1969 г. Сентябрь *Том 99, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

543.42

ДВУХЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ*)

Г. Гебби, Р. Твисс

I. ИЗ ИСТОРИИ ДВУХЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Двухлучевые интерферометры использовались для спектроскопических задач еще до Майкельсона [1], но работа его имела столь большое значение, а прибор, сконструированный им, был столь удачен, что пожалуй было бы правильнее озаглавить эту статью иначе: «Интерферометр Майкельсона в спектроскопии». Ценность вклада Майкельсона возрастает еще и потому, что он изобрел разновидность двухлучевого интерферометра, использованного для первых измерений угловых диаметров звезд, что важно для обсуждаемой здесь проблемы допустимых угловых размеров исследуемых источников излучения. Несмотря на то, что тонкая структура линий была впервые установлена с помощью интерферометров [2], майкельсоновская спектроскопия все же не стала широко распространенной и не развивалась сколько-нибудь существенно вплоть до последнего десятилетия. Главная причина этого состояла в том, что на выходе интерферометра не получается искомый спектр, а для его получения посредством фурье-преобразования были весьма ограниченные средства. Появление электронных вычислительных машин сняло эти трудности и привело к революции в спектроскопии, свидетелями начала которой мы являемся. Радикальная перемена состоит в том, что теперь спектральный прибор должен только поставлять необходимую информацию, и вовсе не обязательно требовать от него представления этой информации в удобном и привычном виде.

II. СУЩНОСТЬ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Для начала уточним, что́ мы обычно понимаем под словом «спектр» и каковы основные параметры спектральной системы. Для этой цели мы единообразно опишем некоторые из спектроскопических систем и сравним их между собой.

Словом «спектр» мы обычно обозначаем графическую зависимость энергии E от частоты ν' **). Спектроскописта, как правило, интересует весь возможный интервал ν' и E, измеряемых системой, а также минимальные интервалы разбиения ν' и E — $\Delta\nu'$ и ΔE, которые данная спектроскопическая система может надежно обеспечить. Назовем $\Delta\nu'$ предельным спектральным интервалом, а ΔE — энергетическим элементом. В хорошем эксперименте ΔE всегда определяется величиной шумов, вызванных каким-нибудь фундаментальным процессом, например джонсоновским

*) H. A. Gebbie, R. Q. Twiss, Two-beam Interferometric Spectroscopy, Rept. Progr. Phys. 29 (2), 729 (1966). Перевод Г. Н. Жижина и В. С. Букреева.

**) Здесь и далее под частотой подразумевается волновое число в $см^{-1}$, обозначенное буквой ν'.

или дробовым шумами; в менее прецизионных измерениях энергетический элемент может определяться минимальными делениями шкалы отсчетного устройства. Придерживаясь этих характеристик, «качество» спектра можно считать обратно пропорциональным элементарной площади $\Delta E \cdot \Delta\nu'$, которая служит мерой неопределенности результатов. Мы будем в дальнейшем называть ее спектральным элементом.

Произведение $c\Delta E \cdot \Delta\nu'$ имеет размерность $[ML^2T^{-3}]$, т. е. размерность мощности. Из этого следует, что для улучшения спектра, регистрируемого в единицу времени, нужно увеличить мощность, поступающую на приемник. Форма элементарной площади графика (E, ν') также существенна; это означает, что действительные величины предельного спектрального интервала $\Delta\nu'$ и энергетического элемента ΔE тоже необходимо задать определенным образом.

Конкретизация этих величин не может быть независимой, так как $\Delta\nu'$ и ΔE зависят друг от друга, и следует задавать ту из них, которая важнее в данном спектральном исследовании. Например, выбор относительных размеров $\Delta\nu'$ и ΔE будет различным в зависимости от того, состоит ли цель измерения в разрешении двух близких линий или же в обнаружении изолированной очень слабой линии. Такого рода компромиссный выбор хорошо известен из повседневной практики, когда ценой разрешающей силы *) достигается более высокая фотометрическая точность. Для этого увеличивают щели призменного или дифракционного спектрометров и обеспечивают больший поток энергии, попадающей на приемник излучения. Однако пределы таких вариаций ограничены, с одной стороны, предельной разрешающей способностью спектрального прибора, а с другой — предельными возможностями приемника и измерительной системы.

Обсудив основные параметры спектра — конечной цели измерений, мы должны теперь остановиться на условиях его измерения, чтобы корректно сравнить между собой различные спектральные приборы. Положим, что все обсуждаемые спектральные приборы имеют источник S с площадкой A_S, излучающий в частотном интервале от ν_1' до ν_2', расположенный на расстоянии r от приемника излучения D с чувствительной площадкой A_D.

Количество информации о спектральном составе излучения источника S, которую мы можем получить с помощью D в единицу времени, зависит как от энергии, попавшей на приемник, так и от размеров его площадки A_D; но не вся эта энергия используется для получения спектральной информации. Из всего телесного угла A_S/r^2 только часть его Ω заполнена энергией, используемой для получения спектральной информации.

Величина произведения ΩA_D служит мерой геометрического фактора спектральной системы (light grasp — светозахват). Вообще же эта величина определяется необходимым разрешением, и допустимый телесный угол Ω может быть однозначно задан величиной разрешающей способности спектральной системы. Величина Ω значительно меняется от прибора к прибору, и поэтому при поисках новых спектральных методов максимальное внимание было уделено увеличению угловой апертуры. Следует напомнить, что часть энергии, прошедшей от S к D, может быть использована для получения информации об угловых размерах источника, которая в спектральных измерениях не представляет интереса, и не удивительно, что спектральный инструмент тем лучше, чем меньше его угловая апертура, при заданной неиспользуемой информации об угловых размерах источника.

*) Разрешающая сила R определяется как отношение $\nu_0'/\Delta\nu'$, где ν_0' — частота, $\Delta\nu'$ — предельный спектральный интервал.

Мы теперь имеем определенную схему, позволяющую сравнить между собой спектральные приборы *). На рис. 1 показаны три основных элемента различных спектральных приборов: призма, решетка и основная часть интерферометра Майкельсона. Их всех можно рассматривать как интерферометры, работающие по одному и тому же принципу. Падающее излучение в них разбивается на несколько интерферирующих пучков. Число интерферирующих пучков в призме бесконечно, а в интерферометре

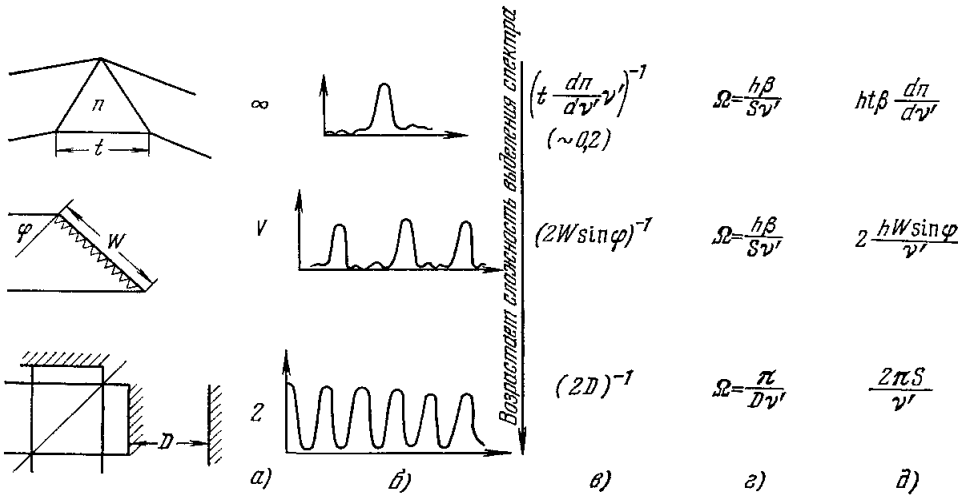

Рис. 1. *а*) Число интерферирующих пучков; *б*) интерференционная картина; *в*) предельная полоса пропускания; *г*) допустимый телесный угол (единичная полоса пропускания, аппаратная функция вида $\sin^2 x/x^2$); *д*) геометрический фактор, приходящийся на единичную полосу пропускания.

S — поперечное сечение светового пучка; *h* — высота призмы или решетки. Геометрический фактор, приходящийся на единичную полосу пропускания, является мерой полезной энергии на единичный спектральный интервал, проходящей в прибор (при умножении на яркость источника *B* она представляет собой полный световой поток, входящий в прибор).

Майкельсона минимально и равно двум; дифракционная решетка относится к промежуточному случаю, где число пучков конечно и равно полному числу штрихов на ее нарезанной части. Для всех этих приборов общим является то, что пучки каким-либо образом разделяются в пространстве, а затем сходятся, интерферируя друг с другом. Поскольку результирующая интерференционная картина зависит от частотного состава падающего излучения, ее анализ и позволяет судить о спектре анализируемого излучения. В случае призмы отклонение пучков разного спектрального состава однозначно, и мы сразу получаем картину, совпадающую со спектром как таковым. В случае дифракционной решетки в результирующей картине интерференции тоже получается истинный спектр, но картина усложнена множеством порядков. Интерференционная картина, получаемая в интерферометре Майкельсона, уже совсем непохожа на спектр, но информацию о спектре она содержит. В следующем разделе мы покажем, что эта интерферограмма может быть трансформирована в спектр при помощи фурье-преобразования. Полученный спектр будет зависеть от характера измерений и обработки реальной интерферограммы. Здесь мы пока предполагаем, что это преобразование происходит без потери информации.

---

*) Количественные критерии для сравнения различных спектральных приборов между собой приведены в работе Б. А. Киселева и П. Ф. Паршина [41]. (*Прим. перев.*)

Теперь сравним названные приборы между собой, имея в виду их характерные параметры. Первым таким параметром является предельный спектральный интервал, или разрешение. Следует подчеркнуть, что предельный спектральный интервал для любого прибора определяется формой аппаратной функции. Под аппаратной функцией понимают пространственное распределение энергии на выходе прибора при освещении его идеальным монохроматическим излучением. В применении к спектрометрам с призмами и дифракционными решетками аппаратная функция известна под названием «щелевой функции», но это понятие менее известно в применении к интерферометру Майкельсона. В последнем случае ее можно представить себе как спектр, полученный после обработки интерферограммы от монохроматического излучения. Однако ниже будет показано, что форма этой аппаратной функции может быть изменена в процессе численного преобразования интерферограммы в спектр умножением на весовую функцию. Для того чтобы иметь возможность сравнить предельное разрешение этих приборов, мы будем сопоставлять их между собой при условиях, когда каждый прибор имеет аппаратную функцию вида $(\sin^2 x)/x^2$. В этом случае можно показать, что две монохроматические линии, отстоящие друг от друга на $\delta\nu'$, могут быть разделены, если две соответствующие волны в приборе приобретают разность фаз 2π радиан. Критерий предельного разрешения в такой формулировке [3] был предложен из того расчета, чтобы в случае призменных приборов он совпал с критерием Рэлея. По этому критерию две монохроматические линии считаются разрешенными, если главный максимум одной совпадает с первым минимумом дифракционного контура другой. На рис. 1 приведены выражения для предельного разрешения в основных приборах, полученные из этого критерия.

Сравнив предельное разрешение, мы можем продолжить сопоставление приборов, на этот раз при фиксированном разрешении, обратившись к их геометрическому фактору. Последний зависит от двух характеристик прибора: от площади действующей апертурной диафрагмы и от телесного угла интерферометра. Для сравнения приборов мы должны сопоставить их характерные линейные размеры; однако нетрудно убедиться в том, что различие геометрических факторов в основном определяется их различием в угловой апертуре.

Схема сравнения приборов, в которых излучение разделяется на несколько интерферирующих пучков, такова. По мере перехода от призмы через дифракционную решетку к интерферометру Майкельсона число интерферирующих пучков уменьшается от бесконечного до двух, т. е. до минимального количества пучков, необходимых для работы интерференционного прибора, использующего принцип пространственного разделения пучков. Одновременно в этой последовательности возрастает геометрический фактор (при заданных размерах и разрешении), но ценой значительных усложнений, связанных с изменением характера получаемой информации о спектре; только в случае призмы мы получаем прямо искомый спектр. Спектр, получаемый при помощи дифракционной решетки, уже необходимо очищать от мешающих порядков, для чего нужно усложнять устройство спектрометра введением «разделителя порядков». Эта задача в ряде случаев оказывается довольно сложной, а в далекой инфракрасной области она становится основной проблемой при создании аппаратуры. Интерферограмма на выходе интерферометра Майкельсона вовсе не похожа на спектр, ее можно интерпретировать без обработки лишь в тривиальных случаях. Однако способ разделения пучков здесь очень прост, а из интерферограммы можно получить спектр при помощи фурье-преобразования; в оценке этой возможности и состоит основная цель

настоящей статьи. Располагая аппаратом численного преобразования интерферограммы в искомый спектр, мы выполняем операцию, внешне аналогичную разделению порядков.

Здесь уместно спросить, почему интерферометр Фабри — Перо не был включен в число сравниваемых приборов. Как было показано Жакино [4], приборы, в которых используется принцип пространственного разделения интерферирующих пучков, имеют преимущество в угловой апертуре, если они обладают осевой симметрией. В этом смысле интерферометр Фабри — Перо аналогичен по характеристикам интерферометру Майкельсона. Однако, в отличие от последнего, он не обладает простой интерференционной картиной, которую можно было бы легко численно преобразовать в спектр. Ход пучков в нем в какой-то мере аналогичен ходу пучков в дифракционной решетке, и здесь, как и в случае решетки, возникает проблема устранения мешающих порядков.

III. ОСНОВЫ ДВУХЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Теперь рассмотрим принципы, лежащие в основе спектроскопических применений интерферометра Майкельсона. Наше обсуждение будет ограничено задачей получения спектра в том смысле, о котором было сказано выше, т. е. получение графика зависимости энергии от частоты. Дело в том, что с помощью интерферометра Майкельсона можно получить и другой тип спектра, т. е. график зависимости фазового сдвига от частоты, но к нему мы специально вернемся позднее.

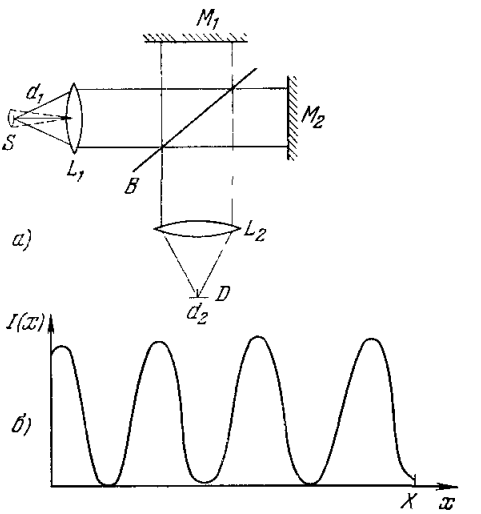

Рис. 2.

Принципиальная схема Майкельсона для энергетической спектроскопии показана на рис. 2, *а*. Излучение от источника S диаметром d_1 коллимируется с помощью L_1 и проходит на светоделитель B, где делится на два пучка, которые направляются на плоские зеркала M_1 и M_2. От этих двух зеркал, одно из которых фиксировано, а другое подвижно, излучение возвращается на светоделитель, где пучки интерферируют. Часть энергии посылается на L_2 и отсюда на приемник D (диаметр приемной площадки d_2); здесь результирующая интенсивность измеряется. Следует заметить, что часть энергии в этой схеме возвращается в направлении источника и не используется в измерениях. Только когда светоделитель отражает 50% и пропускает 50%, общая энергия, достигающая приемника, близка к половине падающей. Для светоделителя, коэффициент отражения которого меньше или больше 0,5, используемая энергия уменьшается, но средние интенсивности в двух пучках всегда равны независимо от абсолютной величины коэффициента отражения светоделителя, так как каждый из лучей претерпевает одно отражение и одно прохождение. Необходимо заметить, что в других схемах интерферометра, таких, как схема Маха—Цендера, потеря энергии, возвращаемой к источнику, исключена, но достигается это усложнением оптической схемы и использованием двух приемников.

Здесь будет предполагаться, что светоделитель не вносит никакого сдвига фаз между пучками. Это упрощает обсуждение, и, как будет показано ниже, работа интерферометра существенным образом не изменяется из-за сдвига фаз, вносимого светоделителем, поскольку этот эффект может быть исключен при обработке результатов измерений. Зеркало M_2 смещается таким образом, что его плоскость всегда параллельна плоскости первоначального положения и движение начинается из положения нулевой разности хода, т. е. когда расстояния от B до M_1 и от B до M_2 равны. Поток излучения в системе ограничен наименьшим из двух телесных углов ω:

$$\omega = \frac{d_1^2}{f_1^2} \text{ или } \frac{d_2^2}{f_2^2}.$$

Для начала положим, что величина ω очень мала. Если S — монохроматический источник излучения с частотой ν', то интенсивность $I(x)$, измеренная приемником D при смещении M_2 на расстояние $X/2$ от нулевой разности хода, дается выражением [5]

$$I(x) = I_0 \cos(2\pi\nu' x), \tag{1}$$

где x — разность хода, равная удвоенному перемещению зеркала. Полученную зависимость интенсивности от разности хода называют интерферограммой (рис. 2, *б*).

Всякий спектр может быть представлен как набор монохроматических линий, и тогда соответствующая интерферограмма будет простой линейной суперпозицией кривых, подобных показанной на рис. 2, *б*, и будет иметь форму

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu') \cos(2\pi\nu' x)\, d\nu'. \tag{2}$$

Поскольку в приведенном интеграле переменная ν' (частота) сопряжена с переменной t (время) так же, как связано волновое число (*см*$^{-1}$ с разностью хода (*см*), можно применить обратное интегральное преобразование Фурье для получения зависимости интенсивности от частоты (ν'), т. е. получить искомый спектр по заданной интерферограмме. В результате

$$G(\nu') = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cos(2\pi\nu' x)\, dx. \tag{3}$$

Это фундаментальное соотношение позволяет вычислить спектр из майкельсоновской интерферограммы. Подобные вычисления стали возможными только с появлением электронных вычислительных машин, позволяющих с достаточной точностью преобразовать полученную информацию в искомый спектр [6] без «шума» и без потерь полезной информации.

Следует заметить, однако, что сам Майкельсон [7] при исследовании структуры спектральных линий регистрировал не интенсивность в интерферограмме, а так называемые кривые «видности». Использование видности привело к некоторой неопределенности в спектрах, полученных Майкельсоном. Этого бы не произошло, если бы регистрировалась интенсивность в интерферограммах как функция разности хода.

Основная проблема преобразования интерферограммы в спектр состоит в том, чтобы правильно учесть те искажения в спектре, которые могут возникнуть при обработке интерферограммы, искаженной погрешностя-

ми *). При этом всегда следует иметь в виду, что интерферограмма представляет собой просто спектр, где независимой переменной служит время, которое является обратной величиной частоты. Эта замена сама собой происходит при фурье-преобразовании, которое широко применяется во многих областях физики и техники.

Первая очевидная трудность возникает при замене бесконечных пределов интегрирования в равенстве (3) конечными пределами, так как время или разность хода определяются конечным перемещением зеркала M_2. Если максимальное перемещение зеркала M_2 равно $X/2$, то соответствующая максимальная разность хода X определяет предельный спектральный интервал $\Delta\nu' = 1/X$. Поскольку $\Delta\nu'$ есть наименьший детектируемый интервал, то в области $\nu_1' - \nu_2'$ укладывается $N = (\nu_1' - \nu_2')/\Delta\nu'$ спектральных элементов. Таким образом, верхний предел интеграла с правой стороны равенства (3) можно заменить на X, и если, как было предположено ранее, интерферометр не вносит дополнительного сдвига фаз, интерферограмма будет симметрична относительно нулевой разности хода. Мы можем (3) переписать так:

$$G(\nu') = 2\int_0^X I(x)\cos(2\pi\nu' x)\,dx. \tag{4}$$

Это выражение и представляет искомый спектр, выраженный через ординаты интерферограммы, измеренной в пределах конечной разности хода. При заданном разрешении мы не можем увидеть в спектре деталей больше N, а так как интерферограмма и спектр содержат одну и ту же информацию, мы должны, вероятно, измерять и интерферограмму только в конечном числе точек. По теореме теории информации [8] это число должно быть равным $2N$, и если полная разность хода равна X, то минимальный интервал, через который следует делать отсчеты интерферограммы, $\Delta x = (\nu_1' - \nu_2')/2$. Теперь обратимся к понятию аппаратной функции прибора. По определению аппаратная функция является функцией распределения интенсивности на выходе прибора, освещенного монохроматическим излучением. В реальных интерферометрах она должна быть фурье-преобразованием от интерферограммы, показанной на рис. 2, *б*, вид которой задается формулой (1) при максимальной разности хода X.

В результате фурье-преобразования получаем функцию вида

$$W(\nu') = \frac{\sin(2\pi X\nu')}{2\pi X\nu'}. \tag{5}$$

График ее приведен на рис. 3, *а*, а на рис. 3, *б* показана функция $\sin^2 X/X^2$ нормированная к одной и той же высоте главного максимума. Такую же форму имеет предельная аппаратная функция призменного или дифракционного спектрометров. Напомним, что предельный спектральный интервал этих инструментов определяется максимальной разностью хода, которую они создают для интерферирующих пучков. В случае призмы она определяется длиной основания, в случае решетки — ее шириной. Аппаратная функция $(\sin x)/x$ очень неудобна в работе тем, что в спектре появляются «негативные» максимумы, не имеющие физического смысла, и вторичные максимумы, величины которых могут достигать 15% главного. Если аппаратную функцию этой формы использовать для сканирования сложного спектра, содержащего сильные и слабые линии, то полученную результирующую спектрограмму будет очень трудно интерпретировать.

---

*) Эти вопросы детально рассмотрены в работах [44–46, 54–56] (*Прим. перев.*)

Поэтому для большинства практических задач нужно находить метод преобразования аппаратной функции к виду, наиболее удобному в каждом конкретном случае. К счастью, это легко сделать при численной обработке результатов измерений введением весовых функций. Это также показано на рис. 3.

Без применения весовой функции аппаратная функция имеет вид $\sin(2\pi X\nu')/2\pi X\nu'$, а аппаратная функция $[\sin(\pi X\nu')/\pi X\nu']^2$ получается после применения линейной весовой функции, убывающей до нуля при достижении максимальной разности хода X. В результате этого все побочные максимумы делаются положительными и не превышают 5% главного максимума, а по форме эта аппаратная функция совпадает с аппаратной функцией призменного или дифракционного приборов. Следует заметить, что при этом ширина главного максимума увеличивается, а эффективное разрешение снижается. Для многих практических задач целесообразно пойти на такое снижение разрешения, но избавиться от побочных максимумов аппаратной функции. С этой целью выбираются произвольные весовые функции, приводящие к подавлению боковых максимумов.

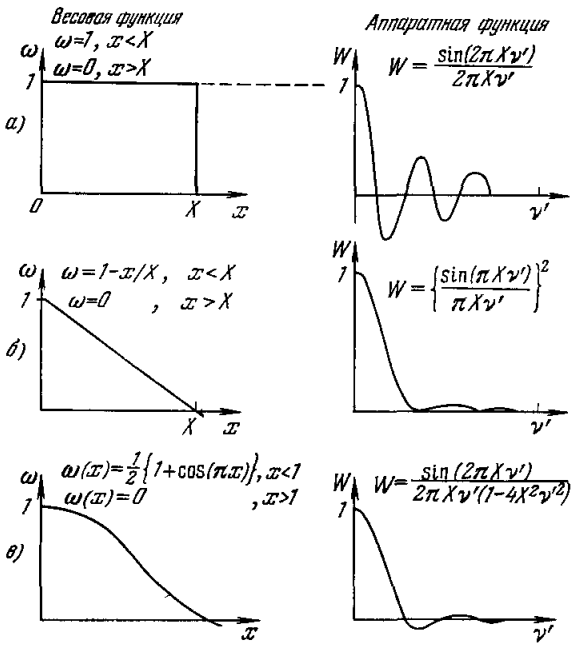

Рис. 3.

На рис. 3, *в* приведена форма весовой функции, снижающей «позитивные» максимумы до 1%, что значительно облегчает интерпретацию сложного спектра. Так как весовая функция вводится на стадии обработки результатов измерений, ее можно подобрать такой, чтобы вид аппаратной функции наилучшим образом соответствовал решаемой спектроскопической задаче. В этом случае использование весовой функции эквивалентно процессу «апподизации», который применяется к изображениям в телескопах [9].

IV. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Подобно тому как реальный спектр содержит конечное число N частотных элементов, каждая ордината содержит конечное число M энергетических элементов так, что спектр может быть точно задан полным числом MN независимых спектральных элементов. Из этого следует, что и в интерферограмме должно содержаться MN независимых элементов. Однако к наблюдению интерферограммы должны быть предъявлены дополнительные требования. Число ординат, в которых должны быть произведены отсчеты интерферограммы, равно $2N$. При этом минимальный регистрируемый энергетический элемент должен быть достаточно малым, чтобы общее число спектральных элементов было равно названному выше.

Однако это требование не единственное, поскольку нас еще интересует и распределение энергии в интерферограмме. Дело в том, что это необходимо для выбора шкалы, в которой регистрируется интерферограмма; масштаб ее должен быть таким, чтобы шумовые вариации интерферограммы можно было свести к минимальным в результате многократной регистрации. Ниже приведен пример, поясняющий суть проблемы. Рассмотрим два идеальных спектра, показанных на рис. 4. Ордината (энергия) в них постоянна, но первый спектр ограничен максимальной частотой ν_1', а второй $2\nu_1'$. Предельный спектральный интервал $\Delta\nu'$ в обоих случаях выбран одинаковым, так что протяженность интерферограммы как функции разности хода будет тоже одинаковой. В первом спектре число спектральных элементов N_1, а во втором $2N_1$. Проанализируем соответствующие интерферограммы. Обе интерферограммы по характеру одинаковы: у них есть большой центральный максимум I_0 и с увеличением разности хода они осциллируют, приближаясь к уровню $I_0/2$. Поскольку минимумы интерферограммы никогда не достигают уровня нулевой интенсивности, за исключением тривиального случая косинусоидальной интерферограммы (от монохроматического излучения), часто удобно регистрировать только переменную часть интерферограммы. При этом, однако, не следует забывать постоянную составляющую сигнала, с помощью которой определяется нулевой уровень интенсивности. Если мы теперь сравним ширины центральных максимумов обеих интерферограмм, то увидим, что широкий спектр дает интерферограмму с более узкими пиками, т. е. в интерферограмме, соответствующей широкому спектру, имеется меньшее число ординат, отличающихся от среднего уровня на большую величину, так что изменение энергии больше всего концентрируется в этих немногих ординатах. Если размер наименьшего значения энергетического элемента двух интерферограмм один и тот же, то для получения достоверной записи во втором случае необходима будет шкала с большим масштабом. Напротив, в случае интерферограммы монохроматического излучения, т. е. косинусоидальной функции распределения энергии, необходима шкала с наименьшим масштабом.

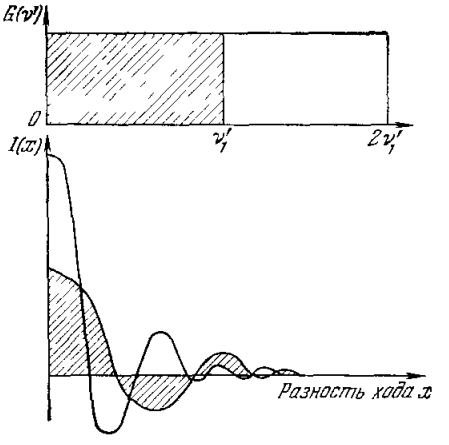

Рис. 4.

Здесь уместно обратить внимание на простое и очень полезное соотношение — на равенство ординаты интерферограммы при нулевой разности хода интегральной интенсивности спектра по всей измеряемой области. Это легко получить, полагая $x = 0$ в равенстве (2):

$$I(0) = \int_{\nu_1'}^{\nu_2'} G(\nu')\, d\nu'.$$

Также полезно напомнить, что, если записана только переменная составляющая интерферограммы, то нуль интенсивности можно найти косвенным способом. Для этого определяется разность между величиной интенсивности центрального максимума (при нулевой разности хода) и величиной интенсивности при очень большой разности хода (при

достаточно большой разности хода колебания около значения этой величины будут очень малыми). Разность должна равняться половине интенсивности центрального максимума.

Просуммируем все основные действия, необходимые для восстановления спектра по наблюдаемой интерферограмме, включающие в себя регистрацию интерферограммы с помощью интерферометра Майкельсона и последующее фурье-преобразование.

1. Интерферограмма исследуемого излучения регистрируется при изменении разности хода, от нуля до максимальной величины X. Последнее задается предельным спектральным интервалом $\Delta\nu'$, определяемым *из соотношения* $\Delta\nu' = 1/X$.

2. Для выбора интервалов разбиения разности хода, в которых должна быть измерена интерферограмма, нам необходимы некоторые априорные данные о спектре, как, например: надо знать, что в нем есть частота ν_0' такая, что для $\nu' > \nu_0'$ интенсивность в спектре равна нулю. Максимальный допустимый интервал разбиения Δx тогда определяется равенством

$$\Delta x = \frac{1}{2\nu_0'}.$$

3. Шкала интенсивностей, в которой измеряется каждая ордината интерферограммы, будет определяться шкалой интенсивностей, которая требуется для соответствующего спектра, так как преобразование линейно. Распределение же энергии в интерферограмме определяется областью частот и формой спектра.

4. Аппаратная функция будет иметь вид $(\sin X)/X$, если использовать все пики интерферограммы. Для изменения вида аппаратной функции необходимо применить весовые функции.

Все это можно рассматривать как основные свойства спектроскопической системы, но только следует специально подчеркнуть, что основным ограничением предельного разрешения является конечная разность хода. Нужно также отличать использование численных методов только для перераспределения информации, которое позволяет представить результаты измерений в соответствующей форме, от бессмысленного использования расчетов для попыток получить бóльшие детали в спектре, чем это возможно. Следует помнить, что наименьший частотный интервал, который еще имеет смысл в спектре, соответствует максимальной разности хода в интерферограмме. Никакое перераспределение не может дать информацию, отсутствующую в интерферограмме.

V. УГЛОВАЯ АПЕРТУРА

Везде выше мы предполагали, что угловые размеры пучков в интерферометре малы. В этой главе мы покажем, насколько малыми должны они быть. Качественно роль этого эффекта можно понять так. По мере наклона пучков по отношению к оси интерферометра может наступить такой момент, когда необходимо будет принять во внимание разность фаз между интерферограммами, получаемыми от осевого и периферических пучков. Если рассмотреть источник в виде равномерно светящегося диска с угловыми размерами Ω, то, как показал Жакино, интерференционные максимумы интенсивности будут уменьшены до нуля при разности хода X, если

$$\Omega = 2\pi\,(\nu_{\max} X)^{-1}. \tag{6}$$

Так что из этого равенства можно получить предельно допустимые размеры телесного угла интерферометра. Можно показать, что работа с телес-

ным углом (6), эквивалентна применению весовой функции, действие которой приводит к уменьшению разрешения.

Относительно роли угловой апертуры следует сделать важное замечание. Ее влияние может быть предвычислено по известным параметрам системы, так что эффект любого большого угла поля можно исключить на этапе числовой обработки интерферограммы. Здесь, как видим, ситуация противоположна той, которую мы упоминали, обсуждая влияние конечной величины максимальной разности хода на разрешение (конец предыдущего раздела).

VI. ПРИМЕНЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Наибольшее применение за последние десять лет интерферометр Майкельсона находит в инфракрасной области и особенно в далекой инфракрасной области спектра (длина волны более 50 *мкм*) [10-18], где интерферометр по сравнению с обычными приборами имеет следующие преимущества:

а) Для длин волн больше 1,5 *мкм* мы не можем использовать фотографическую технику с присущей ей возможностью одновременно регистрировать много частотных элементов.

б) В современных приемниках для инфракрасной области, тепловых или фотопроводящих, фотонный шум, вызванный падающей радиацией, всегда незначителен по сравнению с собственным шумом приемника. Это означает, что мы можем полностью реализовать преимущества большого геометрического фактора интерферометра, практически не увеличивая шум, в отличие от видимой области спектра, где ситуация в корне иная.

в) Связанное с предыдущим преимущество интерферометров с фурье-преобразованием по сравнению с обычными дисперсионными спектрометрами, в которых частотные элементы сканируются последовательно один за другим, состоит в том, что вся энергия сигнала попадает на приемник излучения в течение всего времени регистрации интерферограммы T.

Как было впервые показано Фелджеттом [19], это приводит к получению более высокого отношения сигнал/шум в интерферометре, чем в дисперсионных сканирующих приборах: в $\sqrt{T/\tau}$ раз, где τ — время наблюдения одного спектрального элемента, при условии, что фотонный шум падающего излучения пренебрежимо мал по сравнению с внутренним шумом приемника. В другом предельном случае, когда превалирует фотонный шум, как в случае высокоэффективного фотоумножителя в видимой области спектра, отношение сигнал/шум в интерферометре и в дисперсионном сканирующем спектрометре одинаково и в обоих случаях меньше получаемого при помощи фотографической пластинки в $1/\sqrt{T/\tau}$ раз.

г) Наконец, для дальней инфракрасной области спектра нет материалов, обладающих большой дисперсией, которые можно было бы использовать для изготовления призм, и поэтому в качестве диспергирующих элементов в этой области, как правило, применяются дифракционные решетки. Это вносит проблему разделения перекрывающихся порядков, что особенно трудно сделать, когда приходится использовать источники, максимум энергии излучения которых приходится на ненужную коротковолновую область. Все эти проблемы устраняются при работе с интерферометром Майкельсона.

Рассмотрим несколько примеров из результатов, полученных в Национальной физической лаборатории, и проиллюстрируем на них состояние этой техники в настоящее время.

На рис. 5 показана репродукция спектра паров воды, полученного с помощью интерферометра Майкельсона, у которого оптические элементы

были около 6 *см* в диаметре. Спектр, который является спектром пропускания интерферометра в присутствии атмосферных паров воды, состоит из большого числа перекрывающихся полос поглощения и охватывает

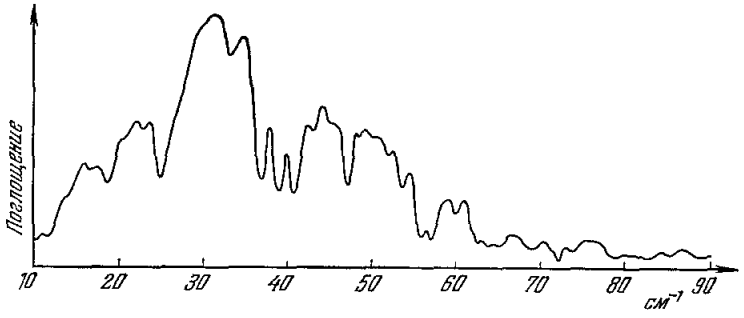

Рис. 5. Спектр, полученный на малом интерферометре.

область от 10 до 90 $см^{-1}$ с разрешением 1 $см^{-1}$; интенсивность измерена с точностью до 5% полной шкалы пропускания. Время регистрации — 2 минуты, а время вычисления тоже почти 2 минуты. В химии и физике существует огромное количество задач, для решения которых было бы достаточно получить спектр, аналогичный приведенному выше, где экстремальное разрешение не является основным требованием, а предпочтителен выигрыш во времени и простота аппаратуры.

На рис. 6, *а* приведен пример спектроскопии высокого разрешения в далекой инфракрасной области. Там показаны четыре линии чисто вращательного спектра паров воды при разрешении 0,05 $см^{-1}$. На рис. 6, *б*

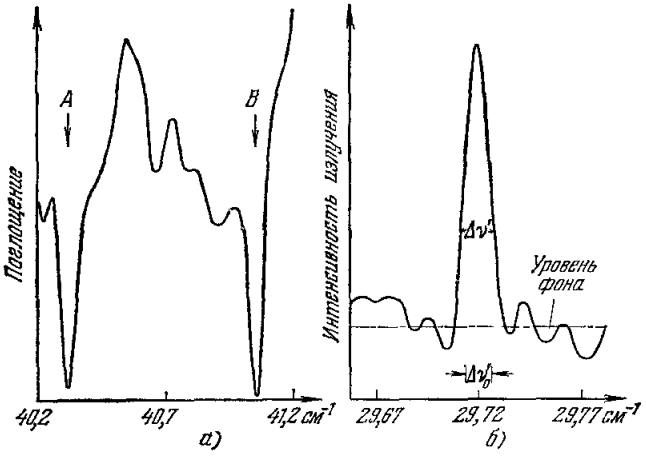

Рис. 6. *а*) Четыре вращательных компоненты спектра паров воды (давление 5 *мм* рт. ст., длина пути 1 *м*, разрешение 0,005 $см^{-1}$; линия *A*: $4_2 \longrightarrow 4_0$, предвычисленная частота 40,25 $см^{-1}$, измеренная 40,303 $см^{-1}$; линия *B*: $2_0 \longrightarrow 2_2$, предвычисленная частота 40,98 $см^{-1}$, измеренная 41,05 $см^{-1}$). *б*) Аппаратная функция (результат записи линии излучения тератрона на интерферометре Майкельсона; полуширина $\Delta\nu' = 0{,}0130$ $см^{-1}$, теоретически ожидавшаяся полуширина $\Delta\nu'_0 = 1/X) = 0{,}0126$ $см^{-1}$).

приведена аппаратная функция прибора, на котором были получены линии спектра воды. Эта аппаратная функция была получена при записи интерферограммы от линии испускания $\lambda = 337$ *мкм* CN-мазера.

Излучение этого источника имеет ширину линии, которая значительно меньше обсуждаемых спектральных ширин. Полуширина наблюдаемой аппаратной функции равна 0,013 $см^{-1}$ и хорошо согласуется с ожидавшейся величиной при максимальной разности хода 77 *см*, которая использовалась при записи интерферограммы.

На рис. 7 приведен пример, иллюстрирующий возможности эмиссионной спектроскопии в ближней инфракрасной области, цель которого состоит в том, чтобы показать роль высокой светосилы интерференционных систем Майкельсона. Спектр представляет собой часть полосы ν_2 аммиака, излучаемой газом при температуре 70° С. Разрешение составляет около 0,3 $см^{-1}$, а детали структуры спектра хорошо согласуются с деталями, известными из спектра поглощения. Получение такого эмиссионного спектра с помощью призменного или дифракционного прибора было бы практически невозможно [20].

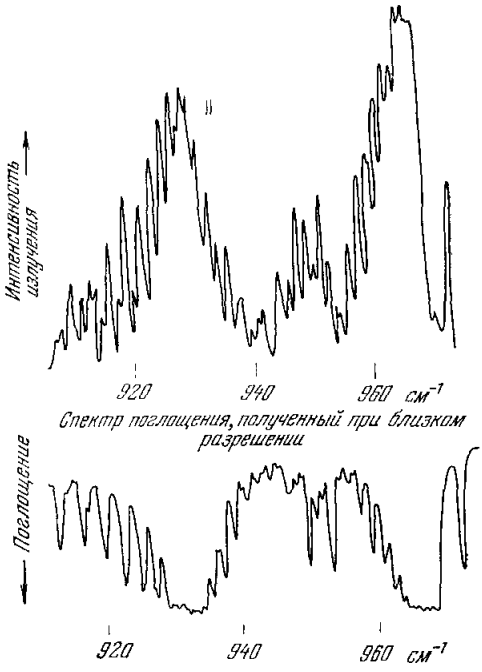

Рис. 7. Спектр излучения аммиака. Температура 70° С, давление 30 *мм* рт. ст., длина пути 10 *см*.

Примеры, приведенные здесь, все были взяты из работ Национальной физической лаборатории только ради удобства и нисколько не претендуют на освещение всех исследований, проводимых при помощи интерферометров Майкельсона в других лабораториях [21–24]. Особого внимания заслуживают прекрасные работы супругов Пьера и Жанины Конн [5, 25, 26] в области более коротких длин волн *). Рекомендуем для ознакомления с деталями обратиться к оригинальным работам этих авторов.

VII. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАЙКЕЛЬСОНА ДЛЯ РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКОЙ ИЛИ ФАЗОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В предыдущем разделе мы говорили о применении интерферометра Майкельсона для получения энергетических спектров, обычно — спектров поглощения. Однако если бы спектроскопия применялась для определения классических оптических свойств вещества, то понадобилось бы знать другие частотно-зависимые параметры, такие, как показатель преломления или константа фазового сдвига. Обычно величины показателей преломления определяют только при некоторых частотах, используя для этого монохроматические линии, а интерферометр Майкельсона позволяет измерять показатель преломления непрерывно в широком спектральном интервале [27]. Это измерение является развитием хорошо известной

*) Под руководством профессора П. Конна в лаборатории Эме Коттон (Франция, CNRS) создан уникальный фурье-спектрометр с рекордным разрешением 0,005—0,006 $см^{-1}$ в области 1,5 *мкм* [48], на котором в 1968 г. получен спектр поглощения N_2O [49]. (*Прим. перев.*)

студенческой лабораторной задачи определения показателя преломления тонкой диэлектрической пленки для «белого света» путем измерения сдвига центральной полосы видимой интерференционной картины, находящейся в поле зрения интерферометра Майкельсона или другого двухлучевого интерферометра. И лишь совсем недавно эта методика была использована в других диапазонах длин волн и был сделан полный анализ интерференционной картины для определения показателя преломления или фазового сдвига как функции частоты. Для измерения спектра показателя преломления образец в интерферометре Майкельсона помещается между светоделителем и одним из зеркал, обычно перед неподвижным, как показано на рис. 8. Интерферограмма записывается так же, как и при получении энергетического спектра, однако она теперь несимметрична по оси смещений относительно положения основного максимума. Этот максимум тоже смещен относительно нулевой разности хода.

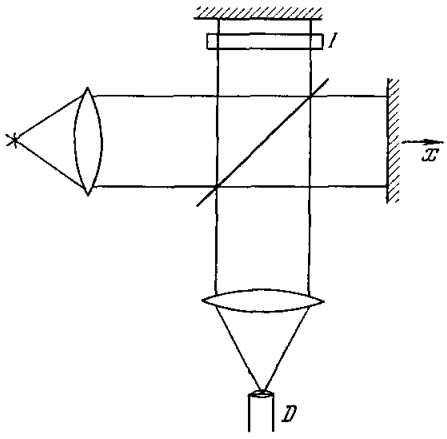

Рис. 8. Интерферометр для рефрактометрической спектроскопии.

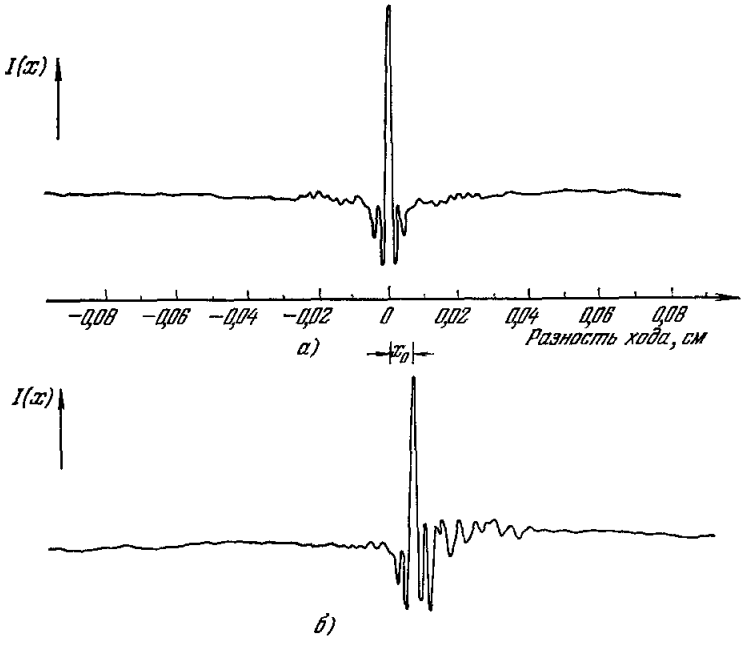

Рис. 9. *а*) Симметричная интерферограмма с фоном (область спектра 20—480 $см^{-1}$). *б*) Смещенная несимметричная интерферограмма (пленка тефлона толщиной 75 *мкм* в плече неподвижного зеркала интерферометра).

Типичный пример несимметричной интерферограммы показан на рис. 9. Для трансформации такой интерферограммы четное фурье-преобразование с косинусами уже не годится, необходимо использовать также

и нечетное преобразование с синусами [27]:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu') \cos\{\varphi(\nu')\} \cos(2\pi\nu' x)\, d\nu' + \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu') \sin\{\varphi(\nu')\} \sin(2\pi\nu' x)\, d\nu', \quad (7)$$

и обратно, преобразованный спектр состоит из двух членов

$$\left.\begin{aligned} P(\nu') &= \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cos(2\pi\nu' x)\, dx, \\ Q(\nu') &= \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \sin(2\pi\nu' x)\, dx. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Энергетический спектр G через эти величины выражается следующим образом:

$$G = (P^2 + Q^2)^{1/2}. \quad (9)$$

Это и есть та величина, которую следует определять при получении энергетического спектра на интерферометре, если последний неизбежно вносит фазовые искажения. Следует заметить, что в этом случае интерферограмма должна записываться в пределах от $-X$ до $+X$, чтобы получить спектр с разрешением $\Delta\nu' = 1/X$. Для получения фазового спектра, или спектра показателя преломления, необходимо определить, кроме величин P и Q, еще величину x_0 и толщину образца t. Смысл величины x_0 поясняется на рис. 9. Это — расстояние от основного максимума в антисимметричной интерферограмме до положения нулевой разности хода. Показатель преломления $n(\nu')$ при частоте ν' находится из фазы $\varphi(\nu')$ и выражается через перечисленные выше величины следующим образом:

$$n(\nu') = 1 + \frac{x_0}{2t} + \frac{1}{4\pi t\nu'}\left(\operatorname{arctg}\frac{Q}{P} + m\pi\right), \quad (10)$$

где m — целое число, зависящее от произведения $t\nu'$, которое само целое, что легко проверить.

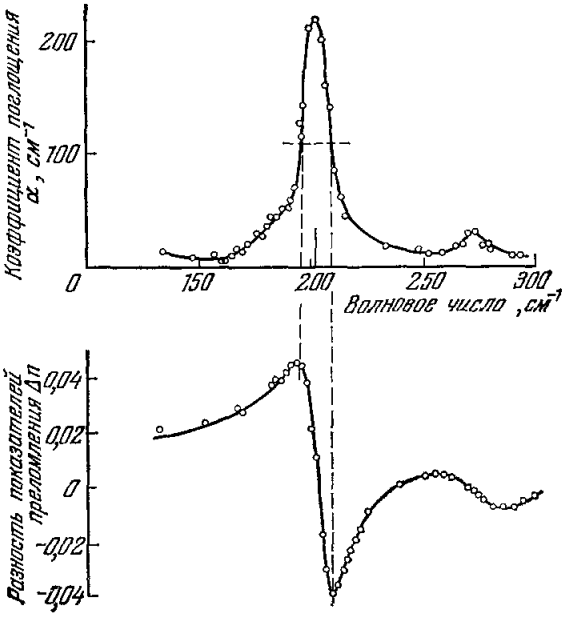

Рис. 10. Спектр показателя преломления твердого политетрафторэтилена.

На рис. 10 показан спектр показателя преломления твердого политетрафторэтилена в области 130—300 $см^{-1}$, полученный этим методом. Там приведен и спектр поглощения в той же области, так что очень хорошо видно характерное изменение дисперсии в пределах полосы поглощения [28].

Второй пример применения рефрактометрической спектроскопии приведен на рис. 11, где показаны результаты дисперсионных измерений для газообразного хлористого водорода в близкой инфракрасной области [29].

На приведенных кривых хорошо видна дисперсия показателя преломления в пределах каждой вращательной компоненты колебательно-вращательной полосы. Кроме того, эти кривые могут использоваться

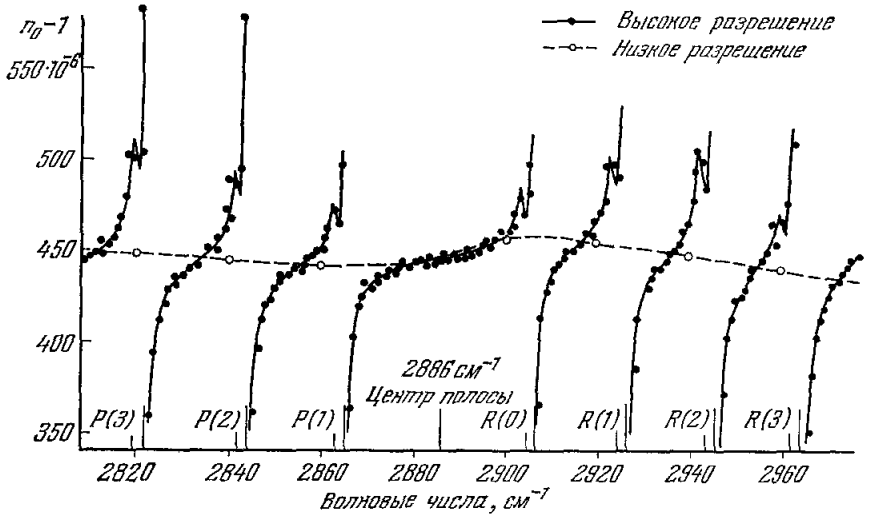

Рис. 11.

для независимого определения интенсивностей линий (сил осцилляторов), которое обычно осуществляется при помощи спектрометров высокого разрешения.

Располагая столь мощной комбинацией, как двухлучевые интерферометры и электронные вычислительные машины, мы можем измерять реальную часть комплексной диэлектрической постоянной так же легко, как и его мнимую часть, что очень важно для большого числа практических приложений.

VIII. СРАВНЕНИЕ УГЛОВОЙ И СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Две разновидности интерферометра Майкельсона—спектральный, который мы обсуждаем в этой статье, и звездный [30]—в сущности представляют собой одно и то же. Разница между ними состоит лишь в том, что известное и искомое меняются местами. В спектроскопическом варианте интерферометра мы задаемся определенной величиной угловой апертуры, ограничивая входящую радиацию допустимым телесным углом, и анализируем интерференционную картину, извлекая из нее энергетический спектр источника излучения; в звездном варианте интерферометра мы задаемся одной определенной длиной волны радиации, входящей в прибор (при помощи специальных фильтров), и анализируем интерференционную картину, отыскивая угловое распределение интенсивности источника излучения. Представляет интерес сравнить эти две методики, проанализировав аналогию между традиционными многолучевыми приборами и двумя типами двухлучевых интерферометров Майкельсона. С этой точки зрения обычный телескоп находится в таком же отношении

к звездному интерферометру, как призменный спектрометр к спектральному интерферометру.

Выше мы уже показали, что спектральное разрешение интерферометра Майкельсона больше, чем у призмы при сопоставимых размерах. Это же справедливо и в применении к измерению углов, если сравнить объектив телескопа со звездным интерферометром; для этого можно закрыть объектив заслонкой, оставив в ней только два небольших отверстия на противоположных краях диаметра объектива. На рис. 12 главный интерференционный максимум сравнивается с дифракционным при полностью открытом объективе. Легко видеть, что для исследования двойных звезд более пригоден интерферометр, имеющий более высокое разрешение, чем объектив. Это обстоятельство и было использовано на практике для наблюдения двойных звезд [31, 32]. Очевидная потеря информации в этом случае, вызванная значительным уменьшением используемой площади объектива, оказалась несущественной при решении такой специальной задачи, как выяс ение двойникового характера звезды. Хотя эта избыто ная информация и не нужна для ответа на поставленный вопрос о двойниковой природе звезды, тем не менее она необходима для наведения телескопа на звезду, так как эта наводка по интерферометру не может быть осуществлена из-за неоднозначности интерференционной картины. Из этого примера следует такой вывод, который нужно иметь в виду как в спектроскопических, так и в угловых измерениях, что задача измерения должна быть предельно ограничена и только для нее и должна быть подготовлена измерительная аппаратура. Присутствие избыточной информации может усложнить решение поставленной задачи и значительно увеличить время, необходимое для получения искомой информации. Полезный пример использования предварительных сведений об объекте исследования можно найти в эксперименте Физо, где двухлучевая интерференция использовалась для измерения расстояния в дублетах типа дублета D-линии натрия. Считая, что исследуемая линия дублет, достаточно было измерить только разность хода, при которой в картине биений наблюдались минимумы. Отсюда можно было определить расстояние между компонентами дублета (но не частоты компонент), проделав значительно меньшую работу, чем измерение всей интерферограммы.

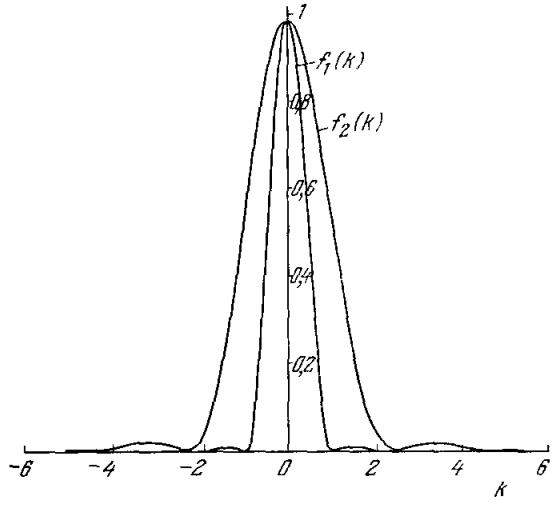

Рис. 12. Сравнение двухлучевого звездного интерферометра с объективом:

$$f_1(k)=\left[\frac{\sin(\pi k)}{\pi k}\right]^2, \quad f_2(k)=\left[\Lambda_1\left(\frac{\pi k}{2}\right)\right]^2.$$

Обратимся теперь к достижениям двухлучевой интерферометрии. Майкельсон и Пиз [33], используя двадцатифутовый звездный интерферометр Майкельсона, смогли измерить эквивалентные диаметры однородно светящихся дисков всего у семи звезд, из которых наименьшая Альдебаран (α Tauri) имеет угловой диаметр около 10^{-7} *рад*. Эта величина, в частности, была предельно доступной для измерений из-за механической

нестабильности. Влияние механической нестабильности оказалось возможным снизить, используя более узкий спектральный интервал и перейдя от визуальной к фотоэлектрической регистрации. Тот факт, что спектроскопические измерения при помощи интерферометра Майкельсона не были продвинуты до уровня разрешения, сопоставимого с угловыми измерениями, объясняется, вероятно, скорее отсутствием задач, для которых оно было бы необходимо, чем невозможностью технического осуществления. Существование звезд — источников светового излучения с малыми угловыми размерами, измерение которых ставит ряд новых проблем, привело к дальнейшему развитию двухлучевой интерферометрии — появлению корреляционных методов измерения интенсивностей, обеспечивающих еще большее угловое разрешение. Хотя аналогичная техника была бы применима и для спектроскопических измерений, мы не нашли ни одного примера ее применений для этой цели. Интерферометрия интенсивности и будет объектом обсуждения в следующем разделе.

IX. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

1. Введение

До сих пор интерферометрия интенсивности *) была использована только для исследования угловых размеров двух астрономических объектов: 1) объекта, интенсивно излучающего метровые радиоволны [34], и 2) горячих звезд, излучающих в голубой части оптического спектра [35]. Однако применение инферометрии интенсивности в принципе возможно и к проблеме анализа спектрального состава излучения некотоорго источника в очень узком интервале длин волн. Теоретические основы подобного измерения обсуждались в двух статьях Гамо [36, 37].

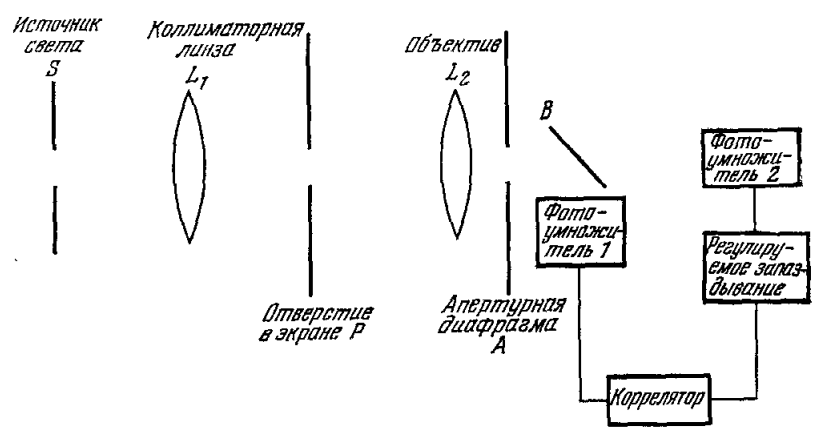

Рис. 13.

Инструмент, необходимый для этих целей, имеет много общего с интерферометром Майкельсона, в чем можно убедиться по рис. 13, где приведена блок-схема возможного эксперимента.

Свет от источника S фокусируется линзой L_1 на отверстие малого диаметра P, расположенного в фокусе объектива L_2. Параллельный пучок

*) Об интерферометре интенсивности см. [50, 51]. (*Прим. перев.*)

света, выходящий из объектива L_2, ограничивается диафрагмой A с отверстием площадью Σ, которая и определяет геометрический фактор инструмента. После диафрагмы пучок делится светоделителем B на две части, каждая из которых попадает на малоинерционный фотоумножитель (*1* и *2*). Пройдя светоделитель, пучки могут не оставаться параллельными, их можно сфокусировать на фотокатоды или же изменить их размеры в зависимости от эксперимента. Выходные сигналы фотоумножителей, зависящие от времени, усиливаются в корреляторе, поступая в него после того, как в одном из сигналов получена временна́я задержка τ по отношению к другому. Это в точности аналогично задержке, получаемой одним из пучков по отношению к другому в интерферометре Майкельсона. Коррелятором может быть либо линейный усилитель, подобный тому, что использовался в звездном интерферометре [38], находящемся сейчас в Нарабри (Австралия), или же счетчик совпадений, который использовался в лабораторных исследованиях корреляции фотонов частично когерентных световых пучков [39]. В силу того, что спектральная полоса фотоумножителей и коррелятора намного шире, чем спектральный интервал падающего излучения, выходной сигнал коррелятора, усредненный по времени, будет иметь вид

$$G(\tau)=\frac{1}{T}\int_0^{\tau} I(t)\,I(t+\tau)\,dt, \tag{11}$$

где T — время наблюдения при временно́й задержке τ, $I(t)$ — мгновенное значение интенсивности флуктуаций падающего излучения. В пределе при $T\to\infty$ $C(\tau)$ становится четным фурье-преобразованием функции $P(\nu)$ — спектра мощности флуктуации интенсивностей:

$$\int_0^{\infty} P(\nu)\cos(2\pi\nu\tau)\,d\nu. \tag{12}$$

Вообще говоря, полученная величина не есть та характеристика, которая нас интересует при спектральном исследовании. Искомая функция — это спектр мощности падающего излучения. Однако во многих практически важных случаях указанную функцию можно определить с известной степенью точности из спектра мощности флуктуаций интенсивности.

Электрический вектор плоской электромагнитной волны, с конечной полосой частот вокруг ν_0, может быть представлен в виде

$$e(t)\cos[2\pi\nu_0 t-\varphi(t)], \tag{13}$$

где $e(t)$ и $\varphi(t)$ — амплитуда и фаза, зависящие от времени. Интерферометр интенсивности может дать только информацию о величине

$$e^2(t)-\overline{e^2(t)} \quad \text{или} \quad I(t)-\overline{I(t)},$$

поскольку фаза $\varphi(t)$, зависящая от времени, «забывается» в фотоумножителях в процессе фотоэмиссии, который в нашей задаче можно рассматривать как идеальный процесс квадратичного детектирования.

Отсюда следует, что такой прибор нельзя использовать для анализа распределения частот в лазерной линии, если это распределение определяется эффектами частотной или фазовой модуляции, вызванными изменениями эффективных размеров лазерного резонатора, но сказанное не относится к амплитудной модуляции. Простейший пример, где могут наблюдаться вариации интенсивности, представляет собой источник,

излучающий две очень узкие линии спектра, расстояние между которыми много больше, чем ширина каждой из них.

Для определенности предположим, что электрический вектор анализируемого излучения можно представить суммой двух членов

$$e_1 \cos(2\pi\nu_1 t - \varphi_1) \text{ и } e_2 \cos(2\pi\nu_2 t - \varphi_2), \tag{14}$$

так что флуктуации интенсивности анализируемого излучения пропорциональны

$$e_1 e_2 \cos[2\pi\overline{(\nu_1 - \nu_2)}\, t - \overline{\varphi_1 - \varphi_2}] \tag{15}$$

и выходной сигнал коррелятора, усредненный по времени, т. е. выход интерферометра интенсивностей, пропорционален

$$I_1 I_2 \cos[2\pi\overline{(\nu_1 - \nu_2)}\,\tau], \tag{16}$$

где I_1, I_2 — интенсивности двух спектральных линий, пропорциональные e_1^2 и e_2^2 соответственно.

Если одновременно регистрировать суммарную интенсивность $I_1 + I_2$, то можно определить расстояние между линиями, а также относительную интенсивность линий. Однако при этом измерении остается неизвестной частота спектральных линий и неизвестно, какая из них имеет бóльшую (меньшую) интенсивность. Аналогичная неопределенность была характерна при измерениях видностей, проводившихся Майкельсоном.

Уместно спросить, зачем нам понадобились сложный линейный коррелятор и светоделитель, а почему мы не анализируем непосредственно выходной сигнал фотоумножителя с помощью узкополосного перестраиваемого фильтра и не определяем, таким образом, энергетический спектр флуктуаций интенсивности. На это можно ответить, что такое измерение можно было бы провести, если бы падающий свет представлял собой два очень интенсивных пучка, таких, какие могут быть созданы с помощью лазеров.

Корреляционная техника просто представляет собой средство наблюдения малых сигналов в присутствии шума, и применение ее оправдано только тогда, когда энергетический спектр, в котором мы заинтересованы, «утоплен» в дробовом шуме фотоумножителей.

В этом последнем случае, который всегда применяется для нелазерных источников, применение интерферометра оправдывается только его большой разрешающей силой, которая в свою очередь обеспечивается тем, что временнáя задержка τ между пучками создается после фотоэлектрического детектирования в электрической цепи одного из каналов. Здесь нет необходимости в точной оптической юстировке, не надо сохранять относительную фазу двух световых пучков, а все это позволяет нам использовать эффективную разность хода, значительно бóльшую, чем та, которая может быть реализована в интерферометре Майкельсона.

Существующие технические трудности объясняются тем, что в оптической области частот очень низка чувствительность аппаратуры из-за малого отношения сигнал/шум. Последнее имеет низкое значение из-за необходимости использовать нелинейные элементы (фотоэлектрические приемники) «перед» смешением двух световых сигналов. В первоначальном лабораторном эксперименте с интерферометром интенсивностей применялись наиболее яркие источники из имевшихся в распоряжении, что позволило продемонстрировать существование эффекта. О спектроскопических измерениях с помощью обычных источников излучения не приходилось и думать.

Естественно возникает вопрос, изменилось ли положение с появлением лазеров. Но прежде чем ответить на него, мы обсудим чувствительность и геометрический фактор интерферометра интенсивности при работе с ординарными источниками излучения.

2. Геометрический фактор и чувствительность

а) Геометрический фактор. В отличие от всех инструментов, рассмотренных выше, геометрический фактор интерферометра интенсивности не зависит от разрешающей силы, т. е. не зависит от максимального значения τ. Здесь геометрический фактор определяется требованием, чтобы разность фаз между световыми пучками, излучаемыми различными частями источника, изменялась не очень сильно в пределах апертуры. Если это так, то интенсивность флуктуации интенсивности в излучении, падающем на различные части фотокатода, не будут складываться в фазе. В частном случае

$$\frac{\Omega_0 \Sigma}{\lambda^2} = 1,$$

где Ω_0 — телесный угол круглого источника, Σ — площадь круглой диафрагмы; фаза между двумя световыми пучками, излучаемыми наиболее удаленными друг от друга точками источника, изменяется на 2π радиан вдоль диаметра апертуры. Из теории интерферометра интенсивности следует, что при таком предельном геометрическом факторе выходной сигнал коррелятора уменьшается вдвое по сравнению с тем, который должен был бы наблюдаться в случае точечного источника с таким же общим световым потоком. Если же мы будем продолжать увеличивать угловой размер источника за этими пределами, то, как было показано, отношение сигнал/шум будет сглаживаться и асимптотически стремиться к пределу, который соответствует уровню отношения сигнал/шум в случае, если световой поток точечного источника эквивалентен потоку излучения, рассматриваемого источника в телесном угле λ^2/Σ. Эту величину можно рассматривать как меру геометрического фактора интерферометра.

б) Чувствительность. Рассмотрим случай, когда источник излучает неполяризованное и некогерентное излучение в том смысле, что нет корреляции между световыми лучами, испускаемыми различными частями источника, между различными частотами или между ортогональными поляризациями. В этом случае, который обычно имеет место при использовании тепловых источников излучения, флуктуации интенсивности излучения подчиняются гауссову закону распределения. Предположим, что свет от источника проходит через узкополосный оптический фильтр, ширина полосы пропускания которого B меньше, чем суммарная ширина полосы b_ν фотоумножителя и коррелятора. Для простоты предположим еще, что этот спектральный интервал имеет идеальную прямоугольную форму. При этих условиях отношение сигнал/шум, после наблюдения продолжительностью T_0 в случае произвольно широкого источника и идеального коррелятора, дается выражением

$$\frac{S}{N}(T_0) = \frac{\alpha N}{2}\left(\frac{T_0}{2b_\nu}\right)^{1/2} |\Gamma(\tau)|^2, \tag{17}$$

где N — целое число квантов, попавших на площадь Σ фотокатода фотоумножителя в единицу времени в телесном угле $\Omega_0 = \lambda^2/\Sigma$, λ — средняя длина волны, $\Gamma(\tau)$ — фурье-преобразование спектра излучения.

Интерферометр интенсивности позволяет измерять только квадрат амплитуды фурье-преобразования, а информация о фазе теряется. Чем

меньше спектральный интервал b_ν при условии $b_\nu > B$, тем лучше, так как увеличение b_ν влечет за собой увеличение спектрального интервала, в котором проходит дробовой шум. В предельном случае $b_\nu = B$ мы можем записать

$$\frac{S}{N}(T_0) = \frac{\alpha n}{2}\left(\frac{BT_0}{2}\right)^{1/2} |\Gamma(\tau)|^2, \tag{18}$$

где n — теперь среднее число квантов на один герц спектрального интервала, полученных с площади Σ фотоумножителей в телесном угле источника λ^2/Σ *). Если Θ — эффективная яркостная температура источника с длиной волны λ, то сразу получаем

$$n = \frac{\lambda^2}{2}\,\frac{2\nu^2/c^2}{\exp(h\nu/k\Theta)-1}\,\beta = \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k\Theta}\right)-1\right]^{-1}\beta. \tag{19}$$

Коэффициент 1/2 необходимо ввести, чтобы учесть деление света источника между двумя фотоумножителями. Коэффициент β представляет собой пропускание оптической системы с учетом пропускания светофильтра.

С помощью существующих фотоумножителей и транзисторной техники верхний предел b_ν может достигать величины порядка сотни мегагерц. Если задаться очень оптимистической величиной пропускания фильтра $t = 1/4$, полагая квантовый выход равным 20%, и потребовать величины отношения сигнал/шум равным 100 : 1 при времени измерения 10^3 *сек*, то мы найдем, что яркостная температура источника, с помощью которого могут быть получены спектральные данные высокого разрешения, должна быть не ниже 7900° К для длин волн в области 4400 Å.

Несколько неудобно то обстоятельство, что интерферометр интенсивности измеряет $|\Gamma(\tau)|^2$, а не $\Gamma(\tau)$. Это означает не только потерю фазы в фурье-преобразовании, но в равной мере важен и тот факт, что информация относительно тонкой структуры, содержащаяся в $\Gamma(\tau)$, значительно меньше единицы. Поэтому интерферометр интенсивностей лучше применять для получения информации об основных особенностях спектра, таких, как спектральные ширины линий или же расстояние между двумя интенсивными изолированными линиями. Однако единственная цель обсуждаемых здесь измерений и состоит в получении деталей, требующих очень высокого разрешения, так что применять интерферометр интенсивности в его простейшей форме для записи спектральных характеристик некогерентных источников, вероятно, не имеет смысла.

3. Интерферометр интенсивности с вспомогательным лазером (оптическое гетеродинирование) **)

Использование лазеров в спектроскопии высокого разрешения рассматривается во многих работах. С одной стороны Форрестер [40] предложил использовать лазер как фотоэлектрический смеситель; тогда спектр падающего излучения получается при анализе фотоэлектронного тока с помощью узкополосного перестраиваемого фильтра. С другой стороны, Гамо [36] предложил использовать лазерное излучение в интерферометре интенсивностей. Обе эти методики, конечно, имеют много общего и в идеале — одинаковую чувствительность. Однако метод, в котором исполь-

*) Приведенная величина S/N вдвое меньше, чем аналогичная величина для угломерного интерферометра, в котором ширина полосы коррелятора берется очень малой в сравнении со световым спектральным интервалом.

**) Об оптическом гетеродинировании см. [52, 53]. (*Прим. перев.*)

зуется коррелятор с двумя фотоумножителями, на практике позволяет измерять и значительно более слабые сигналы, потому что в этом случае намного проще исключить эффекты дрейфа, которые являются доминирующими в задаче, когда исследуемый спектр упрятан под дробовым шумом фотоумножителя, вызванного значительно более интенсивным излучением лазера.

При работе со вспомогательным лазером нужно следить, чтобы разность фаз между его излучением и исследуемым излучением не изменялась очень сильно в пределах апертуры интерферометра. Этого добиваются простым видоизменением установки, показанной на рис. 13. Пучок света от источника S коллимируется объективом L_2, проходит сквозь фильтр в виде эталона Фабри — Перо и смешивается с коллимированным лазерным пучком при помощи вспомогательного светоделителя, расположенного перед выходной апертурной диафрагмой A. Светоделитель устроен таким образом, что 95% излучения от анализируемого источника входит в интерферометр и только 5% отражается, в то время как для интенсивного лазерного пучка это отношение обратное. Юстироваться светоделитель должен таким образом, чтобы дифракционные изображения двух источников, образованных объективом за выходной диафрагмой, оказались соосными и сфокусированными на одну и ту же плоскость. За выходной диафрагмой A совмещенные пучки могут входить в интерферометр, аналогичный показанному на рис. 13.

При оптическом гетеродинировании интенсивность лазерной части излучения должна не менее чем в 1000 раз превосходить интенсивность источника анализируемого излучения. В этом случае лазер является гетеродином; если пренебречь сигналом, вызванным биениями различных компонентов исследуемого излучения, то отношение сигнал/шум при измерениях с шириной полосы B *гц* можно представить в виде

$$\frac{S}{N}(T_0) = 2\alpha n \left(\frac{BT_0}{2}\right)^{1/2} \Gamma(\tau). \tag{20}$$

Отношение сигнал/шум пропорционально $\Gamma(\tau)$, и при $\tau = 0$ оно в 4 раза больше, чем в случае простого интерферометра интенсивностей *).

Более того, оптический фильтр значительно проще тогда, когда отсутствует лазерный фон. В этом случае необходимо только ослабить интенсивность светового излучения с длинами волн за пределами полосы частот вокруг лазерной частоты, ширина которой равна видеополосе фотоумножителей и коррелятора вместе взятых. Высокие порядки, пропускаемые Фабри — Перо, можно подавить при помощи видеофильтров. Общая оптическая эффективность величиной 1/2 может быть достигнута сравнительно легко. Чтобы достигнуть разрешения 10^8, соответствующего минимальному спектральному интервалу 6,8 *Мгц* при $\lambda = 4400$ Å, нужно иметь в распоряжении источник с яркостной температурой 5270° К *для достижения точности измерения энергии в 3% в пределах ширины* аппаратной функции за 1000 *сек*; тогда полный спектральный интервал в 25 спектральных элементов, соответствующий диапазону 170 *Мгц*, мог бы быть исследован за $8\frac{1}{3}$ часа. Число квантов на этот спектральный интервал, проходящих в 1 *сек* через апертурную диафрагму площадью Σ от источника с телесным углом λ^2/Σ (с вершиной на апертурной диафрагме),

*) Один множитель, равный 2, получается из-за того, что число квантов, поступающих от лазера, много больше, чем число квантов от анализируемого источника; другой множитель 2 связан с тем, что обе поляризации излучения источника дают вклад в сигнал, но интенсивность его слишком мала, чтобы внести заметный вклад в шум.

составляет $2{,}43 \cdot 10^5$. Чтобы приблизиться к уровню 90% предельной величины отношения сигнал/шум, необходимо увеличить телесный угол примерно в 40 раз, когда от источника будет поступать 10^7 квантов, а от лазера потребовалось бы по меньшей мере 10^{10} квантов в секунду. Для этого, однако, требуется лазер со средней мощностью всего 0,1 *мквт*, даже если только 5% его энергии попадает в интерферометр.

По общему признанию все это носит пока еще чисто академический характер, особенно в связи с тем, что подходящие лазеры существуют только для небольшого числа изолированных частот, но не исключено, что такие измерения с очень высоким разрешением смогут оказаться полезными для изучения горячих источников.

X. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из предшествующего обсуждения со всей очевидностью выясняются огромные спектроскопические возможности комбинации интерферометра Майкельсона с современными электронными вычислительными машинами, позволяющими осуществлять фурье-преобразование. Определяющими здесь являются три фактора. Первый из них, общий для всех интерференционных систем с круговой осевой симметрией, аналогичных интерферометрам Фабри — Перо, состоит в том, что появляется возможность увеличить угловую апертуру и тем самым увеличить геометрический фактор приборов. Это преимущество впервые отметил Жакино. Второй заключается в возможности одновременно наблюдать многие частоты при помощи одного приемника (свойство мультиплексности). Это свойство позволяет реализовать возможности, которыми обладает только фотографическая пластинка, в любом диапазоне длин волн, где можно использовать фотопроводящие или тепловые приемники излучения, поскольку в них фотонный шум пренебрежимо мал по сравнению с внутренними шумами. Свойство мультиплексности впервые отметил Фелджетт. Третий фактор — это возможность заменить сложный и дорогой прибор более простым по оптике прибором, дополнив последний возможностью численных расчетов, которые могут выполняться электронной вычислительной машиной. Реализация этого фактора становится все более и более легкой по мере прогресса электронно-вычислительной техники. Оценка относительной важности этих факторов зависит от конкретной проблемы, для которой предполагается использовать эту аппаратуру, а выигрыш, обеспечиваемый двумя первыми факторами, может быть точно рассчитан в каждом конкретном случае. Третий фактор, роль которого труднее оценить количественно, пожалуй наиболее важный из всех в том отношении, что он позволяет реализовать эксперимент без необходимости сооружать такие специфические оптические детали, как дифракционные решетки или многослойные интерференционные фильтры. Прогресс в экспериментальной спектроскопии, обеспечиваемый развитием вычислительной техники, отличается от прогресса, обусловленного развитием новых технических средств, таких, как улучшенные дифракционные решетки или утонченные конструкции многослойных интерференционных фильтров. Разница в первую очередь состоит в том, что успех спектроскопии обеспечивается прибором, который не был специально построен для спектроскопических целей, а кроме того, существует большая уверенность в том, что он будет практически работать в соответствии с теоретическими предсказаниями. Техника спектроскопии в этом случае не зависит от конструкции нового прибора, многообещающие варианты которого столь часто предлагаются, но которые оказывается чрезвычайно трудно реализовать на практике. Майкельсоновская спектроскопия вряд ли будет

пригодна при разрешениях порядка 10^7 или больше, так как перед ней в этом случае возникают серьезные, вероятно, практически неразрешимые проблемы. Очень возможно, что в ряде специальных задач здесь придет на помощь интерферометрия интенсивности при условии, что будут в распоряжении спектроскопистов подходящие лазеры, но даже и тогда применение этой техники будет ограничено источниками, обладающими высокой яркостной температурой в соответствующих областях длин волн.

Национальная физическая лаборатория,
Теддингтон, Великобритания

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Rubens, R. W. Wood, Phil. Mag. **21**, 249 (1911).
2. A. A. Michelson, Phil. Mag. **31**, 256 (1891).
3. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, Oxford, Pergamon Press, 1959, стр. 333.
4. P. Jacquinot, J. Opt. Soc. Amer. **44**, 761 (1954).
5. J. Connes, Rev. Opt. (Theor. Instrum.) **40**, 72 (1961).
6. H. A. Gebbie, Advanc. Quantum Electron. (J. R. Singer Ed.,), N. Y., Columbia University Press, 1961, стр. 155.
7. A. A. Michelson, Phil. Mag. **34**, 380 (1892).
8. R. B. Blackman, J. W. Tukey, The Measurement of Power Spectra, N. Y., Dover, 1958, стр. 76.
9. P. Jacquinot, B. Roissen-Dossier, Progr. Optics **3**, 31 (1964).
10. H. A. Gebbie, Phys. Rev. **107**, 1194 (1957).
11. H. A. Gebbie, L. Delbouille, G. Roland, Mont. Not. Roy. Astron. Soc. **123**, 497 (1962).
12. H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, Proc. Phys. Soc. **82**, 543 (1963).
13. H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, G. R. Brird, G. R. Hunt, Nature **200**, 1304 (1963).
14. H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, D. Williams, Molec. Phys. **6**, 215 (1963).
15. A. Anderson, H. A. Gebbie, Spectrochim. Acta **21**, 883 (1965).
16. G. W. Chantry, H. A. Gebbie, Nature **198**, 874 (1965).
17. G. W. Chantry, H. A. Gebbie, P. R. Griffiths, R. F. Lake, Spectrochim. Acta **22**, 125 (1966).
18. H. A. Gebbie et al., J. Molec. Spectrosc. **19**, 7 (1966).
19. P. Fellgett, Thesis (University of Cambridge, 1951), стр. 21.
20. H. A. Gebbie, G. Roland, L. Delbouille, Nature **191**, 264 (1961).
21. E. Loewestein, J. Opt. Soc. Amer. **50** (1960).
22. P. L. Richards, J. Opt. Soc. Amer. **54**, 1474 (1964).
23. D. R. Bosomworth, H. P. Gush, Canad. J. Phys. **43**, 729 (1965).
24. T. R. Manley, D. A. Williams, Spectrochim. Acta **21**, 1773 (1965).
25. J. Connes, H. P. Gush, J. Phys. et radium **21**, 645(1960).
26. P. Bouchareine, P. Connes, J. Phys. et radium **24**, 734 (1963).
27. J. E. Chamberlain, J. E. Gibbs, H. A. Gebbie, Nature **198**, 874 (1963).
28. J. E. Chamberlain, H. A. Gebbie, Appl. Optics **5**, 393 (1966).
29. J. E. Chamberlain, F. D. Findlay, H. A. Gebbie, Appl. Optics **4**, 1382 (1965).
30. H. N. Russell, R. S. Dugan, J. Q. Stewart, Astronomy **2** (1st ed.), Boston, 1927, стр. 740.
31. A. A. Michelson, Astrophys. J **51**, 257 (1920).
32. J. A. Anderson, Astrophys. J. **51**, 263 (1920).
33. A. A. Michelson, F. G. Pease, Astrophys. J. **53**, 249 (1921).
34. R. Hanbury-Brown, R. C. Jennison, M. A. Das Gupta, Nature **170**, 1061 (1952).
35. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. A **248**, 222 (1958).
36. H. Gamo, Advanc. Quantum Electron. (J. R. Singer, Ed.), N. Y., Colombia University Press, 1961, стр. 252.
37. H. Gamo, J. Appl. Phys. **34**, 875 (1963).
38. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. A**243**, 291 (1967).
39. R. Q. Twiss, A. G. Little, Aust. J. Phys. **12**, 76 (1969).
40. A. T. Forrester, Advanc. Quantum Electron (J. R. Singer Ed.), N. Y., Columbia University Press, 1961, стр. 233.

ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ ПРИ ПЕРЕВОДЕ

41. Б. А. Киселев, П. Ф. Паршин, Оптика и спектроскопия **17**, 440 (1964).
42. А. А. Майкельсон, Световые волны и их применения, М., 1912.
43. А. А. Майкельсон, Исследования по оптике, М.—Л., 1937.
44. Б. А. Киселев, П. Ф. Паршин, Оптика и спектроскопия **12**, 311 (1962).
45. П. Ф. Паршин, Оптика и спектроскопия **16**, 507 (1964).
46. П. Ф. Паршин, Кандидатская диссертация (1964).
47. П. Ричардс, в сб. «Длинноволновая инфракрасная спектроскопия», М., «Мир», 1966, стр. 257.
48. J. Pinard, J. de phys., Colloque C 2, Suppl. № 34, **28**, 136 (1967). (Сборник материалов конференции 1966 г. по интерференционным приборам.)
49. J. Pinard, частное сообщение.
50. Дж. Строук, Введение в когерентную оптику и голографию М., «Мир», 1967.
51. В. И. Слыш, УФН **87** (2), 471 (1965).
52. С. Боровицкий, Г. С. Горелик, УФН **59** (3), 543 (1956).
53. И. М. Арефьев, Кандидатская диссертация (ФИАН, 1968).
54. Г. Д. Шнырев, Приборы для фурье-спектрометрии. Кандидатская диссертация (Ин-т кристаллографии АН СССР, 1966).
55. И. П. Петров, О получении и регистрации интерферограмм в фурье-спектрометрии. Кандидатская диссертация (Ин-т кристаллографии АН СССР, 1967).
56. A. Hadni, L'infrarouge lointain, Presses Universitaires de France, Paris, 1969.