

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**МЕТОДЫ СУЖЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ДЛЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛИНЫ****А. П. Кириченко**

Вопрос получения узких спектральных линий не является новым. Хорошо известно, что если линия обладает сверхтонкой структурой и полуширина каждого компонента сложной линии одного порядка с расстоянием между компонентами, то структуру линии нельзя обнаружить и ее анализ невозможен. Чтобы полностью использовать преимущества приборов высокой разрешающей силы, необходимо стремиться к уменьшению ширины линий.

Первые работы по получению узких спектральных линий относятся к 30-м годам нашего столетия, когда большое внимание уделялось исследованию контуров монохроматических излучений. В связи с новым определением метра числом длин световых волн оранжевого излучения изотопа криптона-86 эти работы особенно актуальны и в настоящее время, так как практическая реализация перехода на новое определение метра связана с необходимостью наблюдения интерференции на больших разностях хода.

Предел когерентности, т. е. та максимальная разность хода, при которой еще наблюдается интерференция, определяется истинной шириной спектральной линии. Чем уже линия, тем больше предел когерентности и с тем большей точностью можно воспроизвести значение длины волны излучения, отнесенное к максимуму контура. Увеличение предела когерентности линий позволило бы расширить пределы абсолютных интерференционных измерений длины до одного метра и тем самым повысить точность измерений.

Созданные в последние годы одноизотопные источники света позволяют наблюдать интерференционную картину при разностях хода, достигающих 600—700 м. Так, для линии $\lambda 0,5461$ мк, излучаемой безэлектродной лампой с изотопом ртути Hg^{198} , предел когерентности равен 500 м.м, а для линий $\lambda 0,5469$ мк и $\lambda 0,6056$ мк изотопа криптона-86 в источнике, охлажденном до температуры 63° К, этот предел достигает 700 м.м.

Строго монохроматическое излучение может быть получено не только от источников света, непосредственно излучающих узкие спектральные линии (источники света с атомными пучками, с охлажденными полыми катодами), но и от обычных источников с применением различных методов оптического фильтрования. В последнем случае удастся произвести сужение спектральных линий при сравнительно малых потерях интенсивности.

Целью настоящей работы является описание наиболее интересных методов получения строго монохроматического излучения с шириной меньше доплеровской.

Работы по сужению спектральных линий развивались в нескольких направлениях. К первой группе относятся методы интерференционной монохроматизации, применяемые обычно для эмиссионных линий, находящихся в видимой области спектра, ко второй — методы абсорбционной монохроматизации для резонансных линий, находящихся у большинства элементов в ультрафиолетовой области спектра. К третьей группе, развивающейся в последнее время, относятся так называемые «лазеры», с помощью которых можно получить интенсивные линии с шириной порядка нескольких тысячных долей обратного сантиметра.

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ

Впервые интерференционная монохроматизация спектральных линий естественного кадмия, ртути и таллия была осуществлена в оптической лаборатории ВНИИМа в 1946 г. Целью этой работы было получение строго монохроматического излучения без сверхтонкой структуры^{1, 2}. Оптическая схема интерференционного фильтрования излучения получила название (по аналогии с призмными приборами) интерференционного монохроматора, дисперсионной системой которого служил эталон Фабри — Перо с плоскими зеркалами.

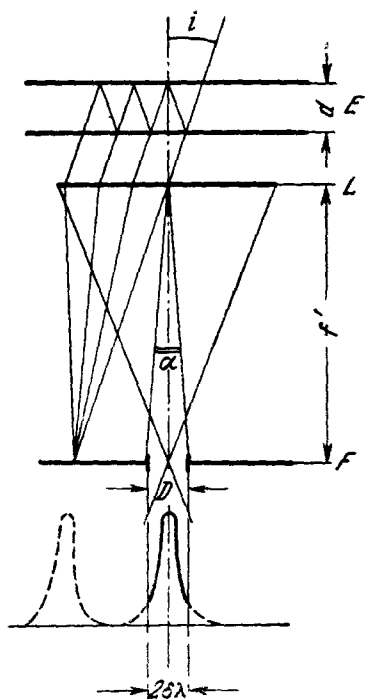


Рис. 1.

Принципиальная схема интерференционного монохроматора представлена на рис. 1. Широкий пучок грубо монохроматизированного излучения падает на эталон Фабри — Перо E (дисперсионная система интерференционного монохроматора) с высоким коэффициентом отражения и малым коэффициентом поглощения полупросеребрённых покрытий пластин эталона. Претерпев многократные отражения в эталоне, световой пучок собирается в фокальной плоскости объектива L , где установлена диафрагма с круглым отверстием диаметром D , играющая роль выходной щели монохроматора. Светящееся отверстие диафрагмы можно рассматривать как источник строго монохроматического света. Разность хода в эталоне должна быть подобрана таким образом, чтобы для данной разрешенной составляющей сверхтонкой структуры в центре интерференционной картины был бы как раз максимум. Тогда через диафрагму пройдут все лучи, которые заключены внутри светового конуса с основанием, равным диаметру диафрагмы. Угол α раствора этого конуса и диаметр диафрагмы D могут быть вычислены для данной длины волны по формулам

$$D = f' \alpha, \quad \alpha = 2 \sqrt{\frac{2n^2 \delta \lambda}{\lambda}}, \quad (1)$$

где f' — фокусное расстояние объектива L , n — показатель преломления, $\delta \lambda$ — ширина спектральной полосы пропускания при заданной разности хода.

Выделение составляющих сверхтонкой структуры возможно только в том случае, если разрешающая сила эталона достаточна для полного

разрешения сверхтонкой структуры или по крайней мере разрешения выбранных для выделения составляющих. Максимум в центре интерференционной картины будет соответствовать той составляющей сверхтонкой структуры, для которой порядок интерференции близок к целому числу. Малыми изменениями разности хода в эталоне можно получить светлое пятно в центре картины для любой из составляющих. Эти изменения разности хода осуществляют любым методом сканирования интерференционных полос. Так, для выделения составляющих сверхтонкой структуры зеленой линии кадмия в качестве дисперсионной системы была применена плоскопараллельная кварцевая пластинка, посеребренная с двух сторон. Необходимые небольшие изменения ее толщины достигали путем нагревания, для чего пластинка была помещена в термостат достаточно простого устройства. При монохроматизации же зеленых линий $\lambda 0,5461$ мк ртути и $\lambda 0,5351$ мк таллия дисперсионной системой служил сложный эталон Фабри — Перо (мультиплекс), у которого одно из зеркал было заменено стеклянной плоскопараллельной пластинкой, что позволило сократить число отражающих поверхностей. Малые изменения разности хода в этом случае осуществляли изменением давления воздуха внутри эталона.

Для исследования отфильтрованного излучения световой пучок, вышедший из отверстия диафрагмы, направляли на интерферометр Фабри — Перо и интерференционную картину фотографировали при различных разностях хода.

В качестве примера на рис. 2 представлена интерференционная картина с разделенным полем при разности хода 10 мк для составляющей II изотопа Hg^{198} . Рис. 2, а соответствует излучению источника с естественной ртутью, рис. 2, б — излучению от составляющей II изотопа Hg^{198} .

С помощью интерференционного монохроматора можно получить излучение, не обладающее сверхтонкой структурой и имеющее ширину линии порядка доплеровской. Дальнейшее сужение ограничивается основным свойством эталона Фабри — Перо с плоскими зеркалами — зависимостью разности хода от угла падения лучей. Изменение разности хода между двумя соседними пучками света для эталона Фабри — Перо определенной толщины зависит только от угла падения луча согласно выражению

$$\Delta_n = -l'i^2; \quad (2)$$

здесь l' — расстояние между пластинами эталона, i — угол падения лучей. Наличие зависимости разности хода от угла падения лучей (формула (2)) приводит к сокращению светосилы интерференционного монохроматора при повышении его разрешающей способности. Можно показать, что для интерференционного монохроматора, так же как для призмы и дифракционной решетки, произведение светового потока L , проходящего через диафрагму, на разрешающую способность R есть величина постоянная⁸. Чем меньшая часть порядка интерференции выделяется диафрагмой, тем

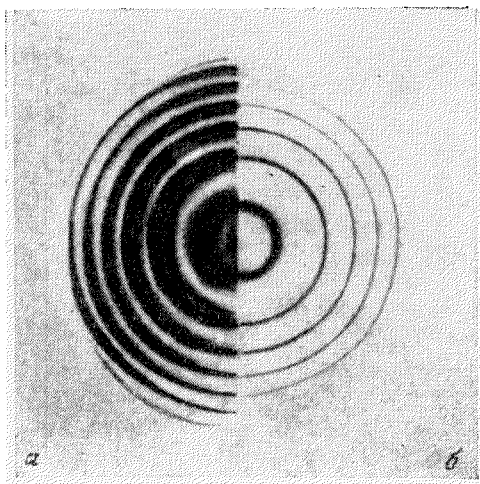


Рис. 2.

больше разрешающая способность. Поэтому при использовании в качестве дисперсионной системы эталона Фабри — Перо с плоскими зеркалами необходимо выбирать оптимальную разность хода так, чтобы, с одной стороны, разрешающая сила эталона была достаточной для выделения узкого участка спектра, а, с другой стороны, область его дисперсии была бы не слишком малой и диафрагму можно было бы геометрически совмещать с центром интерференционной картины, не нарушая симметрии полосы пропускания монохроматора. Исходя из этих соображений, трудно ожидать, что схема интерференционного монохроматора с дисперсионной системой — интерферометром Фабри — Перо с плоскими зеркалами — может быть применена для получения спектральных линий с шириной меньше доплеровской.

В связи с возможностью разделения изотопов и получения стабильных четно-четных элементов путь оптического фильтрования для получения

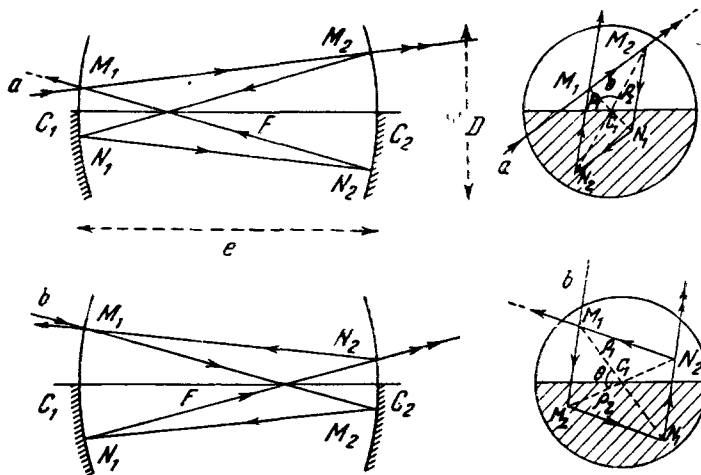


Рис. 3.

спектральных линий без сверхтонкой структуры оказался более сложным и менее выгодным. Однако отфильтрованное излучение, вышедшее из диафрагмы, можно направить на фотоприемник и исследовать контур спектральной линии с помощью фотозаписи. Оптическая схема интерференционного монохроматора в сочетании с фотоприемником, связанным с усилителем и самописцем, получила название фотоэлектрического спектроскопа. Во многих исследовательских центрах как в нашей стране, так и зарубежных проводилась большая работа по исследованию и улучшению дисперсионной системы фотоэлектрического спектроскопа. В частности, этому вопросу большое внимание уделялось в Ленинградском государственном университете³⁻⁵, в Национальном центре научных исследований во Франции^{6, 7}. Среди этих работ особый интерес представляет предложенный Коннэ эталон Фабри — Перо со сферическими зеркалами для дисперсионной системы фотоэлектрического спектроскопа^{9, 10}.

Сферический эталон Фабри — Перо представляет собой афокальную систему, состоящую из двух одинаковых вогнутых сферических зеркал (рис. 3). Расстояние l между центрированными сферическими поверхностями по оптической оси системы равно радиусу кривизны поверхностей. Сферические зеркала полностью отражают на одной половине своих поверхностей и полупрозрачны на другой. Необходимо, чтобы точка M_1 (входа лучей) (рис. 3) находилась на полупрозрачной полуокружности

первого зеркала; напротив, точка M_2 (отражения лучей) может быть расположена либо на полупрозрачной полуокружности второго зеркала — луч a , рис. 3, вверху, либо на его непрозрачной полуокружности — луч b , рис. 3, внизу. Падающий луч (a или b) образует бесконечное число интерферирующих лучей, которые следуют внутри эталона по одному пути, равному отрезку $M_1N_2N_1M_2M_1$. Разность хода между последовательными лучами не зависит от положения и направления луча и равна $4l$ как для лучей типа a , так и для лучей b , если считать оптическую систему идеальной. Сферический эталон Фабри — Перо можно рассматривать как фильтр, подобный эталону Фабри — Перо с плоскими зеркалами при нормальном падении лучей и выделении центрального пятна.

Область свободной дисперсии, прозрачность, аппаратная ширина, контрастность и теоретическая разрешающая способность R_0 сферического эталона Фабри — Перо такая же, как у плоского эталона с двойной толщиной.

Если бы оптическая система такого эталона была идеальной, то система не дала бы интерференционной картины и представляла бы собой свето-фильтр, светосила которого была бы очень велика, так как можно было бы использовать всю площадь сферических поверхностей. Однако аберрации третьего порядка являются причиной появления разности хода δ между последующими лучами, равной сумме δ_0 и Δ_c , где $\delta_0 = 4l$, а

$$\Delta_c = - \frac{e^2 e_0^2 \cos 2\theta}{l^3} \quad (3)$$

(см. рис. 2), что приводит к появлению интерференционных колец и понижению разрешающей способности R системы по сравнению с теоретической R_0 . Чтобы обеспечить достаточно высокую разрешающую способность, необходимо поместить диафрагмы в полюсах сфер эталона Фабри — Перо, выделяющие лишь часть сферической поверхности, которую можно считать свободной от аберраций. Это, конечно, несколько сокращает светосилу оптической системы.

В случае использования в фотоэлектрическом спектрографе интерферометра Фабри — Перо с плоскими зеркалами разрешающая способность R , равная $0,7 R_0$, соответствует максимуму произведения пропускаемого светового потока на разрешающую способность при заданной толщине эталона ⁸.

Две круговые диафрагмы в плоскости вершин сферических поверхностей диаметром

$$D = \left(\frac{32}{N} \lambda l^3 \right)^{1/4}, \quad (4)$$

где N — острота (величина, обратная аппаратной ширине), а λ — длина световой волны, обеспечат такое же соотношение между практически реализуемой и теоретической разрешающей способностью сферического эталона. Подсчет диаметра диафрагмы по формуле (4) при практически применяемых значениях l дает величину в несколько миллиметров, что легко осуществимо на практике.

Рассмотрение формул (2) и (3) показывает, что, в то время как изменение разности хода между двумя соседними пучками для плоского эталона Фабри — Перо Δ_n с увеличением расстояния между зеркалами интерферометра возрастает, Δ_c уменьшается, а это позволяет предполагать, что при больших l «протяженность» сферического эталона U_c , т. е. произведение площади поверхности рабочей части пластин на телесный угол, определяемый диафрагмой, больше, чем у плоского эталона:

$$U_c' = \frac{\pi^2}{4N^2} \lambda^2 R_0. \quad (5)$$

При заданных λ и N U_c пропорциональна R_0 . Следовательно, частное от деления светового потока на разрешающую способность остается постоянным. Это замечательное свойство приводит к тому, что при достаточно больших толщинах сферический эталон Фабри — Перо обеспечивает больший световой поток, чем эталон с плоскими зеркалами.

Численный пример, приведенный ниже, наглядно показывает преимущества сферического эталона. Чтобы получить $R_0 = 6 \cdot 10^6$ и $R = 4,3 \cdot 10^6$ для $\lambda = 0,5$ мк и $N = 30$, можно использовать эталон со сферическими поверхностями толщиной $l = 2,5$ см с диафрагмами $D = 1,7$ мм

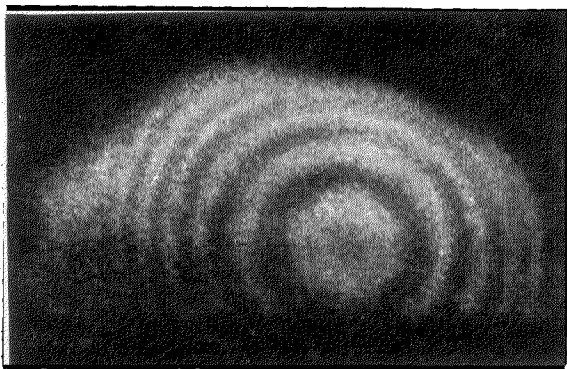


Рис. 4.

или эталон с плоскими зеркалами толщиной $l' = 5$ см с угловым размером диафрагмы $1,1 \times 10^{-3}$ рад. Для получения того же светового потока плоский эталон должен иметь рабочие поверхности диаметром $D' = 7$ см.

Все вышеперечисленные преимущества сферического эталона Фабри—Перо позволяют вновь вернуться к интерференционной монохроматизации линий. Если в качестве дисперсионной систе-

мы интерференционного монохроматора использовать вместо плоского эталона сферический, то вышедшее из монохроматора излучение будет обладать шириной меньше доплеровской. Экспериментально это было опробовано Гарднером и Неффленом ¹¹.

Ими был сконструирован сферический эталон с расстоянием между пластинами в 10 см. На пластины был нанесен полупрозрачный слой алюминия. В качестве источника света применяли безэлектродную лампу типа Меггера с Hg¹⁹⁸. Для выделения линии 20,5461 мк использовали обычный фильтр. Световой поток, проходящий через сферический эталон, анализировали с помощью интерферометра Майкельсона. Была получена интерференционная картина при разности хода в интерферометре Майкельсона 2 м. Фотография интерференционных колец приведена на рис. 4.

В австралийской Лаборатории стандартов аналогичным способом наблюдали интерференцию при разности хода около четырех метров ¹².

В оптической лаборатории ВНИИМа изготовлен сферический эталон Фабри — Перо с радиусом сферы 45 мм, который предполагается применить для фильтрации зеленой линии Cd ¹¹⁴.

2. АБСОРБЦИОННАЯ МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ

Своеобразным методом монохроматизации, т. е. выделением узкой области монохроматического излучения, является пропускание излучения между двумя близко расположенными линиями поглощения.

Трудно отыскать пару подходящих для этого линий поглощения в спектрах естественных элементов. Остроумное решение было найдено Мрозовским ¹³, использовавшим зеemanовское расщепление линий. Действительно, если поглощающую среду поместить в магнитное поле, то линии поглощения расщепляются на несколько составляющих, и тогда они могут, подобно щечкам щели монохроматора, перекрыть часть излу-

чения, пропуская лишь излучение, соответствующее центральной части контура спектральной линии. Такая система носит название зеемановского абсорбционного фильтра. Метод Мрозовского представляет собой по существу один из оптических методов получения спектральных линий без сверхтонкой структуры. Схема зеемановского фильтра, предложенного Мрозовским, принципиально не отличается от метода фильтрования спектральных линий, осуществленного значительно позже Кесслером и др.^{14, 15}. Разница заключается лишь в поставленной цели. Мрозовский с помощью зеемановского расщепления линий поглощения тушил компоненты сверхтонкой структуры резонансной линии ртути 0,2537 мк, за исключением одной, контур которой он изучал. Кесслер применил этот же метод для сужения резонансной линии изотопа ртути Hg¹⁹⁸, т. е. линии без сверхтонкой структуры, до ширины меньше доплеровской.

Для этого излучение с $\lambda 0,2537$ мк от безэлектродной лампы с Hg¹⁹⁸ пропусклось через слой 25 мм насыщенных паров ртути-198 при 100° С, помещенный в однородное магнитное поле 968 гс, направленное нормально к направлению светового потока. Контур линии поглощения при помещении поглощающего газа в магнитное поле в общем случае будет расщепляться на некоторое число компонентов, зависящих от величин J и g

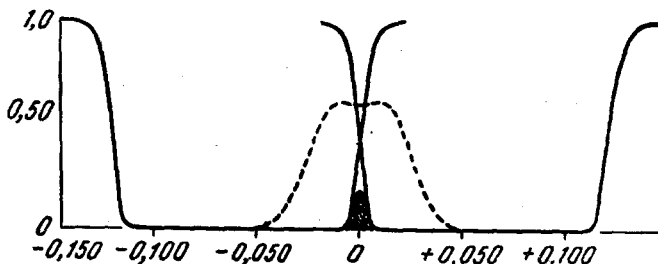


Рис. 5.

уровней энергии, определяющих соответствующий переход. Линия $\lambda 0,2537$ мк, соответствующая переходу $^1S_0 - ^3P_1$, образует три зеемановских компонента, из которых средний (π -компонент), не смещенный относительно первоначального положения линии, поляризован вдоль магнитного поля, а два других смещены — один в сторону высоких, другой в сторону низких частот — на одну и ту же величину и поляризованы по и против часовой стрелки с колебаниями, направленными перпендикулярно к магнитному полю (σ -компоненты). Если через поглощающую камеру проходит излучение с $\lambda 0,2537$ мк, поляризованное перпендикулярно к магнитному полю, то поглощающий контур будет состоять из двух компонентов (π -компонент отсутствует), величина смещения которых может быть вычислена по формуле

$$\Delta\nu = \frac{e}{4\pi mc^2} gH \text{ см}^{-1}, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, m — его масса, g — фактор Ланде, H — напряженность магнитного поля. Пользуясь этим выражением, можно подсчитать величину напряженности магнитного поля, обеспечивающего требуемую полосу пропускания зеемановского фильтра. На рис. 5 представлен контур поглощения, производимого достаточно плотными парами Hg¹⁹⁸ (сплошные кривые), для излучения, поляризованного перпендикулярно к магнитному полю (пунктирная кривая). Зачерненная площадь — излучение, прошедшее через зеемановский фильтр. Ширина полосы пропускания фильтра зависит от температуры поглощающих паров, величины

магнитного поля и толщины поглощающего слоя. При выбранных автором условиях наблюдаемая ширина отфильтрованного излучения составляла всего лишь $0,007 \text{ см}^{-1}$; с учетом расширения, вызываемого прибором, истинная ширина соответственно получилась равной $0,005 \text{ см}^{-1}$.

Сужение спектральных линий с помощью зеемановского фильтра можно осуществить только для резонансных линий, расположенных в спектрах большинства элементов в ультрафиолетовой части²⁹. Вся же современная техника интерференционных измерений длины разработана для видимой области спектра. Переход к работам в ультрафиолетовой области требует применения специальных оптических систем во всех

используемых приборах, в том числе и интерферометрах, а также и в приемных устройствах для фотоэлектрической регистрации. Представляло интерес попробовать, используя частичное поглощение, создать фильтр, подобный зеемановскому, для линий видимой области спектра.

Фильтрация с помощью поглощения парами йода, резонансные линии которого расположены в видимой области спектра, было произведено для линии $\text{Hg } \lambda 0,5461 \text{ мк}^{16}$. Известно, что линии поглощения йода легко наблюдать на фоне значительно расширенной зеленой линии ртути $\lambda 0,5461 \text{ мк}$. Сильно уширенная линия покрывает по крайней мере девять

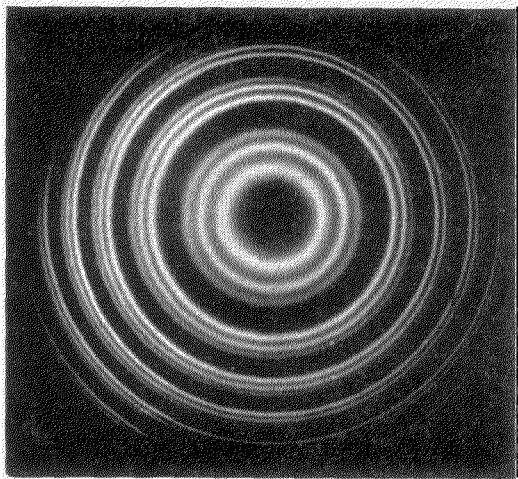


Рис. 6.

линий поглощения йода, но при достаточно малой силе тока ($0,4 \text{ а}$) лампа типа РВД-50 дает линию $\lambda 0,5461 \text{ мк}$, на которую накладываются лишь две линии поглощения. Если выделенный предварительно фильтром зеленый свет от ртутной лампы пропустить через поглощающую камеру толщиной 20 мм , содержащую пары йода при температуре около 100° С , и затем выпущенное из камеры излучение направить на эталон Фабри — Перо с разностью хода 8 мм , при которой еще не разрешается сверхтонкая структура расширенной линии $\text{Hg } \lambda 0,5461 \text{ мк}$, то, как видно из фотографии рис. 6, наблюдаются отчетливо два минимума, кроме основного, соответствующие двум близким по интенсивности линиям поглощения йода. Нагревая камеру с йодом и расширяя тем самым линии поглощения, можно сузить промежуток между ними и обеспечить достаточно узкую полосу пропускания так называемого «теплового» фильтра, механизм действия которого аналогичен зеемановскому фильтру. На фотографиях рис. 7 представлены: а) интерференционные кольца при разности хода в интерферометре Фабри — Перо 32 мм зеленой линии ртути, излучаемой лампой, содержащей естественную смесь изотопов ртути, б) интерференционные кольца, соответствующие излучению, прошедшему через пары йода при температуре 130° С .

Принцип «теплового» фильтрации зеленой линии ртути можно несколько видоизменить с целью применения его для излучения изотопа ртути-198. Если поместить источник со ртутью-198 в магнитное поле, можно передвинуть по шкале частот соответствующий зеемановский компо-

нент и произвести его сужение путем наложения линии йода. Зеленая линия $0,5461 \text{ мк}$ Hg^{198} , соответствующая уровням $^3P_2 - ^3S_1$, в магнитном поле расщепляется на 9 компонентов, из которых 3 — л-компоненты. Вдоль поля наблюдаются две группы компонентов (каждый из трех составляющих), поляризованные по кругу по и против часовой стрелки. С помощью пластинки $\lambda/4$ и поляроида можно выделить одну из этих групп. При соответственно выбранных напряженности магнитного поля и температуре поглощающих паров земан-составляющие располагаются так, что одна из линий йода полностью накладывается на два более слабых по интенсивности компонента и частично на более интенсивный компонент (относительные значения интенсивностей внутри данной группы земановских компонентов 6:3:1). Тогда пары йода, если форма контура линии поглощения подобна профилю земан-компонента Hg^{198} , поглотят его край, не нарушив симметричности контура,

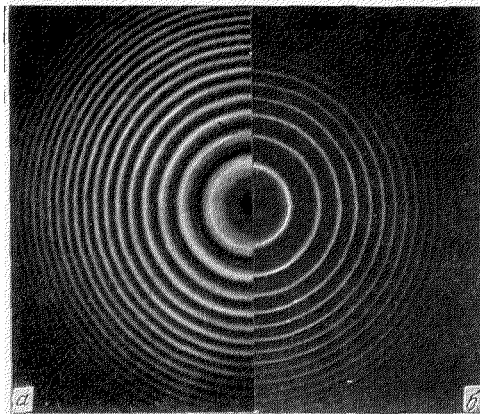


Рис. 7.

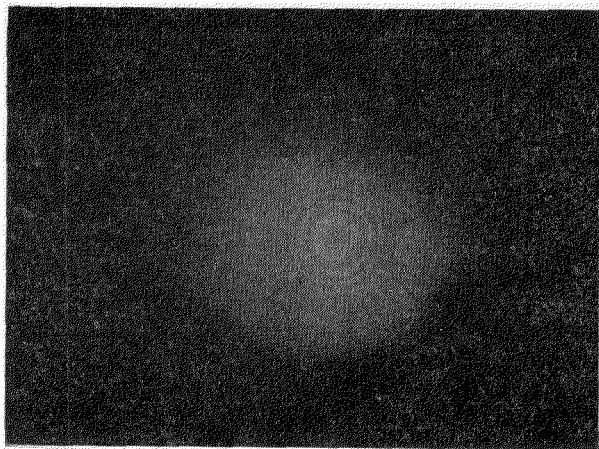


Рис. 8.

проходящего через поглощающую камеру излучения. С целью опробования такого способа фильтрации излучение $\lambda 0,5461 \text{ мк}$ от безэлектродной лампы, содержащей пары Hg^{198} , пропускали через поглощающую камеру длиной 60 см с парами йода при температуре 20°C . На рис. 8 приведены интерференционные кольца равного наклона при разности хода 730 мм в интерферометре Фабри — Перо, т. е. при разности хода, превышающей в 1,5 раза предел когерентности зеленой линии ртути-198. Нагреванием камеры с йодом можно расширить контур линии поглощения и получить сужение, достаточное для наблюдения интерференции при разности хода свыше 1 м. Интенсивность линии после фильтрации такова, что экспозиция при фотографировании на пленках 130 ед. ГОСТа не превышала 2—3 минут.

3. ПОЛУЧЕНИЕ УЗКОГО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-КОМПЕНСАЦИОННЫХ СХЕМ

Применение линий поглощения в метрологии при измерении длин концевых мер и длин волн позволило бы, по всей вероятности, повысить точность этих измерений. Это объясняется тем, что в эмиссионных источниках влияние температуры разряда, электромагнитного поля и давления паров вещества, атомы которых создают излучение, на значения длин волн спектральных линий лишь в редких случаях поддается учету. При использовании резонансных линий поглощения электромагнитное поле отсутствует, а давление паров вещества и его температуру можно определить с достаточной точностью. Таким образом, более высокая инвариантность длин волн линий поглощения по сравнению с эмиссионными

делает целесообразным применение их в метрологии, если удастся положительно решить вопрос измерения больших длин (до 1 м) с их помощью. Так, Фасти, исследуя резонансные линии йода для применения их в метрологии, считает, что, несмотря на значительную их ширину— $0,030 \text{ см}^{-1}$,—их следует предпочесть эмиссионным линиям с такой же шириной¹⁷.

Резонансные линии поглощения могут наблюдаться при пропускании излучения либо через обычную поглощающую камеру, либо через атомный пучок. В первом случае ширина линии поглощения будет порядка доплеровской, т. е. близкой к ширинам эмиссионных линий, излучаемых обычными источниками, во втором — порядка нескольких тысячных долей обратного сантиметра.

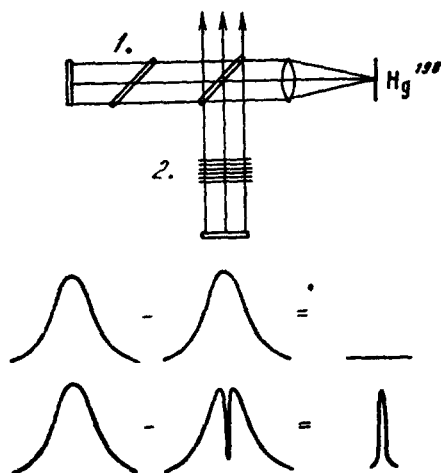


Рис. 9.

Интерференционно-компенсационные оптические схемы, представляющие собой аналог электрического моста, предназначены для преобразования («обращения») линий поглощения в излучение, по своему контуру полностью повторяющее линии поглощения. Действительно, пусть параллельный пучок света проходит через обычную поглощающую камеру или атомный пучок, помещенный в одно из плеч двухлучевого интерферометра (рис. 9). При отсутствии поглощения интерферометр следует отъюстировать так, чтобы в поле зрения находился один широкий минимум. При достаточном для поглощения давлении паров вещества в камере или при достаточной плотности атомного пучка излучение от источника, соответствующее центральной части контура эмиссионной линии, поглотится. Тогда излучение во втором плече интерферометра, с которым поглощаемое излучение ранее интерферировало, пройдет через интерферометр. Таким образом можно получить обращение спектра поглощения, при котором линия поглощения делается светлой, а фон — темным. Излучение, выходящее из интерферометра после поглощения в одном из плеч, полностью соответствует линии поглощения и имеет все преимущества последней. Такой способ получения монохроматического излучения представляет собой по существу фильтрацию, путем частичного поглощения, излучения, на фоне которого наблюдается поглощение.

Схема интерференционно-компенсационного моста впервые была предложена Гриффитсом и Дике¹⁸ для выделения когерентного излучения атомного пучка, возбуждаемого методом резонансной флуоресценции подобно способу, осуществленному Добрецовым и Терениным¹⁹. Чтобы выделить из возбуждающего излучения когерентное, распространяющееся по направлению светового луча, атомный пучок помещают перпендикулярно к световому лучу в одно из плеч интерферометра Маха — Цендера, который предварительно юстируют так, чтобы в поле зрения окуляра наблюдалась одна темная полоса. Далее предполагается наблюдать светлую линию, образующуюся в минимуме за счет когерентного излучения атомного пучка. Эта схема авторами осуществлена не была.

Кесслер и др. использовали интерференционно-компенсационную схему для сужения резонансной линии Hg^{198} ¹⁴. Излучение $0,2537 \text{ мк}$ от безэлектродной лампы типа Меггерса, содержащей Hg^{198} , проходит через атомный пучок естественной смеси изотопов ртути, помещенный в одно из плеч интерферометра Майкельсона. Поглощение может происходить только на частоте, соответствующей частоте эмиссионной линии, на фоне которой наблюдают поглощение, т. е. из всей естественной ртути, атомы которой образуют пучок, будут поглощать лишь атомы Hg^{198} .

Вследствие того, что конструкция атомного пучка была недостаточно совершенна и интерферометр Майкельсона был чрезвычайно чувствителен к наличию температурных градиентов в смотровых стеклах камеры с атомным пучком Hg , для определения ширины излучения авторы применили схему фотокомпенсационного детектора. Такое устройство показано на рис. 10. Свет от прибора высокого разрешения, такого, как интерферометр, падает на разделяющую пластину. Часть его непосредственно попадает на фотоумножитель, а остающийся свет проходит через атомный пучок и затем поступает на второй фотоумножитель. Если усилители двух фотоумножителей отрегулировать так, что разница между выходными сигналами равна нулю, когда атомный пучок отсутствует, то разность сигналов при функционировании атомного пучка будет пропорциональна поглощению атомным пучком. Так как это поглощение имеет место только в очень узкой полосе частот, соответствующей резонансному поглощению атомов в пучке, устройство это чувствительно только к этой области частот и эквивалентно наличию источника света с шириной спектральной линии, равной ширине линии поглощения. Наблюдаемая ширина обращенной линии составила $0,008 \text{ см}^{-1}$.

Следует отметить, что на компонент Hg^{198} накладывается один из компонентов Hg^{201} , что приводит к некоторому уширению и асимметрии наблюдаемого контура излучения.

В оптической лаборатории ВНИИМа исследовали возможность применения резонансных линий йода для создания источника света с обращенными линиями²⁰. Если подсчитать доплеровскую ширину для одной

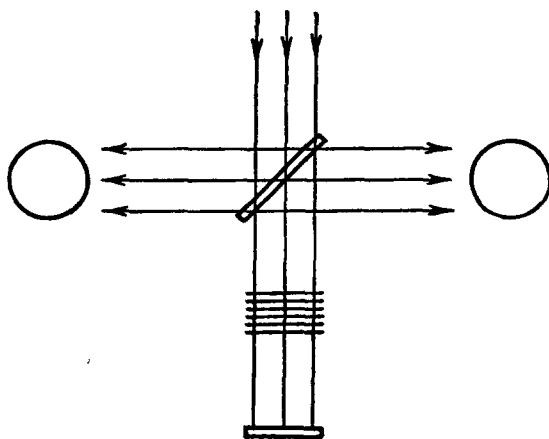


Рис. 10.

из линий поглощения йода, расположенных в зеленой области спектра, то оказывается, что при температуре 15°C она составляет примерно $0,014\text{ см}^{-1}$. Поэтому, хотя йод и не является четно-четным элементом, изучение его спектра представляет большой интерес.

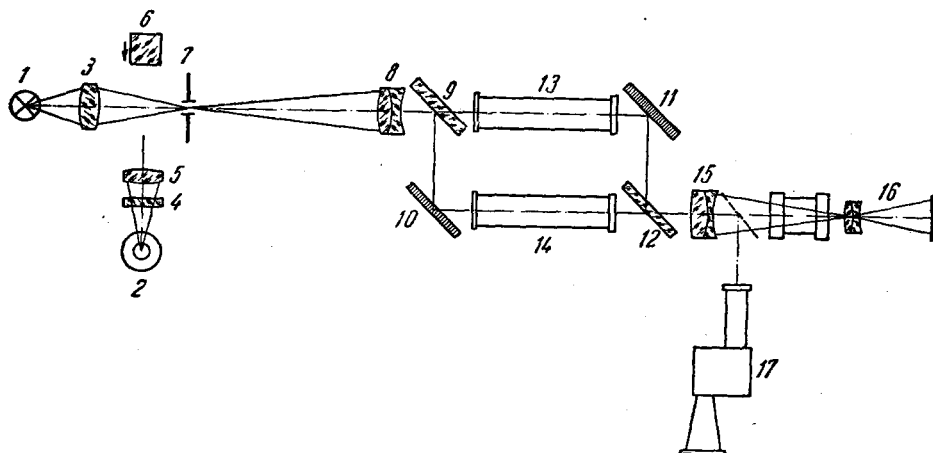


Рис. 11.

В работе был использован интерферометр Рождественского. На рис. 11 приведена оптическая схема установки для наблюдения обращенного спектра йода. Свет от источника 1 белого света или источника 2 монохроматического излучения в первом

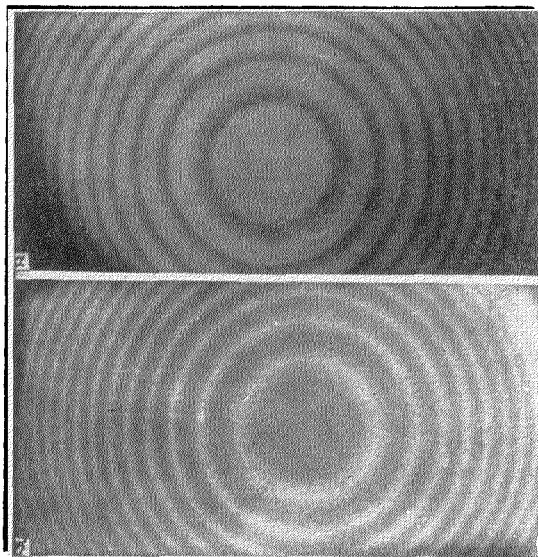


Рис. 12.

случае конденсором 3, а во втором — через фильтр 4 конденсором 5 и призмой 6 направляется на щель коллиматора 7. Выходя из объектива 8, свет падает на разделяющую полупросеребренную пластину 9 интерферометра Рождественского. С помощью пластины 9 световой пучок разделяется на две части, одна из которых проходит через пластину и попадает в поглощающую камеру 13, содержащую пары йода, а далее, отражаясь от зеркала 11, падает на вторую прозрачную пластину 12 и проектируется объективом 15 на анализирующий излучение прибор-эталон Фабри — Перо, а затем в приемную систему — фотокамеру или фотоумножитель. Вторая часть пучка, отра-

жаясь от пластины 9, падает на зеркало 10 и через компенсирующую камеру 14 проходит полупрозрачную пластину 12 и также объективом 15 проектируется на анализирующий прибор, а затем в фотоприемник. Спектрограф 17 служит для наблюдения всего спектра поглощения йода и его обращения.

На рис. 12 приведены позитивы фотографий интерференционных полос при разности хода 22 мм в следующем порядке: а) линии поглощения на фоне излучения $\lambda 0,5461 \text{ мк}$, б) обращенная картина поглощения. Фон от источника, на котором наблюдалось поглощение, не приведен, так как интерференционная картина была совершенно размыта (ширина спектральной линии источника равна области дисперсии эталона Фабри — Перо). Две линии поглощения йода, накладывающиеся на фон, не разрешены. Излучение, прошедшее интерферометр Рождественского с поглощающей камерой в одном из его плеч, оказывается полностью обращенным, темным линиям поглощения соответствуют светлые.

Тщательное исследование одной из линий поглощения йода на фоне зеленой линии Hg^{198} , уширенной и смещенной с помощью зееман-эффекта, позволит окончательно выяснить вопрос о целесообразности применения обращенной линии йода для интерференционных измерений.

4. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ (ЛАЗЕРЫ)

Одним из наиболее перспективных в настоящее время методов получения узких когерентных излучений является «лазер». Самое главное преимущество лазера заключается в том, что получающиеся узкие спектральные линии обладают большой интенсивностью. До сих пор сужение линии обязательно сопровождалось резким понижением ее интенсивности, для лазера этот закон потерял силу. Таким образом, решение задачи построить принципы оптической генерации и усиления когерентного излучения открывает новые возможности для получения узких интенсивных спектральных линий.

Когерентное усиление света, как известно, основано на том, что при прохождении электромагнитного излучения через вещество, находящееся в термодинамически неравновесном состоянии — состоянии с отрицательной температурой, — оно усиливается за счет индуцированного излучения. Состояние с отрицательной температурой соответствует такому состоянию системы, при котором верхний уровень заселен больше нижнего²¹. Это достигается «накачиванием» энергии от вспомогательного источника.

В видимой области длин волн в качестве одного из возможных источников «накачки» можно использовать механизм оптического резонансного возбуждения активной среды (метод двойного резонанса). Вещество, находящееся в состоянии с отрицательной температурой, может излучать фотоны под влиянием падающего на него излучения подобно явлению резонансной флуоресценции точно в том же направлении, что и падающие фотоны. Ширина индуцированного излучения будет значительно уже, чем возбуждающее излучение.

В данном обзоре не имеет смысла останавливаться на описании большого количества экспериментальных работ, посвященных созданию лазеров, а также методах получения состояния с отрицательной температурой и других теоретических основах лазеров, так как это уже достаточно подробно изложено в статьях и монографиях²²⁻²⁷. Следует лишь подчеркнуть, что теоретические расчеты ожидаемой ширины индуцированного излучения позволяют надеяться на экспериментальное получение когерентного излучения с шириной меньше естественной ширины спектральных линий²⁸. Если бы была возможность сузить спектральную линию до ее естественной ширины при сохранении достаточной интенсивности, то можно было бы наблюдать интерференцию и производить абсолютные измерения расстояний в десятки метров и, следовательно, поднять точность

интерференционных измерений длины до разумного предела — 10^{-10} . Поэтому весьма вероятно, что лазеры найдут себе применение в метрологии и явятся базой для нового определения эталона единицы длины. Однако пока еще эти работы находятся в стадии экспериментальных исследований.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Р. Батарчукова, ДАН СССР 58, 1013 (1947).
2. Н. Р. Батарчукова, Тр. ВНИИМ 7(67), 47 (1949).
3. А. Л. Ошерович, Е. Н. Павлова, С. Ф. Радионов, Л. М. Фишкова, ЖТФ 19, 184 (1949).
4. Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка. Вестн. ЛГУ, сер. физ. и хим., вып. 1, 9 (1956).
5. М. П. Чайка, Опт. и спектр. 3, 372 (1957).
6. P. J a s q u i n o t et Ch. D u f o u r, J. rech. CNRS, No. 6, 91 (1948).
7. R. J. C h a b b a l, J. rech. CNRS 24, 138 (1953).
8. P. J a s q u i n o t, J. Opt. Soc. Amer. 44, 761 (1954).
9. P. C o n n e s, Rev. d'opt. 35, 37 (1956).
10. P. C o n n e s, J. phys. et radium 19, 262 (1958).
11. I. C. G a r d n e r and K. F. N e f f l e n, J. Opt. Soc. Amer. 50, 184 (1960).
12. Annual Report (1959—1960) N. S. L. University Grounds Chippendale NSW, стр. 11.
13. S. M r o z o w s k i, Bull. Acad. Pol., ser. A, No. 9-10A, 464 (1930).
14. K. G. K e s s l e r, R. L. B a r g e r and W. G. S c h w e i t z e r, Symposium on Interferometry, N. P. L. Teddington, Middlesex, June 1959, England.
15. K. G. K e s s l e r and W. G. S c h w e i t z e r, J. Opt. Soc. Amer. 49, 199 (1959).
16. Н. Р. Батарчукова, А. И. Карташев, А. П. Кириченко, Опт. и спектр 12, 424 (1962).
17. W. G. F a s t i e, J. phys. et radium 19, 405 (1958).
18. R. B. G r i f f i t h s and R. H. D i c k e, Rev. Sci. Instr. 28, 646 (1957).
19. Л. Н. Добрецов и А. Н. Теренин, Naturwiss. 16, 656 (1928).
20. Н. Р. Батарчукова, А. И. Карташев и А. П. Кириченко, Тр. ВНИИМ 56, (116), 5 (1961).
21. Ф. А. Бутаева и В. А. Фабрикант, Исследования по экспериментальной и теоретической физике, в сб. памяти Г. С. Ландсберга, М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 62.
22. G. G o u d e t, Радиотехника и электроника за рубежом 50, № 2, 3 (1959) (L'onde Électrique 38, № 379, 671 (1958)).
23. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, УФН 72, 161 (1960).
24. Б. В. Сергованцев, Заруб. радиоэлектроника, № 5, 34 (1961).
25. Л. Д. Хазов, Опт.-мех. пром., № 1, 48 (1961).
26. J. C h. V i e n o t, Rev. d'opt. 40, 4 (1961).
27. Дж. Зингер, Мазеры, М., ИЛ, 1961.
28. A. L. S c h a w l o w and Ch. H. T o w n e s, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
29. T. L. C o j a n et R. L e n n u i e r, Compt. rend. 228, 670 (1949).