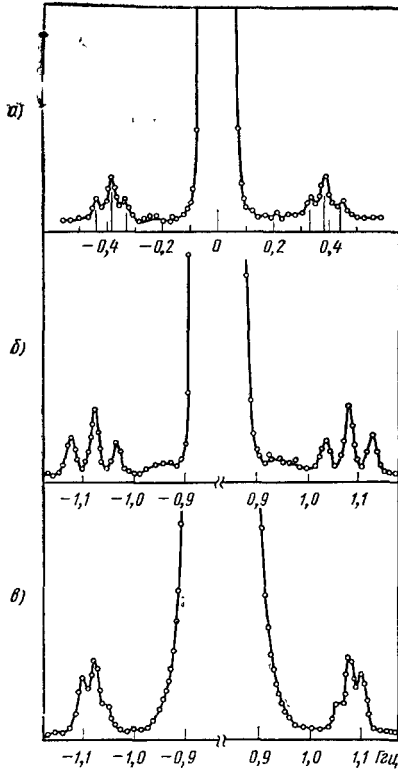


Рис. 20. Спектры 180° -ного рассеяния света в тонких пленках ⁵².

а) Секстет продольных компонент МБ в коллоиды. б) секстет продольных компонент МБ в Mn_2PS_4 (толщина пленки 1,1 мкм); в) секстет продольных компонент МБ в Mn_2PS_4 (толщина пленки 2,0 мкм).

поликристаллическом образце включения и поры не концентрируются на границах монокристаллов.

Многопроходные интерферометры Фабри — Перо, как это ясно из приведенных примеров, дают возможность исследовать такие объекты и в таких условиях, которые не доступны исследованию однопроходными интерферометрами.

С большим успехом многопроходные интерферометры применяются также для существенного уточнения упругих, упругооптических постоянных и коэффициентов затухания гиперзвука.

Примерами таких успешных исследований могут служить работы Гримсдича и Рамдаса ⁵⁴ и Пелоуса и Вагер ⁵⁵. В первой из этих работ применялся трехпроходный интерферометр для получения спектра Мандельштама — Бриллюэна в природных кристаллах алмаза. По этим спектрам получены упругие и упругооптические постоянные, помещенные в табл. II, и уточнены величины этих постоянных, полученных в прежних работах ^{56, 57}.

также возможности использования тонких пленок для создания фононного спектрометра.

С помощью трехпроходного интерферометра Фабри — Перо с контрастом $\sim 10^6$ в работе ⁵³ были выполнены исследования спектра Мандельштама — Бриллюэна в поликристаллических образцах — «Иртрране-3», образованных из монокристаллов CaF_2 размерами ~ 150 мкм и спрессованных при высокой температуре в вакууме.

Для возбуждения рассеянного света в «Иртрране-3» применялся Ag^+ -лазер с длиной волны $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ и мощностью излучения от 0,5 до 1,5 вт. Даже при наблюдении рассеянного света под углом 90° паразитный свет, возникающий из-за включений и пор образца, был так велик, что исключал возможность записи спектров Мандельштама — Бриллюэна с однопроходным интерферометром Фабри — Перо. Исследуемый объем рассеяния составлял 50 мкм в длину и 20—28 мкм в диаметре, что позволяло наблюдать рассеяние из отдельных монокристаллов образца и по виду спектра МБ определять взаимную ориентацию отдельных монокристаллов. Оказалось, что не происходит катастрофического возрастания интенсивности паразитного света, когда в объем рассеяния попадают границы монокристаллов. Это означает, что в изученном

Таблица II

Упругие и фотоупругие постоянные алмаза

Упругие константы $\times 10^{-12}$, дин/см ² *):			Фотоупругие константы:		
C_{11}	C_{12}	C_{44}	P_{11}	P_{12}	P_{14}
10,76 \pm 0,002	1,25 \pm 0,02	5,77 \pm 0,01	-0,249	0,043	-0,172

*) При расчете упругих постоянных принималась плотность $\rho=3,512$ г/см³, а показатель преломления для длины волны λ определялся из соотношения ⁵⁵

$$n^2 - 1 = \frac{\epsilon_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{\epsilon_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

где $\epsilon_1=0,3306$, $\epsilon_2=4,3356$, $\lambda_1=0,175$ мкм, $\lambda_2=0,106$ мкм.

В работе Пелюса и Вагера ⁵⁵ применен тандем из двухпроходного плоского и однопроходного сферического интерферометров Фабри — Перо. Схема их установки показана на рис. 21. На такой установке исследована скорость и поглощение гиперзвука в плавленом кварце в интервале

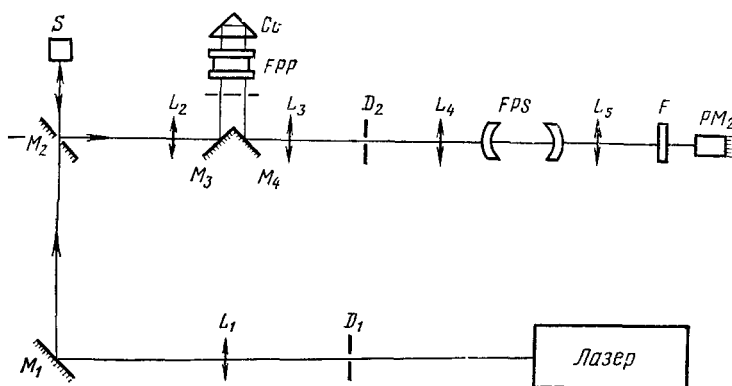


Рис. 21. Схема экспериментальной установки для исследования положения и ширины компонент МБ в плавленом кварце ⁵⁵.

L_1 — фокусирующая линза, M_1 — поворотное зеркало, M_2 — поворотное зеркало с отверстием, S — исследуемый образец, L_2 — коллимирующая линза, M_3 и M_4 — поворотные зеркала, FPP и Cc — двухпроходный интерферометр Фабри — Перо с трипль-призмой, L_3 — фокусирующая линза (камера), D_2 — промежуточная диафрагма, L_4 — коллиimator, FPS — сферический интерферометр Фабри — Перо, L_5 — фокусирующая линза (камера), F — фильтр, PM_2 — приемник излучения (ФЭУ).

температур от гелиевых до комнатных. Установлен максимум поглощения в области 80 °К и частотная зависимость коэффициента поглощения по обе стороны от максимума.

9. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СПЕКТРОВ РАССЕЯННОГО СВЕТА С ПРИМЕНЕНИЕМ ИОДНОГО СВЕТОФИЛЬТРА

Первое практическое использование иодного светофильтра выполнено Пятиколасом, Хоблетом и др. ⁵⁹ для изучения спектров комбинационного рассеяния в монокристалле полиэтилена и Девлиным, Девисом и др. ⁷ для изучения спектров комбинационного рассеяния в кристалле молибдата гадолиния $Gd_2(MoO_4)_3$ и спектра рассеяния Мандельштама — Бриллюэна в монокристалле окиси магния MgO .

На рис. 22 приведены спектры МБ в кристалле MgO. Верхний рисунок относится к спектру, записанному без I₂-фильтра, нижний — с I₂-фильтром. Без I₂-фильтра паразитный свет на несмещенной частоте полностью маскировал компоненты МБ.

I₂-фильтр в 500 раз ослаблял паразитный свет и позволял наблюдать четкие компоненты МБ.

С помощью I₂-фильтра в работе ⁶⁰ были получены спектры МБ в холестерическом жидком кристалле, представляющем собой смесь трех холестерических кристаллов, и изучено изменение акустических свойств этого кристалла при фазовом переходе из жидкого в жидко-кристаллическое состояние.

Для исследований был изготовлен образец с достаточно большими доменами: размеры доменов примерно в 1000 раз превышали длину волны гиперзвука. Образец был изготовлен в виде тонкого слоя, расположенного между двумя стеклянными пластинками, смазанными лецитином для монодоменизации образца. Толщина пленки составляла 250 мкм.

Интенсивность паразитного света на семь порядков превышала интенсивность компонент МБ. В этой работе зарегистрировать компоненты МБ с интерферометром Фабри — Перо, имевшем собственный контраст $\sim 10^3$, удалось только с применением I₂-фильтра. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 23; полученный на ней спектр представлен на рис. 24. Из спектра видно, что интенсивность стоксовой компоненты МБ искажена одной из линий поглощения йода, а антистоксовая компонента практически не искажена и использована авторами ⁶⁰ для измерения акустических параметров жидкого кристалла.

Иодный светофильтр с успехом был применен для изучения спектров МБ рассеяния света в оптически несовершенных кристаллах твердых растворов ZrO₂ — Y₂O₃ ⁶¹. Исследования проводились в кристаллах, содержащих Y₂O₃ от 10 до 20 мольных % на установке, рассмотренной

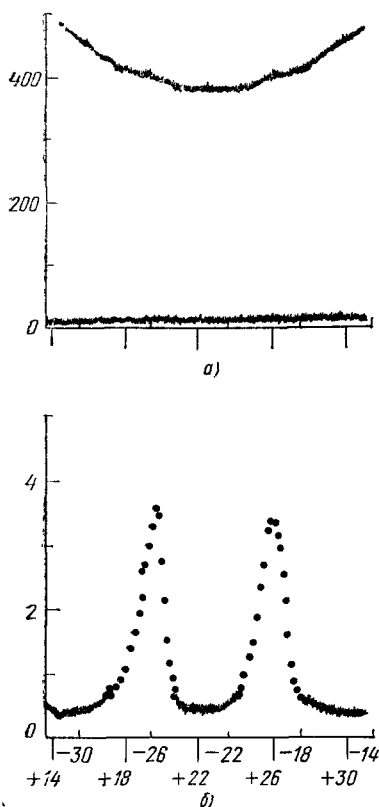


Рис. 22. Спектры Манделштама—Бриллюэна в кристалле MgO ⁷.

а) Без использования иодного светофильтра; б) с использованием иодного светофильтра. На спектре рис. б) видны продольные компоненты МБ, левая — стоксова компонента, правая — антистоксова.

в п. 7 настоящей статьи. Исследуемые образцы монокристаллов вырезались в форме параллелепипедов, три взаимно перпендикулярные ребра которых были ориентированы вдоль осей 2-го и 4-го порядков. Длина ребер составляла 3—8 мм. Типичные спектры рассеянного света в кристалле, содержащем большое количество объемных дефектов, приведены на рис. 25.

Анализ спектров показал, что в кристаллах ZrO₃ — Y₂O₃ имеются такие направления возбуждающего и рассеянного света, для которых продольные акустические фононы практически не дают вклада в VV-спектры рассеянного света. Эта особенность ранее наблюдалась в кристаллах сапфира ⁶², ниобата лития ^{63, 64}, твердых растворах HfO₂ — Y₂O₃ ⁶⁵,

а последнее время и в кристалле алмаза⁵⁴ и связана с тем, что создаваемые продольной (квазипродольной) звуковой волной деформации чистого

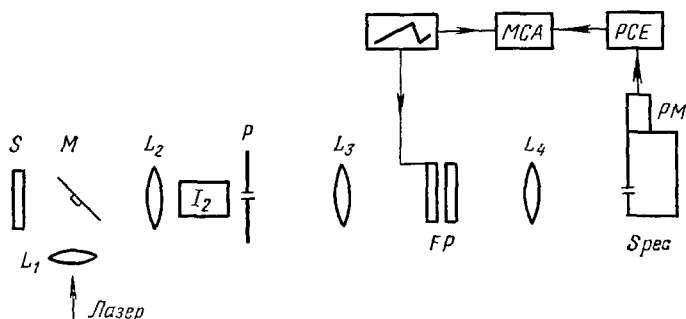


Рис. 23. Схема установки для наблюдения спектров МБ в жидких кристаллах⁶⁰. L_1 — фокусирующая линза, M — микрозеркало, S — исследуемый образец, L_2 — промежуточная линза, за которой расположена ячейка с парами иода, P — диафрагма, L_3 — коллиматор, FP — интерферометр Фабри — Перо, сканируемый пьезоэлектрически, L_4 — камера, $Spec$ — монохроматор, на выходе из которого установлен приемник излучения (РМ), сигнал с которого поступает на многоканальный анализатор. Анализатор запускается так же, как и интерферометр, от внешнего генератора.

сдвига и всестороннего сжатия взаимно компенсируют возникающие при распространении звука изменения диэлектрической проницаемости⁶².

Из спектров МБ кристаллов $ZrO_2 - Y_2O_3$ были найдены упругие и относительные фотоупругие константы. Оказалось, что эти твердые растворы обладают очень сильной анизотропией скорости звука.

В табл. III представлены некоторые параметры кристаллов $ZrO_2 - Y_2O_3$ ⁶¹.

Интенсивность компонент МБ линейно падает с уменьшением температуры кристалла и в области гелиевых температур она может стать на несколько порядков слабее несмещенной компоненты, интенсивность которой определяется дефектами кристалла и не зависит от температуры. В этом случае компоненты МБ могут просто потонуть в «хвосте» несмещенной компоненты, определяемом аппаратной функцией спектрального прибора. Для ослабления интенсивности несмещенной компоненты здесь также эффективен иодный светофильтр.

В работе⁶⁸ были проведены исследования МБ рассеяния света в расплавленном кварце и стеклах в области температур 1,7—300 °К и экспериментально оценены величины затухания фононов в исследуемой температурной области. Для ослабления паразитного света, мешавшего наблюдению компонент МБ при низких температурах, применялся I_2 -фильтр. Дополнительная линия поглощения иода значительно ослабляла стоксову

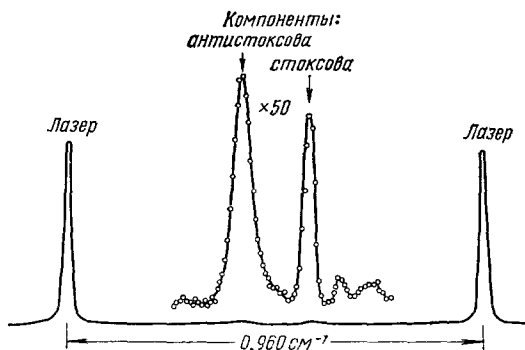


Рис. 24. Спектр Мандельштама — Бриллюэна холестерического жидкого кристалла (34% холестерического нонаноата, 34% холестерического олеинового карбоната и 32% холестерического хлорида) при температуре 20 °С⁶⁰. Стоксова компонента и фон искажены дополнительными линиями поглощения иода.

продольную (L) компоненту МБ, а остальные компоненты МБ (продольные и поперечные) отчетливо наблюдались в спектре рассеянного света вплоть

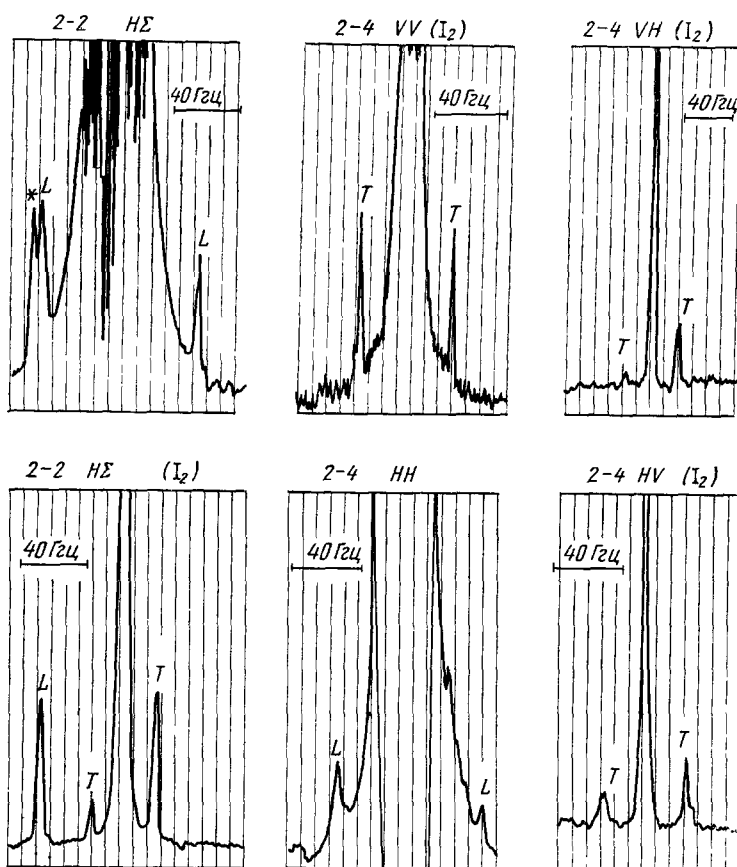


Рис. 25. Спектр Манделъштата — Бриллюэна в кубическом кристалле твердого раствора $ZrO_2 - Y_2O_3$ ⁶¹ (90% мольных ZrO_2 , 10% мольных Y_2O_3).

Обозначения на спектре следующие: первая цифра характеризует направление распространения в кристалле падающего света, вторая — рассеянного света. 2 — ось второго порядка, 4 — ось четвертого порядка. Поляризация падающего и рассеянного света указана буквами V, H, Σ . Первая буква по порядку указывает направление поляризации падающего света, вторая — рассеянного. V означает направление, перпендикулярное плоскости рассеяния, H — параллельное, Σ — отсутствие поляризатора в рассеянном свете. I_2 указывает на использование I_2 -фильтра для ослабления паразитного рассеянного света.

до температур жидкого азота. При 1,7 °К наблюдались только L -компоненты. Данные измерений собраны в табл. IV.

Таблица III

Содержание Y_2O_3 , мол. %	ρ , г/см ³	Упругая анизотропия, $\frac{C_{11} - C_{12}}{2C_{44}}$	n	Фотоупругие константы:			Фотоупругая анизотропия, $\frac{P_{11} - P_{12}}{2P_{44}}$
				P_{11}	P_{12}	P_{44} *)	
10	5,95	2,40	2,193	—	—	—	1,80
12	5,89	2,56	2,183	-0,285	0,115	0,100	2,0
16,5	5,81	2,35	2,177	—	—	—	2;63
20	5,76	2,00	2,174	-0,470	0,101	0,100	2,85

*) Величина константы P_{44} условно принята за 0,100.

Таблица IV

Образец	Компо- нента	Частота, Гц	n	Скорость звука, км/сек	Коэффициент затухания, см ⁻¹
Плавленый кварц	L	23,5	1,462	5,85±0,10	> 2,0·10 ³
	T	14,8		3,68±0,10	> 3,2·10 ³
Боросиликатное стекло *)	L	22,5	1,478	5,53±0,07	> 2,4·10 ³
	T	14,0		3,45±0,05	> 3,8·10 ³

*) Состав стекла: SiO₂ ~ 80,5 %, В₂O₃ ~ 12,9 %, Na₂O ~ 3,8 %, Al₂O₃ ~ 2,2 %, К₂O ~ 0,4 % и Li₂O ~ 0,2 %.

В работе рассчитываются длины свободного пробега фононов из коэффициента затухания звука и сопоставляются с длинами свободного пробега фононов, рассчитанных из коэффициента теплопроводности.

Иодный светофильтр как спектрометр. Алексеев и Андреева⁶⁷ предложили использовать поглощающую ячейку, например подную, для исследования узких участков спектра рассеянного света. Их идея заключается в следующем: в ячейке с газом насыщается поглощение интенсивным когерентным излучением с частотой ω_1 (нелинейное поглощение) и на сравнительно широком доплеровском фоне поглощения $\Delta\omega_D$ возникает узкий пик пропускания, ширина которого порядка однородной ширины линии поглощения $\delta\omega$. На такую ячейку направляют рассеянный свет, который возбуждается излучением с частотой ω_0 . При этом должно выполняться условие $|\omega_0 - \omega_1| \leq \Delta\omega_D$. Для области частот рассеянного света $|\omega - \omega_1| \leq \delta\omega$ светофильтр более прозрачен, чем для других частот света. Поэтому, меняя ω_1 , можно записать распределение интенсивности суммарного контура (свертка линии поглощения иола и компонент МБ), из которого можно выделить распределение интенсивности в спектре рассеянного света. Это интересное предложение пока не реализовано экспериментально.

В работе⁶⁸ было предложено и осуществлено использование иодного светофильтра, работающего в режиме линейного поглощения, в качестве спектрометра высокого разрешения для исследования узких интервалов спектра (соизмеримых с шириной линии поглощения иола) вблизи $\lambda = 5145 \text{ \AA}$.

Эффективность такого спектрометра была продемонстрирована при исследовании положения и ширины компонент Манделъштама — Бриллюэна (МБ) в четырех органических жидкостях⁶⁸. Эта установка не требует применения интерферометра как спектрального аппарата. Принцип рабо-

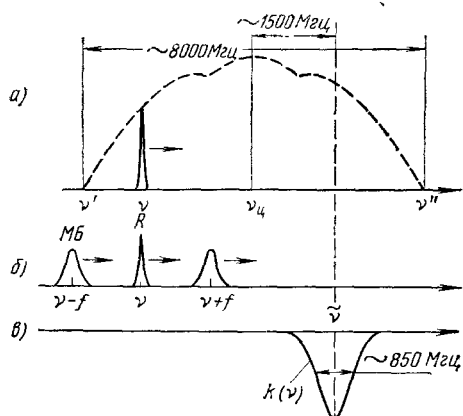


Рис. 26. Схема, поясняющая использование I₂-фильтра в качестве спектрометра. а) Зависимость выходной мощности Ar⁺-лазера в зависимости от частоты аксиальной моды для линии 5145 Å (видны слабо выраженные магнитные лямбовские провалы); б) спектр рассеянного света, возбуждаемый лазером с частотой ν (указаны стоксова и антистоксова компоненты МБ и рэлеевская компонента); в) положение контура линии поглощения I₂-фильтра относительно линии генерации Ar⁺-лазера ($\tilde{\nu}$ — центр линии поглощения иола).

ты такого спектрометра основан на том, что полоса поглощения паров иода в области $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ узка и лежит внутри полосы усиления линии 5145 \AA вынужденного излучения Ag^+ -лазера (рис. 26). Путем введения эталона Фабри — Перо внутрь оптического резонатора лазера можно выделить одну продольную моду, спектрально чрезвычайно узкую. Меняя температуру эталона и тем самым меняя его оптическую длину, можно переходить от одной моды к другой скачками, размер которых определяется размерами оптического резонатора лазера ($\Delta\nu = 1/2L \text{ см}^{-1}$, где L — длина оптического резонатора). Меняя, таким образом, частоту излучения лазера и пропуская его через иодную ячейку, можно просканировать полосу поглощения иода ступеньками, равными $\Delta\nu$. Такое одночастотное излучение так узко, что его можно считать дельта-функцией и поэтому полученный контур можно считать истинным.

Если теперь, меняя температуру эталона, переходить от моды к моде и освещать этим светом рассеивающий объем (например, жидкость), а рассеянный свет направлять через иодную ячейку на фотоумножитель, то результирующая кривая будет сверткой контура полосы поглощения иода I_2 и участка спектра, соответствующего, например, антистоксовой компоненте МБ (см. рис. 26). В этом случае для применения иодного спектрометра угол рассеяния выбирают таким, чтобы интервал частот между несмещенной и МБ компонентами был уже интервала частот между линией поглощения иода и краем полосы генерации Ag^+ -лазера, т. е. $f < \tilde{\nu} - \nu'$.

Поскольку форма полосы поглощения I_2 известна из эксперимента со сканированием полосы поглощения иода, для нахождения положения максимума компонент МБ и ее полуширины δ необходимо знать связь распределения интенсивности по частотам в компоненте МБ с этими величинами. Такая связь известна¹.

В работе⁶⁸, где были определены f и δ , использовался Ag^+ -лазер фирмы Когерент Радиейшен с $L = 1,15 \text{ м}$ и $\Delta\nu = 0,13 \text{ Гц}$. Эталон, осуществляющий монохроматизацию излучения Ag^+ -лазера, имел толщину 1 см , и его температура контролировалась с точностью до $\pm 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$. Ширина полосы генерации в области 5145 \AA была равна приблизительно 8 Гц , а ширина линии поглощения иода $0,85 \text{ Гц}$. Ширина одномодового излучения лазера была $0,04 \text{ Гц}$.

В результате из свертки были получены данные для положения максимума f и ширины компонент МБ. Для четыреххлористого углерода при угле рассеяния $\theta = 63^\circ 52'$ $f = 3,088$, $\delta = 0,580$; в бензоле при $\theta = 64^\circ 39'$ $f = 4,413$, $\delta = 0,34$; в этиловом спирте при $\theta = 61^\circ 50'$ $f = 3,100$, $\delta = 0,780$. Значения f и δ приведены в гигагерцах.

Отметим в заключение, что сочетание иодной ячейки с многопроходным интерферометром Фабри — Перо еще не применялось, но совершенно очевидно, что такое сочетание может дать очень хорошие результаты при изучении узких спектральных интервалов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., «Наука», 1965.
2. Д. И. Маш, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ 47, 783 (1964).
3. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, Е. В. Тиганов, Письма ЖЭТФ 5, 317 (1967).
I. L. Fabelinsky, V. S. Starunov, J. de Phys. 33, C1-215 (1972).
4. H. Z. Cummins, N. Knaube, Y. Yeh, Phys. Rev. Lett. 12, 150 (1964).

5. Г. С. Ландсберг, И. Л. Мандельштам, Избранные труды, М., «Наука», 1968, стр. 103.
6. H. Z. Cummins, in: Proc. of 2nd Intern. Conference on Light Scattering in Solids, Ed. M. Balkanski, Paris, Flammarion, 1971, p. 3.
7. G. E. Devlin, J. L. Davis, L. Chase, S. Geschwind, Appl. Phys. Lett. **19**, 138 (1971).
8. W. V. Houston, Phys. Rev. **29**, 478 (1927).
9. K. W. Meissner, JOSA **31**, 405 (1941).
10. C. Dufour, Ann. de Phys. **6**, 5 (1951).
11. J. R. Sandercock, Optics Comm. **2**, 73 (1970).
12. J. R. Sandercock, а) цит. в ⁶ сборник, р. 9; б) RCA Rev. **36**, 89 (1975).
13. П. Жакино, УФН **78**, 123 (1962).
14. P. Connes, Rev. Opt. **35**, 37 (1956); J. Phys. et Radium **19**, 262 (1958).
15. M. Hercher, Appl. Opt. **7**, 951, 1336 (1968).
16. А. Фокс, Т. Ли, в кн. Лазеры, М., ИЛ, 1963, стр. 325.
17. E. Gercke, A. E. Lau, Zs. techn. Phys. **8**, 157 (1927).
18. P. Hariharan, A. D. Sen, JOSA **51**, 398 (1961).
19. J. R. Sandercock, Phys. Rev. Lett. **28**, 237 (1972).
20. D. S. Cannell, J. H. Lunacek, S. B. Dubin, Rev. Sci. Instrum. **44**, 1651 (1973).
- 20a. D. Beysens, Rev. de Phys. Appl. **8**, 175 (1973).
21. D. S. Cannell, G. B. Benedek, Phys. Rev. Lett. **25**, 1157 (1970).
22. J. H. R. Clarke, M. A. Norman, F. L. Borsay, J. Phys. **E8**, 144 (1975).
23. J. V. Ramsay, Optics Technology **1**, 27 (1968).
24. K. Mütze, L. Foitzik, W. Krug, G. Schreiber, Brockhaus ABC der Optik, Lpz., 1961, S. 902.
25. R. E. Schoen, D. A. Jackson, J. Phys. **E5**, 519 (1972).
26. W. L. Peticolas, G. W. Hibler, J. L. Lippert, A. Perterlin, H. Olf, Appl. Phys. Lett. **18**, 87 (1971).
27. S. Esekiel, R. Weiss, Phys. Rev. Lett. **20**, 91 (1968).
28. J. P. Hohimer, R. C. Kelly, F. K. Tittel, Appl. Opt. **11**, 626 (1972).
29. T. J. Ryan, D. G. Youmans, L. A. Hackel, S. Esekiel, Appl. Phys. Lett. **21**, 320 (1972).
30. Ю. В. Троицкий, Одночастотная генерация в газовых лазерах, Новосибирск, «Наука», СО, 1975.
31. I. L. Chisty, V. F. Kitaeva, N. N. Sobolev, IEEE J. Quantum Electron. QE-10, **38** (1974).
32. И. Л. Чистый, В. Ф. Китаева, В. В. Осико, Н. Н. Соболев, Б. И. Стариков, М. И. Тимошечкин, ФТТ **17**, 1434 (1975).
33. Н. А. Афонников, А. П. Болтаев, В. Ф. Китаева, А. Е. Новик, В. П. Сасоров, И. Л. Чистый, ЖПС **11**, 886 (1969).
34. В. Ф. Китаева, Н. Н. Соболев, И. П. Сизов, Ю. В. Троицкий, И. Л. Чистый, в кн. Квантовая электроника, вып. 6, М., «Сов., радио», 1971, стр. 91.
35. Shin-Ichi Itoh, Terutaro Nakamura, Ferroelectrics **8**, 589 (1974).
36. Shin-Ichi Itoh, Terutaro Nakamura, Japan J. Appl. Phys., Suppl. **14**, 83 (1975).
37. R. F. Elliot et. al., Proc. Roy. Soc. **A328**, 217 (1972).
38. J. R. Sandercock, S. B. Palmer, R. J. Elliott, W. Hayes, Sr. P. Smith, A. P. Young, J. Phys. **C5**, 3126 (1972).
39. Y. Liao, N. A. Clark, P. S. Pershan, Phys. Rev. Lett. **30**, 639 (1973).
40. R. K. Wehner, Optics Comm. **6**, 174 (1972).
41. K. Vedam, W. Knausenberger, F. Luke, JOSA **59**, 64 (1969).
H. R. Philipp, E. A. Taft, Phys. Rev. **120**, 37 (1960).
42. W. C. Dash, R. Newman, *ibid.* **99**, 1151 (1955).
43. R. F. Potter, *ibid.* **150**, 562 (1966).
44. R. J. Archer, *ibid.*, **110**, 354 (1958).
45. а) G. Harbeke Zs. Naturforsch. **19a**, 548 (1964).
б) J. G. Dil, E. M. Brody, Rochester Univ. Preprint (N. Y.) 14627 (1975).
46. J. R. Sandercock, W. Wettling, Sol. State Comm. **13**, 1729 (1973).
47. J. R. Sandercock, *ibid.* **15**, 1715 (1974).
48. А. И. Ахизер, В. Г. Барьяхтер, С. В. Пелетманский, Спиновые волны, М., «Наука», 1967.
49. R. W. Dixon, J. Appl. Phys. **38**, 3624 (1967).
50. A. W. Smith, Phys. Rev. Lett. **20**, 334 (1967).
51. W. Wettling, M. G. Cottam, J. R. Sandercock, J. Phys. **C8**, 211 (1975).
52. J. R. Sandercock, Phys. Rev. Lett. **29**, 1735 (1972).

53. E. Brody, C. Roychoudhuri, M. Hercher, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 543 (1973).
54. M. H. Grimsditch, A. K. Ramdas, *Phys. Lett.* **A48**, 37 (1974); *Phys. Rev.* **B11**, 3139 (1975).
55. J. Pelous, R. Vacher, *Sol. State Comm.* **16**, 279 (1975).
56. R. S. Krishnan, V. Chandrasekharan, E. S. Rajagopal, *Nature* **182**, 518 (1958).
57. G. N. Ramachandran, *Proc. Ind. Ac. Sci.* **A32**, 171 (1950).
58. F. Peter, *Zs. Phys.* **15**, 358 (1923).
59. W. L. Peticolas, G. W. Hübner, J. L. Lippert, A. Pertlin, H. Olf, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 87 (1971).
60. H. Rosen, Y. R. Shen, *Mol. Cryst. and Liquid Cryst.* **18**, 285 (1972).
61. В. И. Александров, В. Ф. Китаева, В. В. Осико, Н. Н. Соболев, В. М. Татаринцев, И. Л. Чистый, *Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР)*, № 3, 27 (1975).
62. И. Л. Чистый, В. Ф. Китаева, Н. Н. Соболев, В. П. Бахар, *ЖЭТФ* **63**, 1477 (1972).
63. Д. Ф. Киселев, Т. М. Глушкова, М. М. Фирсова, *ФТТ* **11**, 3592 (1969).
64. З. М. Хашхожев, В. В. Леманов, Р. В. Писарев, *ФТТ* **12**, 128 (1970).
65. В. И. Александров, В. Ф. Китаева, И. В. Козлов, В. В. Осико, Н. Н. Соболев, В. М. Татаринцев, И. Л. Чистый, *Кристаллография* **17**, 1085 (1973).
66. W. T. Love, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 822 (1973).
67. В. А. Алексеев, Т. Л. Андреева, *Письма ЖЭТФ* **20**, 316 (1974).
68. R. Megusar, R. S. Katiyar, C. A. Arguello, F. Volton, *JOSA* **65**, 22 (1975).