

УДК 520.36

## ДВЕ МОДИФИКАЦИИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО

© 2022 Е. С. Кулагин<sup>1</sup>, О. П. Русаков<sup>2</sup>, В. Е. Панчук<sup>1,3\*</sup>, С. Н. Перфильева<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

<sup>3</sup>Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, 355029 Россия

<sup>4</sup>ЗАО «ТИМОС», Санкт-Петербург, 197183 Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 2020 года; после доработки 15 декабря 2021 года;  
принята к публикации 15 декабря 2021 года

Разработаны две модификации интерферометра Фабри–Перо, использующие наклонное падение плоских фронтов от источника: интерферометр Фабри–Перо с открытым входом лучей и интерферометр Фабри–Перо с открытым выходом лучей. Модификации отличаются только направлением хода лучей. Первая модификация уже применялась как основной элемент схемы солнечного интерференционного спектрографа (Кулагин, 1980) и схемы звездного интерференционного спектрографа (Кулагин и Панчук, 2017). Вторая модификация не имеет аналогов. Приводятся оценки увеличения освещенности интерференционных картин в модификациях. Зависимость интенсивности выходящего излучения от фазы интерференции описывается в них одной и той же формулой. Но свойства модификаций резко отличаются. Описываются возможные применения модификаций совместно с дифракционной решеткой.

Ключевые слова: *инструменты: интерферометры*

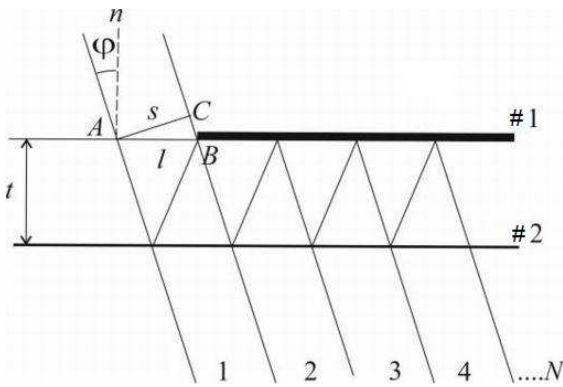
### 1. ВВЕДЕНИЕ

При наклонном падении излучения на интерферометр Фабри–Перо (далее ИФП) наблюдаются многочисленные кольца, локализованные в бесконечности. Эти кольца в щелевой дифракционной спектроскопии используются редко. Об установке ИФП в спектрограф для увеличения спектрального разрешения при анализе непрерывных спектров астрономических объектов впервые сообщается в работах Shane (1932), Трепорг (1949). Наложение инструментального контура спектрографа и узкого кольца интерферометра приводит к многократному увеличению спектрального разрешения. Но при этом во сколько раз возрастает спектральное разрешение, примерно во столько же раз уменьшается освещенность непрерывного спектра. Поэтому в тех задачах щелевой спектроскопии, где необходимо измерять абсорбции (которые «глубже» уровня непрерывного спектра), этот способ использования колец ИФП применяется редко (примеры изображений спектров абсорбционной йодной ячейки и дневной атмосферы см. на рис. 4–8 в статье Panchuk, (2000)). Для увеличения освещенности интерференционной картины в кольцах Merkulov (1960) предложил сделать в передней

по ходу лучей пластине ИФП небольшое круглое отверстие, свободное от отражающего покрытия. Осветительная система строила изображение исследуемого источника света на этом отверстии. Эта схема была экспериментально проверена в работе Nagibina and Korolev (1963), где сделан вывод о том, что ИФП с отверстием при фотографической регистрации обеспечивает увеличение освещенности и контраста колец. Было отмечено, что «в эталоне с отверстием вошедшая в прибор энергия распределяется на большое число колец, в то время как в обычном эталоне, работающем в параллельном пучке, энергия распределяется всего лишь на 1–3 кольца». Поэтому, по мнению Nagibina and Korolev (1963), при одноканальной фотоэлектрической регистрации одного кольца использование эталона с отверстием практически не обеспечит выигрыш в светосиле.

В данной работе описываются две модификации ИФП, работающие с плоскими наклонными фронтами: ИФП с открытым входом лучей и ИФП с открытым выходом лучей. Обе модификации принципиально отличаются от варианта, предложенного в работе Merkulov (1960). Открытый (свободный) вход лучей в ИФП реализован в схеме интерференционного солнечного спектрографа Kulagin (1980), явившейся развитием схемы Kulagin (1977), где использовался классический ИФП. Позже ИФП с

\*E-mail: panchuk@ya.ru



**Рис. 1.** Смещение волнового фронта в интерферометре Фабри–Перо при наклонном падении. В зависимости от направления хода лучей реализуется их открытый вход или открытый выход.

открытым входом лучей составил основу интерференционного звездного спектрографа Kulagin and Panchuk (2017). Вторая модификация отличается от первой только направлением хода лучей. Многолучевые аналоги второй модификации ИФП с открытым выходом лучей авторам неизвестны.

## 2. ОКНО ДЛЯ ОТКРЫТОГО ВХОДА ИЛИ ВЫХОДА ЛУЧЕЙ

На рис. 1 в виде двух горизонтальных параллельных линий изображены отражающие покрытия пластин #1 и #2 ИФП с воздушным промежутком  $t$  и нормалью  $n$  к пластинам. Показана часть плоского фронта  $AC$ , падающего сверху на интерферометр под углом  $\varphi$  с нормалью, и два параллельных луча, соответствующие краям этого участка фронта. Сами пластины, на которые нанесены отражающие покрытия, не изображены. Не изображено и направление хода лучей, так как будет рассматриваться падение лучей как сверху, так и снизу. Сначала будем считать, что лучи падают сверху, это соответствует первой из рассматриваемых модификаций ИФП с открытым входом лучей. После каждого двойного отражения луч смещается по поверхности отражающих слоев на отрезок  $AB = l$ .

$$l = 2t \operatorname{tg} \varphi. \quad (1)$$

Смещение луча вдоль падающего волнового фронта  $AC = s$ .

$$s = 2t \sin \varphi. \quad (2)$$

При наклонном падении для участка падающего волнового фронта шириной  $s$  есть возможность открытого входа лучей в промежуток между пластинами ИФП. Для открытого входа делается резкая прямолинейная граница между покрытой (правее точки  $B$ , этот участок изображен жирной

линией) и непокрытой отражающим слоем (левее точки  $B$ ) частями пластины #1. Границами окна для открытого входа лучей являются сама резкая граница покрытия (точка  $B$  на рис. 1) и ее изображение, видимое под углом  $\varphi$  на пластине #2 ИФП. Лучи, падающие левее точки  $A$ , после отражения от пластины #2 не попадут на отражающий слой пластины #1 и выйдут из ИФП. Лучи, падающие правее точки  $B$ , сразу отразятся от пластины #1 и не войдут в ИФП. Таким образом, окном для открытого входа лучей является участок поверхности пластины #1  $AB = l$  (1). В него свободно входит участок падающего волнового фронта  $AC = s$  (2). Важным свойством такого окна является то, что оно меняет свою ширину с изменением угла  $\varphi$ . В результате на выходе при любом угле падения  $\varphi$  (пока ширина падающего фронта больше  $s$ ) наблюдается сплошной волновой фронт. Этот фронт составляется из многих выходящих фронтов без зазоров и наложений. Разность хода между соседними фронтами выражается известной формулой

$$\Delta = 2t \cos \varphi. \quad (3)$$

В первой модификации — с открытым входом в ИФП (рис. 1) — плоский фронт падает сверху. Когда разность хода между соседними фронтами  $\Delta$  кратна длине волны  $\lambda$ , фронт после многократных отражений приобретает высокую направленность. Каждая составная часть результирующего широкого фронта имеет ширину  $s$ . Число таких частей ограничивается длиной пластин интерферометра. Эти части пронумерованы внизу на рис. 1 от 1 до  $N$ .

Первая модификация работает как пластинка Льюммера–Герке, где также используется многолучевая интерференция при открытом входе лучей. В ней также происходит расширение волнового фронта, и за счет этого дифрагированное излучение концентрируется в узкую дугу одного кольца. Пластинки Льюммера–Герке разной конструкции рассмотрены в работе Korolev (1953). Отметим два существенных отличия в схеме первой модификации ИФП от классической пластинки Льюммера–Герке. Во-первых, в пластинке Льюммера–Герке высокое отражение достигается за счет приближения угла падения лучей к углу полного внутреннего отражения. Пластинка получается длинной, сложной в изготовлении и в современных схемах практически не используется. В модификациях ИФП используются малые углы падения на многослойные диэлектрические покрытия пластин. Как будет показано, необходимая длина пластин в этом случае небольшая. Во-вторых, окно для открытого входа лучей образует не торец пластины, а резкий край покрытия на одной пластине и его изображение на другой пластине. Ширина окна меняется с углом падения фронта. В таком виде окно может быть сделано на любом расстоянии от края пластины.

Во второй модификации ИФП — с открытым выходом лучей — осуществляется обратный ход лучей. Широкий волновой фронт падает на пластину #2 снизу (рис. 1). Теперь пластина #2 стоит по ходу лучей первой, а пластина #1 — второй. Окно для открытого выхода лучей образует та же резкая граница покрытия на пластине #1 и ее изображение на пластине #2 со сплошным отражающим слоем. В этой модификации окно обеспечивает открытый выход многих наложенных частей широкого волнового фронта, падающего от источника на пластину #2. Части фронта вырезаются за счет сдвига фронта при каждом отражении и накладываются друг на друга. Ширина каждой части наложенного волнового фронта равна сдвигу фронта  $s$ . Число таких частей также ограничивается длиной пластин. Эти части пронумерованы на рис. 1 от 1 до  $N$ . Как будет показано, ИФП с открытым выходом лучей работает как «интерференционная щель», пропускающая излучение от узкой прямолинейной части источника.

Несмотря на резкое отличие в виде и свойствах интерференционных картин в двух модификациях, они различаются только направлением прохождения лучей через одну и ту же схему. В них наблюдается одинаковое увеличение освещенности интерференционной картины при открытом входе или выходе излучения. Зависимость интенсивности проходящего излучения от фазы интерференции описывается в них одной и той же формулой. Поэтому эти две модификации ИФП целесообразно рассматривать вместе.

### 3. УВЕЛИЧЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ

В обычном интерферометре Фабри–Перо зависимость интенсивности проходящего света  $I$  от фазы интерференции  $\Phi$  описывается известной формулой Эйри (Tolansky 1947) (см. издание на русском языке: С. Толанский, Спектроскопия высокой разрешающей силы (Издат. иностранной литературы, Москва, 1955)):

$$I = \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (4)$$

Здесь  $T$  — коэффициент пропускания отражающих слоев пластин,  $R$  — коэффициент отражения. Предполагается, что покрытия пластин ИФП одинаковые. Интенсивность падающего излучения принята за единицу.

Если в ИФП осуществлен открытый вход или выход лучей, то лучи только один раз входят или

входят в интерферометр, и формула (4) становится для обеих модификаций следующей:

$$I = \frac{T}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (5)$$

Таким образом, в двух модификациях освещенность интерференционной картины возрастает в  $\eta$  раз, где

$$\eta = \frac{1}{T} \quad (6)$$

при  $T = 0.1$   $\eta = 10$ .

В первой модификации — с открытым входом лучей — освещенность возрастает в интерференционных кольцах. Это увеличение освещенности может наблюдаться непосредственно. Во второй модификации — с открытым выходом, — как будет показано, интерференция проявляется в модуляции выходящего излучения точечного источника. Здесь будет наблюдаться такое же возрастание уровня средней освещенности и амплитуды интерференционной модуляции.

Коэффициент отражения пластин  $R$  определяет важный параметр — «резкость» интерференционной картины  $F$ . Этот параметр равен отношению расстояния между максимумами интерференционной картины к ширине самого максимума, измеренного на уровне 0.5 от его максимального значения, к так называемой полуширине. Практически осуществить  $F = 100$  невозможно из-за отклонений поверхностей пластин ИФП с многослойными покрытиями от плоскости. Но значение  $F = 30$  вполне достижимо для пластин ИФП диаметром по крайней мере до 100 мм. Тем более что в рассматриваемых двух модификациях луч отражается от одного и того же места пластин только один раз, и местные ошибки пластин не накапливаются.

Для дальнейшего увеличения освещенности интерференционных картин в двух модификациях ИФП пластина #1 с окном может быть сделана практически непрозрачной. Ее коэффициент отражения  $R_1$  делается близким к 1. Равная с обычным интерферометром «резкость»  $F$  интерференционной картины достигается за счет применения меньшего коэффициента отражения  $R_2$  пластины #2 со сплошным отражающим слоем.

Резкость  $F$  при различных коэффициентах отражения пластин определяется по формуле

$$F = \frac{\pi \sqrt{R_e}}{1 - R_e}, \quad (7)$$

где  $R_e$  — «эффективный» коэффициент отражения двух разных по отражению слоев (Tolansky 1947):

$$R_e = \sqrt{R_1 R_2}. \quad (8)$$

Теперь формула (5) выглядит так:

$$I = \frac{T_2}{(1 - R_e)^2 + 4R_e \sin^2 \frac{\Phi}{2}}, \quad (9)$$

где  $T_2$  — пропускание пластины #2 ИФП со сплошным отражающим слоем.

Графики зависимости  $I$  от  $\Phi$  для формулы Эйри (4) и для формулы (9) совпадают, если  $R$  обычного интерферометра равно  $R_e$  интерферометра с различными по отражению слоями. Отличие состоит лишь в уровне освещенности  $I$  интерференционной картины. Увеличение освещенности  $\eta$  теперь равно

$$\eta = \frac{T_2}{T^2}, \quad (10)$$

где  $T_2$  — пропускание пластины #2 ИФП со сплошным отражающим слоем, а  $T^2$  — квадрат пропускания пластины обычного ИФП с одинаковыми по отражению слоями.

Найдем значение  $\eta$  для основного рассматриваемого в статье примера, когда  $R = R_e = 0.9$  и, соответственно,  $F = 30$ . Оставим пропускание первой пластины  $T_1 = 0.01$ , что необходимо для возможности юстировки ИФП по всей поверхности пластин. Примем за поглощение каждого слоя при каждом отражении величину  $a = 0.01$ , завышенную для многослойного диэлектрического слоя. Из формулы (8) следует: коэффициент отражения  $R_1$  берется максимальным в этих условиях и равным 0.98. Тогда  $R_2 = 0.83$ . Учитывая поглощение, получаем  $T_2 = 0.16$ . Для обычного интерферометра  $T = 0.09$ ,  $T_2 = 0.0081$ . В результате из формулы (10) получаем  $\eta = 20$ .

Таким образом, делая пластину #1 ИФП с открытым входом или выходом лучей практически непрозрачной, можно получить увеличение освещенности интерференционной картины при  $F = 30$  в 20 раз.

#### 4. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ КАРТИНА МОДИФИКАЦИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ПРИ ОГРАНИЧЕННОМ ЧИСЛЕ ПРОПУЩЕННЫХ ЛУЧЕЙ. НЕОБХОДИМАЯ ДЛИНА ПЛАСТИН

Формула Эйри (4) и формула (9) соответствуют бесконечному числу отражений в интерферометре Фабри–Перо. Но при наклонном падении при каждом двойном отражении луч смещается вдоль пластин на расстояние  $l$  (рис. 1). Поэтому использование бесконечного числа лучей невозможно. Обозначим число пропускаемых интерферометром

фронтон через  $N$ . При пропускании  $N$  лучей формула (9) изменится так:

$$I_N = T_2 \frac{(1 - R_e^N)^2 + 4R_e^N \sin^2 \left( \frac{N\Phi}{2} \right)}{(1 - R_e)^2 + 4R_e \sin^2 \frac{\Phi}{2}}, \quad (11)$$

где  $I_N$  — интенсивность проходящего света в зависимости от фазы интерференции  $\Phi$  при  $N$  пропущенных лучах.

Формула (11) соответствует формуле (72) в работе Коголев (1953), где описывает зависимость  $I_N$  от  $\Phi$  для плоскопараллельной посеребренной воздушной пластинки с боковым входом света при  $N$  пропущенных лучах. Эта пластинка изображена в статье Коголев (1953) на рис. 12b. В таком виде пластинка применялась редко, но она удобна для теоретического анализа явлений в пластинках с боковым входом света.

Нетрудно убедиться, что в этом варианте пластинки Люммера–Герке с воздушным промежутком при отражениях возникает такая же последовательность когерентных волн, как и в двух рассматриваемых модификациях ИФП. В обеих модификациях используются многослойные диэлектрические покрытия пластин, малые углы падения, другое исполнение открытого входа лучей, но это не меняет вида формулы. Поэтому формула (11) применима к двум рассматриваемым модификациям ИФП. Только  $R$  заменено в выражении (11) на  $R_e$ , учитывая, что в модификациях пластины по отражению разные.

Для увеличения «резкости»  $F$  интерференционной картины необходимо увеличивать число используемых лучей  $N$ . Если ограничить число используемых лучей так, что  $N = F$ , то формула (11) будет выглядеть следующим образом:

$$I_F = T_2 \frac{(1 - R_e^N)^2 + 4R_e^N \sin^2 \left( \frac{F\Phi}{2} \right)}{(1 - R_e)^2 + 4R_e \sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (12)$$

Резкость  $F$  определяется эффективным коэффициентом отражения пластин  $R_e$  (7).

На рис. 2 приведены два наложенных друг на друга графика зависимости интенсивности  $I$  проходящего излучения от фазы интерференции  $\Phi$  при  $F = 0$ . Пунктирной линией изображен график для ИФП с бесконечным числом  $N$  лучей, вычисленный по формуле (9), а сплошной линией при  $N = F = 30$  — по формуле (12). При вычислениях принято, как и раньше, пропускание первой пластины  $T_1 = 0.01$  и поглощение каждого слоя  $a = 0.01$ . Заметно различие графиков только в максимумах. При  $N = \infty$  получили  $I_{\max} = 16$ ,

а при  $N = 30 = F$  получили  $I_{\max} = 14.67$ , что на 8.3% меньше. Это объясняется срезанием лучей с  $N > 30$ .

На рис. 3 показано сравнение результатов тех же вычислений, но, в отличие от рис. 2, масштаб по оси ординат увеличен в 100 раз, и представлены значения интенсивности только вблизи минимумов двух интерференционных картин. При  $N = \infty$  наблюдается плавная кривая изменения интенсивности (штриховая линия), а при  $N = F = 30$  наблюдаются ее периодические изменения (сплошная линия). Амплитуда периодических изменений интенсивности мала и составляет 0.026% от интенсивности в максимуме.

На основании этого сравнения можно принять достаточным, чтобы длина пластин  $L$  в обеих модификациях была в  $F$  раз больше, чем однократное смещение волнового фронта  $l$  (1) и пропускала  $N = F$  лучей. Тогда

$$L = 2Ft \operatorname{tg} \varphi. \quad (13)$$

При  $F = 30$  и  $\varphi = 5^\circ$  из уравнения (13) получаем, что длина пластин  $L$  в обеих модификациях может быть только в пять раз больше, чем толщина воздушного промежутка интерферометра  $t$ .

Необходимо пояснить, как получаются на графике рис. 2 значения интенсивности в максимуме, превышающие единицу. Во всех формулах для зависимости  $I$  от  $\Phi$  за единицу интенсивности принята интенсивность, соответствующая участку волнового фронта, равному по ширине  $s$  открытого окна. В ИФП с открытым входом происходит концентрация всего излучения с суммарной интенсивностью 1 в узкую дугу кольца. За счет этого получают значения интенсивности в максимуме существенно больше единицы.

В ИФП с открытым выходом в максимуме интерференционной картины происходит прохождение большей части световой энергии широкого падающего волнового фронта через открытый выход. Это происходит в результате интерференции многочисленных наложенных фронтов, каждый из которых равен по ширине  $s$  и по интенсивности соответствует 1. Здесь получается такое же значение интенсивности в максимуме, превышающее единицу, как и в интерферометре с открытым входом. При  $N = 30 = F$  получили  $I_{\max} = 14.67$ . Но в ИФП с открытым выходом на интерферометр падает широкий волновой фронт. Ширина этого фронта при  $N = 30 = F$  в 30 раз больше, чем  $s$ . Поэтому пропускание излучения в максимуме интерференционной картины во второй модификации следует считать по отношению ко всему широкому падающему на пластину #2 волновому фронту (рис. 1). Следовательно, пропускание в максимуме

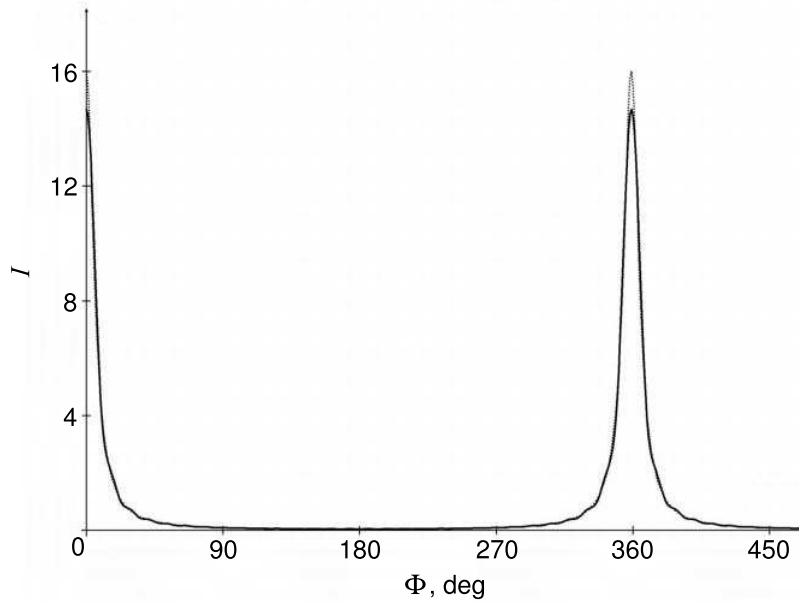
будет в 30 раз меньше, чем  $I_{\max} = 14.67$ , и составит 50%. Учитывая, что в расчетах принято завышенное значение поглощения диэлектрических слоев, можно утверждать, что в максимумах интерференционной картины (рис. 2) через открытый выход второй модификации ИФП пройдет большая часть всего излучения, падающего широким фронтом на интерферометр.

## 5. СПОСОБ НАБЛЮДЕНИЯ ОДИНАКОВОЙ ФАЗЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО ОДНОВРЕМЕННО В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

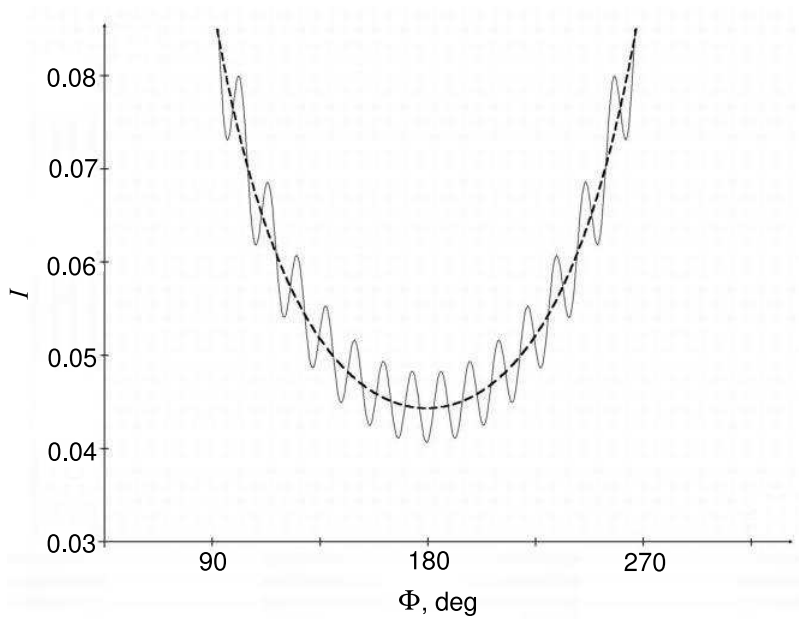
В разработанных применениях важно совместное использование модификации ИФП и дифракционной решетки. Совместное их использование в схеме щелевого спектрографа дает возможность получить для узкой прямой щели или точечного источника одинаковую фазу интерференции в широкой области спектра одновременно. Это достигается за счет выравнивания угловых дисперсий дифракционной решетки и интерферометра Фабри—Перо. Для выравнивания дисперсий не имеет значения, используется ли обычный ИФП (Kulagin 1977) или его модификация (Kulagin 1980). Точное выравнивание угловых дисперсий осуществляется тогда, когда решетка работает при нормальном падении на нее излучения от щели спектрографа через коллиматор, а интерферометр установлен перпендикулярно плоскости решетки (Kulagin 1977; 1980).

## 6. ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО С ОТКРЫТЫМ ВХОДОМ ЛУЧЕЙ — ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ СПЕКТРОГРАФ

Основным свойством ИФП с открытым входом лучей является способность многократно расширить падающий плоский фронт и благодаря этому сконцентрировать всю световую энергию в один узкий максимум. Выравнивание угловых дисперсий дифракционной решетки и ИФП позволяет это сделать одновременно для участка непрерывного спектра. Этот участок в десятки раз превышает область свободной дисперсии используемого интерферометра. Искривление спектральных линий при прямой входной щели, происходящее при нормальном падении излучения на решетку, совпадает по форме с концентрическими дугами колец ИФП (Kulagin 1977). Благодаря этому не происходит рассогласования длин волн (появлению полосканалов) и по высоте щели (см. рис. 2 в работе Kulagin (1977)).



**Рис. 2.** Зависимости пропускания с фазой интерференции  $\Phi$  в модификациях интерферометра Фабри–Перо при различном числе пропускаемых лучей  $N$ . Обозначения: штриховая линия —  $N = \infty$ , сплошная линия —  $N = 30$ .



**Рис. 3.** Зависимости пропускания с фазой интерференции  $\Phi$  в модификациях интерферометра Фабри–Перо, построенные вблизи минимумов двух интерференционных картин. Обозначения: пунктирная линия —  $N = \infty$ , сплошная линия —  $N = 30$ .

ИФП с открытым входом лучей нашел применение в приборе, который мы называем «Интерференционный спектрограф» (Kulagin 1977). В Интерференционном спектрографе используется ИФП с фиксированным воздушным промежутком между пластинами, так называемый эталон Фабри–Перо (ЭФП). Юстировка спектрографа

производится небольшими наклонами ЭФП. В Интерференционном спектрографе при нормальной ширине входной щели ЭФП увеличивает разрешающую способность решетки в  $F$  раз, сохраняя при этом обычный вид спектра. Благодаря использованию открытого входа лучей эталон пропускает большую часть излучения от решетки.

С помощью Интерференционного спектрографа возможно исследование избранных участков непрерывного спектра, пусть небольших, но во много раз превышающих область свободной дисперсии ЭФП, с высоким спектральным разрешением эталона. Разумеется, спектральное разрешение эталона необходимо согласовать с линейным разрешением используемого приемника. Рассматривается возможность детального исследования абсорбционных линий околозвездной и межзвездной среды на фоне непрерывного спектра ярких звезд (Panchuk et al. 2019).

## 7. ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО С ОТКРЫТЫМ ВЫХОДОМ ЛУЧЕЙ — ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ СКАНЕР

Рассмотрим возможное применение интерферометра Фабри–Перо с открытым выходом лучей. Эта модификация может быть использована в приборе под названием «Интерференционный сканер». Прибор работает как узкая щель и может быть использован для получения одномерных фотометрических разрезов объектов с малыми угловыми размерами.

На рис. 4 приведена схема Интерференционного сканера. Здесь 1 — коллиматор, создающий плоский фронт от источника (звезды) после телескопа; 2 — дифракционная решетка; 3 — ИФП с открытым выходом лучей; 4 — объектив камеры; 5 — приемник излучения (матрица ПЗС). Широкий волновой фронт от источника (звезды) падает по нормали на решетку 2 и после дифракции на ней — на интерферометр 3. Для равенства угловых дисперсий ИФП установлен под прямым углом к решетке. При необходимом промежутке эталона  $t$  используется такой угол дифракции на решетке, при котором при факторе резкости  $F$  луч перемещается на длину пластин эталона, и выполняется условие (13).

В результате отражений в ИФП части падающего от решетки широкого волнового фронта шириной  $s$  каждая налагаются друг на друга и выходят через открытое окно в верхней части интерферометра (рис. 4). Объектив камеры 4 строит изображение спектра источника на матрице 5. Основная часть излучения источника отражается от ИФП при большинстве фаз интерференции, кроме узких максимумов пропускания (рис. 2). Отраженные лучи на рис. 4 не показаны. При диэлектрических покрытиях пропускание излучения интерферометра в максимуме интерференционной картины, как отмечалось в конце раздела 4, по отношению ко всему падающему на ИФП широкому волновому фронту составляет более 50%.

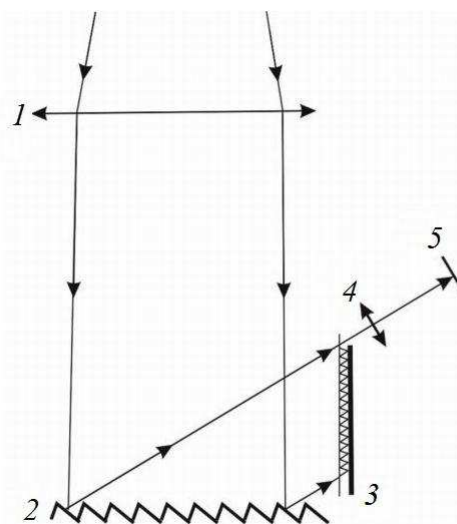


Рис. 4. Схема Интерференционного сканера на основе интерферометра Фабри–Перо с открытым выходом лучей. Обозначения см. в тексте.

Искривление спектральных линий при прямой входной щели и нормальном падении излучения на дифракционную решетку имеет вид дуг концентрических окружностей (Kulagin 1977). Можно показать, что в обратном ходе лучей модуляция излучения источника в Интерференционном сканере равносильна прохождению источника на небесной сфере через растр с прямыми равноотстоящими резкими полосами пропускания (рис. 2). Шаг раstra не зависит от угла дифракции на решетке, поскольку при увеличении угла дифракции возрастает в равной мере и угловое увеличение решетки в плоскости (рис. 4), и угловое расстояние между кольцами эталона.

Угловое расстояние (в радианах) между соседними полосами пропускания раstra на небесной сфере равно:

$$\Delta\alpha = \frac{\lambda}{2t\omega}, \quad (14)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $t$  — толщина промежутка эталона, а  $\omega$  — увеличение телескопа. Полуширина каждой полосы пропускания раstra в  $F$  раз меньше, чем  $\Delta\alpha$ . Эта величина определяет разрешающую способность Интерференционного сканера. Теоретическая разрешающая способность Интерференционного сканера не может превосходить разрешающую способность используемого телескопа, а на практике будет определяться уровнем коррекции волнового фронта, которую необходимо производить перед попаданием света на ИФП. Интерференционный сканер может стать инструментом для получения спектрофотометрических разрезов источников малых угловых размеров.

Если угловые размеры источника малы, то изменение его интенсивности с фазой интерференции происходит по кривой рис. 2 с узкими максимумами. При увеличении размеров источника максимумы пропускания расширяются и воспроизводят одномерный фотометрический разрез — скан объекта. При равенстве угловых дисперсий с изменением фазы интерференции будут наблюдаться одновременные изменения интенсивности в широком участке спектра. Это увеличит проникающую способность прибора. Роль щели в сканере выполняет максимум полосы пропускания интерферометра Фабри–Перо с открытым выходом лучей. В отличие от механической щели, такая щель совершенна по форме и с ней возможно электрическое сканирование объекта с большой частотой, что может оказаться важным при наблюдениях через турбулентную атмосферу.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны две модификации интерферометра Фабри–Перо и два применения разработанных модификаций: Интерференционный спектрограф и Интерференционный сканер. Если Интерференционный спектрограф уже показал свою работоспособность и полезность, то для осуществления идеи Интерференционного сканера еще предстоит решить ряд проблем.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем благодарность сотрудникам Института солнечно-земной Физики СО РАН В. М. Григорьеву и В. И. Скоморовскому за полезные советы и внимание к работе. Выражаем благодарность рецензентам данной работы.

## Two Modifications of Fabry–Perot Interferometer

E. S. Kulagin<sup>1</sup>, O. P. Rusakov<sup>2</sup>, V. E. Panchuk<sup>1,3</sup>, and S. N. Perfilieva<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

<sup>2</sup>Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 196140 Russia

<sup>3</sup>North–Caucasus Federal University, Stavropol, 355017 Russia

<sup>4</sup>Closed Joint Stock Company “TIMOS”, St. Petersburg, 197183 Russia

Two modifications of the Fabry–Perot interferometer were developed that use oblique incidence planar fronts from the source: Fabry–Perot interferometer with an open beam input and Fabry–Perot interferometer with an open beam output. The modifications differ only in the direction of the rays. The first modification has already been used as a basic element of the solar interference spectrograph layout (Kulagin, 1980) and the stellar interference spectrograph layout (Kulagin and Panchuk, 2017). The second modification has no analogues. Estimates of the increase in the illumination of interference patterns in the modifications are given. The same formula describes the dependence of the intensity of the outgoing radiation on the interference phase in both devices. However, the properties of the modifications differ dramatically. Possible applications of the two modifications combined with a diffraction grating are described.

Keywords: *instrumentation: interferometers*

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

В. Е. Панчук признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по проекту 075-15-2020-780 (№ 13.1902.21.0039).

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. A. Korolev, *Spektroskopiya vysokoj razreshayuschej sily* (Gos. izdat. tekhniko-teoreticheskoi literatury, Moskva, 1953) [in Russian].
2. E. S. Kulagin, *Optika i spektroskopiia* **42**, 1188 (1977).
3. E. S. Kulagin, *Astron. Zh.* **57** (1), 200 (1980).
4. E. S. Kulagin and V. E. Panchuk, *ASP Conf. Ser.* **510**, 556 (2017).
5. A. V. Merkulov, *Izvestiya Glavnoj Astronomicheskoy Observatorii v Pulkove* **21** (4), 35 (1960).
6. I. M. Nagibina and A. N. Korolev, *Optika i spektroskopiia* **15**, 421 (1963).
7. V. E. Panchuk, Preprint No. 144, SAO RAS (Spec. Astrophys. Obs., Nizhnii Arkhyz, 2000).
8. V. E. Panchuk, V. G. Klochkova, M. V. Yushkin, et al., *INASAN Science Reports* **4**, 132 (2019).
9. C. D. Shane, *Lick Obs. Bull.*, No. 449, 76 (1932).
10. S. Tolansky, *High resolution spectroscopy* (New York–Chicago, 1947).
11. P. J. Treanor, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **109**, 389 (1949).