

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО СВЕРХВЫСОКОЙ КОНТРАСТНОСТИ

Ю. П. Донцов, Ю. А. Завенягин и Л. Н. Князев

В практике спектральных исследований во многих случаях представляет большой интерес задача о регистрации слабых линий, близко расположенных к очень сильной линии. Интенсивности этих линий могут различаться на много порядков. Для решения этой задачи необходимо использовать такой спектральный прибор — интерферометр, который наряду с малой шириной (в долях порядка) аппаратного контура и достаточно высоким разрешением обеспечивает также очень большую контрастность $I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$ интерференционной картины. В качестве такого прибора была предложена и применена [1] система, состоящая из двух последовательно расположенных интерферометров Фабри—Перо, толщина которых в точности одинакова. Трудность осуществления такой двухступенчатой системы очевидна, особенно если учесть, что при фотоэлектрической регистрации равенство толщин, так же как и точное взаимное положение обоих интерферометров, должно сохраняться в процессе сканирования. Следует также отметить, что многократные отражения лучей, возникающие между обоими интерферометрами приводят, как показано в [1], к значительному увеличению минимальной интенсивности $I_{\text{мин}}$ интерференционной картины, а следовательно, к уменьшению ее контрастности. Поэтому оба интерферометра необходимо «развязать». Простейший способ развязки, дающий достаточно хорошие результаты, состоит в том, что между интерферометрами помещается серый фильтр или полупрозрачное зеркало с пропусканием $\sim 70\%$. По сравнению с одиночным интерферометром Фабри—Перо предложенная система двух интерферометров позволяет получить более узкий ($\sim$ на 30%) аппаратный контур и главное сильно увеличить контрастность, которая по порядку величины оказывается близкой к произведению контрастностей обоих интерферометров.

Естественной модификацией системы двух интерферометров является практическая схема [2], в которой исследуемое излучение с помощью отражателей (например, уголковых) дважды в прямом и обратном направлении или же многократно пропускается через один и тот же интерферометр Фабри—Перо. Очевидно, что и в таком приборе для получения высокой контрастности необходимо устанавливать упомянутые выше развязывающие элементы. Как отмечается в [2], некоторые зарубежные фирмы выпускают такие интерферометры с контрастностью до 10^{10} . Пропускаемость многоступенчатых интерферометров невелика даже в случае применения лучших диэлектрических зеркальных покрытий [1].

В настоящей статье рассматривается возможность создания интерферометра иного типа, в котором высокий контраст достигается не простым увеличением числа ступеней, а с помощью элементов, активно влияющих на формирование интерференционной картины.

1. В обычном интерферометре Фабри—Перо (ИФП) форма аппаратного контура зависит только от коэффициента отражения зеркал R . Чем меньше величина R , тем больше (в долях порядка) ширина аппаратного контура и тем меньше величина контрастности $I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$, которая для ИФП равна $(1+R)^2/(1-R)^2$. Такая зависимость обусловлена тем, что амплитуда интерферирующих волн, вышедших из интерферометра, уменьшается пропорционально R^k , где индекс $k=0, 1, 2, \dots$ обозначает номер волны, равный числу парных отражений. Очевидно, что если каким-либо образом удалось бы в той или иной степени подравнять амплитуды хотя бы первых 10–20 волн, то аппаратный контур должен стать уже, а контрастность $I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$ — сильно увеличиться.

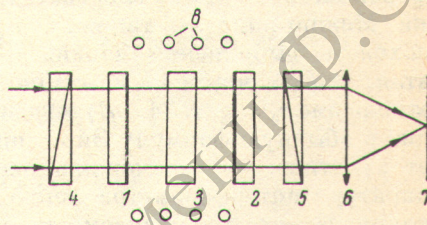
В работе [3] показано, что указанная цель может быть достигнута при освещении параллельным пучком лучей интерферометра Фабри—Перо, зеркала которого наклонены друг к другу на весьма малый угол, меньший угла дифракции $\sim \lambda/D$ на апертуре D интерферометра. Однако в этом случае увеличение контрастности имеет место лишь для малой области интерференционной картины

(размеры области меньше размеров дифракционного кружка). Эта область должна быть выделена с помощью выходной диафрагмы, так что используется лишь малая часть первичного светового потока. Следовательно, такой интерферометр может быть применен только для спектральных исследований (при фотоэлектрической регистрации) сравнительно мощных световых потоков, например, генерируемых лазерами. Действительно, в проведенном для проверки теории эксперименте источником света являлся гелий-неоновый лазер ($\lambda = 632.8$ нм), и при коэффициенте отражения зеркал $R = 0.87$ измеренная величина контрастности оказалась равной $\sim 10^5$, а ширина аппаратного контура уменьшилась (по сравнению с шириной контура ИФП) примерно на 30%. Интересно отметить, что как следует из теории, уменьшение размера выходной диафрагмы позволяет в принципе получить сколь угодно большую контрастность.

2. Более удачный вариант задачи по сравнению с предыдущим реализуется в предлагаемом в настоящей работе интерферометре, в котором приблизительное выравнивание амплитуд первых 10–20 волн достигается с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Этот интерферометр состоит (рисунок) из входного поляризатора 4, пластинки 3, находящейся между зеркалами 1 и 2 обычного интерферометра Фабри—Перо, выходного поляризатора 5. Линза 6

Схема интерферометра Фабри—Перо сверхвысокой контрастности.

1, 2 — зеркала интерферометра, 3 — пластинка, вращающая плоскость поляризации, 4, 5 — поляризаторы, 6 — фокусирующий объектив, 7 — фокальная плоскость, 8 — соленоид.



дает изображение интерференционной картины в фокальной плоскости 7. Пластина 3, изготовленная из прозрачного материала, для которого магнитное вращение плоскости поляризации относительно велико, помещается в постоянное продольное магнитное поле, создаваемое соленоидом 8. В качестве элемента, вращающего плоскость поляризации, вместо пластинки 3 можно использовать подложку одного из зеркал интерферометра. В последнем случае зеркальное покрытие должно находиться на внешней (по отношению к интерферометру) стороне этой подложки.

Пусть на интерферометр, расстояние между зеркалами которого равно t , падает плоская монохроматическая волна с амплитудой A_0 . Положение ее плоскости поляризации задано поляризатором 4. Рассмотрим «нулевую» волну ($k=0$), проходящую через интерферометр без отражений. При прохождении через пластинку 3 плоскость поляризации «нулевой» волны повернулась на некоторый угол. Предположим, что выходной поляризатор 5 ориентирован таким образом, что задаваемая им плоскость поляризации повернута относительно плоскости поляризации выходящей из интерферометра «нулевой» волны на угол $\pi/2 - s_0$, где $s_0 \ll \pi/2$. Вследствие магнитооптического эффекта Фарадея в пластинке 3 плоскость поляризации следующих ($k=1, 2, 3, \dots$) волн все более приближается к плоскости поляризации, определяемой поляризатором 5. Для некоторой волны, характеризуемой индексом $k=k_m$, пропускание поляризатором 5 будет максимальным. По аналогии с [3] суммарная комплексная амплитуда A всех волн, вышедших из поляризатора 5, может быть представлена выражением

$$A = A_0 \sqrt{T_1 T_2} \sum_{k=0}^{\infty} R^k \sin(ks + s_0) \exp(-i2\pi k\gamma), \quad (1)$$

где s — угол, пропорциональный напряженности магнитного поля H , на который поворачивается плоскость поляризации при двукратном («туда» и «обратно») прохождении света через пластинку 3, γ — доля порядка, $\gamma = 2t/\lambda$, T_1 и T_2 — пропускание зеркал 1 и 2 интерферометра. Величина R в (1) является, строго говоря, эффективным $R_{\text{эф}}$ коэффициентом отражения, учитывающим потери света на пластинке 3 из-за отражений на ее поверхностях, а также из-за поглощения.

Пусть T_3 — пропускание пластинки 3. Тогда $R_{\text{эф}} = T_3 \sqrt{R_1 R_2}$, где R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал 1 и 2 интерферометра. Для увеличения пропускания T_3 на пластинку 3 наносятся просветляющие покрытия.

Из (1) следует, что приближенное выравнивание амплитуд интерферирующих волн является следствием того, что уменьшение R^k при увеличении k (для первых k_m волн) может в значительной мере компенсироваться за счет увеличения множителя $\sin(ks + s_0)$.

Вычисляя сумму (1), а затем ее комплексно-сопряженный квадрат, получаем интенсивность $I = (A)^2$ как функцию величины γ . Обозначим $I_0 = A_0^2$, $m_1 = 2\pi\gamma - s$, $m_2 = 2\pi\gamma + s$. Тогда

$$I = I_0 T_1 T_2 \frac{B^2 + 4R \sin s_0 \sin(s - s_0) \cos^2 \pi\gamma}{(1 - 2R \cos m_1 + R^2)(1 - 2R \cos m_2 + R^2)}, \quad (2)$$

где

$$B = \sin s_0 - R \sin(s - s_0). \quad (3)$$

Из (3) видно, что при любом R можно подобрать значения s_0 и s так, чтобы величина $B=0$. В этом случае определяемое формулой (2) при $\gamma=0.5$ значение $I_{\text{мин}}$ равняется нулю, и следовательно, контрастность $I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$ бесконечно велика. Можно показать также, что для получения узкого аппаратного контура необходимо выполнение условия $s_0 \ll 1$, $s \ll 1$. В этом случае из (3) при $B=0$, считая, что потерями на пластине 3 можно пренебречь, следует приближенное соотношение $s_0/s \approx R/(1+R)$. Очевидно, что при $s=0$, $s_0 = \pi/2$ формула (2) переходит в обычную формулу Эйри, описывающую аппаратный контур ИФП. Следует заметить, что возможная неоднородность магнитного поля по рабочей аппаратуре интерферометра приводит к изменению s на величину δs . Оценки показывают, что пропускание интерферометра между максимумами в этом случае равно квадрату пропускания обычного интерферометра Фабри—Перо, умноженному на выражение $[R(\delta s/s)^2 + \cos^2 2\pi\gamma]$. Таким образом, контрастность интерферометра (при $\gamma=0.5$) обратно пропорциональна квадрату неоднородности магнитного поля. Кроме того, рассмотренная неоднородность магнитного поля проявляется в уширении аппаратного контура. Как следует из формул (1) и (2), непостоянство величины s должно проявляться в уширении контура примерно так же, как непостоянство величины $2\pi\gamma$, которое вызвано ошибками изготовления зеркал. Например, для $\delta H/H = \delta s/s \approx 12\%$ уширение аппаратного контура будет таким же, как при величине этих ошибок $\approx \lambda/100$.

Параметры аппаратного контура интерферометра при различных значениях углов s_0 и s

s_0	s	$I_{\text{макс}}$	$I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$	Δ
0.020	0.045	3.7	∞	0.048
0.040	0.090	12	∞	0.054
0.060	0.135	20	∞	0.066
0.080	0.180	24	∞	0.082
ИФП		100	81	0.071

Для иллюстрации сказанного в таблице приводятся характеристики аппаратного контура предлагаемого интерферометра, вычисленные с помощью формулы (2) для разных значений s при $R=0.8$, $B=0$. Буква Δ обозначает полную ширину аппаратного контура в долях порядка на уровне интенсивности I , равной $0.5 I_{\text{макс}}$. Для сравнения проводятся также аналогичные данные, вычисленные для обычного интерферометра Фабри—Перо (ИФП) при том же значении $R=0.8$. В таблице все величины $I_{\text{макс}}$ выражены в процентах от величины $I_{\text{макс}}$ для такого ИФП.

В отличие от клинового интерферометра, описанного в п. 1, который должен освещаться параллельным пучком лучей, условия освещения предлагаемого интерферометра такие же, как и в случае обычного ИФП. Бесконечная кон-

трастность достигается на всей интерференционной картине, что позволяет использовать при фотоэлектрической регистрации выходные диафрагмы примерно того же размера, что и в случае ИФП. Поэтому величина полезного сигнала вблизи максимума аппаратной функции всего лишь в несколько раз меньше, чем в случае ИФП.

Литература

- [1] С. D u f o u r. Ann. de Phys., 6, 5, 1951; Рус. перевод в книге С. Толянского «Спектроскопия высокой разрешающей силы». ИЛ, М., 1955.
- [2] С. В. Кривожиha, О. А. Ниязов, Е. В. Швец. ПТЭ, 6, 137, 1980.
- [3] В. С. Богданов, Ю. П. Донцов, Ю. А. Завенягин. Ж. прикл. спектр., 31, 132, 1979.

Поступило в Редакцию 6 ноября 1981 г.

УДК 535.32

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ТОМОГРАФИЧЕСКОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Г. Н. Вишняков и Г. Г. Левин

Исследование пространственной внутренней структуры объектов методами томографии находит все более широкое применение в различных областях науки, техники и медицины [1]. Как известно, томография представляет собой двухступенчатый процесс. На первом этапе исследуемый объект зондируется проникающим излучением под различными ракурсами и прошедшее излучение, так называемые проекции, регистрируются. На втором этапе данные о проекциях совместно обрабатываются на ЭВМ по тому или иному алгоритму обращения преобразования Радона, в результате чего восстанавливается изображение поперечного сечения объекта — томограмма. Таким же методом проводится анализ трехмерных фазовых объектов. В этом случае в качестве проекций используются интерферограммы [2, 3] или тенеграммы [4, 5]. Развитие техники оптической обработки и, в частности, появление оптических процессоров для решения интегрального уравнения Радона [6, 7] позволило резко сократить время восстановления томограмм. Сочетание оптического многоракурсного зондирования с последующей оптической обработкой прошедших через объект волновых полей, реализующей какой-либо алгоритм восстановления томограммы, позволяет за один шаг и в реальном времени определить пространственную структуру оптических неоднородностей объекта. Этот метод исследования предлагается называть оптической томографией.

В настоящей работе рассмотрено одно из применений оптической томографии. Предложена оптическая схема для прямого и неразрушающего определения показателя преломления в поперечном сечении фазовых объектов типа стекловолокна, которая названа томографическим интерферометром (ТИ), так как в ней искомая информация о показателе преломления заключена в виде карты интерференционных полос.

Пусть функция $n(x, y)$ описывает искомое пространственное распределение показателя преломления в каком-либо сечении $z = \text{const}$ объекта и пусть $n(x, y) = 0$ вне круга радиуса ρ_0 . Предполагается, что вдоль оси z показатель преломления объекта постоянен либо плавно меняется с характерным размером изменений больше радиуса ρ_0 . Зондирование объекта в ТИ осуществляется плоским параллельным пучком света A_0 , направление зондирования составляет угол ϕ с осью y (рис. 1). Если пренебречь дифракцией и рефракцией зондирующего пучка, то амплитуду прошедшего через объект излучения можно записать