

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР С ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ ФАБРИ—ПЕРО 6-МЕТРОВОГО ТЕЛЕСКОПА (БТА)

В. С. Рылов

Описывается астрономический многоканальный спектрометр на основе интерферометра Фабри—Перо с пневматическим сканированием, рассчитанный на разрешение $0.1—0.01 \text{ \AA}$ в области излучения $3600—6600 \text{ \AA}$. Проведен сравнительный анализ с другими спектральными приборами, применяемыми в астрономии. Дается расчет светосильного многоканального спектрометра на основе интерферометра Фабри—Перо для 6-метрового телескопа (БТА), рассчитана проникающая способность прибора в значениях визуальных звездных величин.

An astronomical multichannel spectrometer based on the pneumatic scanning Fabry—Perot interferometer intended for the resolution $0.1—0.01 \text{ \AA}$ in the radiation region $3600—6600 \text{ \AA}$ is described. A comparison is made with other spectral instruments used in astronomy. A multichannel spectrometer with optimum light-gathering power based on the Fabry—Perot interferometer to be used on the 6-meter telescope (BTA) is described. The penetrating power of the instrument is calculated in terms of visual magnitudes.

Для детального исследования особенностей структуры эмиссионных и абсорбционных линий оптического излучения астрономических объектов необходимы спектральные приборы с критическими параметрами. С одной стороны, они должны давать высокое спектральное разрешение до 0.01 \AA , а с другой — использовать с максимальной эффективностью свет, собираемый телескопом от объекта наблюдения.

Обычный щелевой спектрограф или спектрометр позволяет получать высокое спектральное разрешение, но при этом потери света на входной щели становятся неоправданно большими. На основном звездном спектрографе [1] разрешение 0.01 \AA может быть получено при ширине входной щели 0.024 мм . Если турбулентный диск изображения звезды примем равным 2 угловым секундам, то это соответствует диаметру диска 1.8 мм во вторичном фокусе, где установлен основной звездный спектрограф (ОЗСП). Отсюда следует, что потеря света на входной щели ОЗСП составляет около 98.5% . Это равносильно использованию 6-метрового зеркала БТА, как имеющего эффективный диаметр всего 0.75 м . К аналогичным последствиям приводят потери света на оптических деталях внутри спектрографа. Поэтому чрезвычайно важно применять минимум оптических элементов, дифракционные решетки с высокой концентрацией энергии излучения, оптику с просветляющими покрытиями на поверхности и т. д.

Очевидно, что для астрономических приборов высокой дисперсии щелевые спектрографы мало пригодны прежде всего из-за наличия узкой входной щели.

Решающее значение в оценке эффективности прибора имеет число каналов одновременной регистрации излучения по элементам спектрального разрешения. Фотографическая регистрация, особенно на ядерных эмульсиях при помощи электронной камеры, представляет пример светоприемника практически с неограниченным числом каналов, с динамическим диапазоном

в каждом канале, т. е. на каждом элементе разрешения — от 2 до 6 единиц плотности почернения. Недостатками фотографических детекторов являются низкое временное разрешение и трудоемкий этап съема информации с фотоэмульсии. Что касается светочувствительности фотоматериалов, то она может быть доведена до чувствительности фотоэлектронных детекторов с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП).

Если число каналов может быть ограничено сотней или менее, то эффективнее оказываются фотоэлектронные детекторы, обладающие, помимо всего, динамическим диапазоном до $6\div 8$ порядков, высоким временным разрешением, высокой светочувствительностью и простотой обработки полученного наблюдательного материала, поскольку оптическое излучение преобразуется фотодетектором в электрические сигналы.

Телевизионные детекторы в режиме счета фотоэлектронов обладают перечисленными достоинствами, но имеют практический недостаток, заключающийся в сложности и громоздкости аппаратуры и необходимости связи с ЭВМ, которая должна обладать быстродействием около 10^{-6} сек. и числом ячеек памяти, равным числу каналов спектрометра.

Большое значение в развитии спектроскопии высокого разрешения имела работа Жакино [2], в которой показано, что при исследовании слабых источников излучения наиболее эффективны интерференционные спектрометры. Они позволяют достигать высокого разрешения без потерь света на входной диафрагме, что принципиально отличает их от щелевых спектральных приборов.

Благодаря успехам, достигнутым в области разработки высокоотражающих интерференционных покрытий с поглощением менее 1%, в изготовлении оптических поверхностей с точностью до $1/200$ длины волны света и созданию фотодетекторов с квантовым выходом 20% и более, с числом каналов регистрации сигнала, достигающим несколько сотен, а также благодаря появлению лазеров стабильной частоты, малогабаритных многоканальных счетчиков импульсов со скоростью счета до $1\div 100$ Мгц интерференционная спектроскопия приобрела сейчас огромное значение.

Для видимой области спектра создаются различные модификации спектрометров на базе интерферометра Фабри—Перо, в инфракрасной области спектра успешно применяются Фурье-спектрометры и спектрометры с селективной амплитудной модуляцией (СИСАМ).

1. Сравнение спектральных приборов, предназначенных для астрономии

Рассмотрим основные параметры, характеризующие разрешающую способность, светосилу, точность отсчета сигнала четырех типов спектральных приборов, применяемых в астрономии: щелевого спектрографа (СП), СИСАМ, Фурье-спектрометра (ФСП) и спектрометра на основе интерферометра Фабри—Перо (СПФП).

Астрономические требования к светосиле спектрального прибора, установленного на телескопе, имеют ряд особенностей. Во-первых, относительные отверстия оптики коллиматора и телескопа должны быть одинаковыми; во-вторых, виньетирование входными зрачками оптики прибора исключается, а потери на отражение и пропускание должны быть сведены к минимуму и могут фактически считаться также одинаковыми для всех типов приборов. В результате получим, что светосила пропорциональна ширине входной щели или диафрагмы прибора. При этом для щелевого спектрографа ширина b_1 входной щели определяется соотношением

$$b_1 = af/d \cdot d''/f'', \quad (1)$$

где a — разрешение фотоэмульсии в миллиметрах; f, f'' — фокусные расстояния телескопа и оптической камеры спектрографа; d, d'' — диаметры входных зрачков телескопа и оптической камеры.

Для интерференционных приборов диаметр входной диафрагмы определяется из соотношения

$$R_0 \Omega = 2\pi, \quad (2)$$

где R_0 — теоретическая разрешающая способность прибора, Ω — телесный угол выходной диафрагмы.

В частности, для спектрометра с интерферометром Фабри—Перо, имеющего предварительный монохроматор с фокусными расстояниями коллиматора и камеры f' и f'' , диаметр входной диафрагмы равен

$$b_4 = 2\sqrt{2} f' f''_{\text{фн}} / f'' \sqrt{R_0}, \quad (3)$$

где $f'_{\text{фн}}$ — фокусное расстояние коллиматора интерферометра, R_0 равна для рассматриваемых приборов отношению оптической разности хода Δ между крайними интерферирующими лучами к длине волны λ , т. е.

$$R_0 = \Delta / \lambda. \quad (4)$$

Эффективная разрешающая способность $R_{\text{эфф}}$ определяется полученным разрешением

$$R_{\text{эфф}} = \lambda / \delta\lambda \quad (5)$$

или угловым размером b/f' входной диафрагмы.

Теоретическое разрешение имеет одинаковый вид для всех типов приборов и равно

$$\delta k = 1/\Delta \text{ [см}^{-1}\text{]}. \quad (6)$$

Для дифракционного спектрографа $\Delta = \lambda m N = l (\sin\theta + \sin\varphi)$, где m — рабочий порядок спектра дифракционной решетки; N — число штрихов решетки, участвующих в дифрагировании пучка света под углом φ ; θ — угол падения света на решетку; l — длина заштрихованной площади решетки; разрешение $\delta\lambda = \lambda b_1 / f'$, при этом $b_1 / f' \geq 1/R_0$; $R_{\text{эфф}} \approx f' / b_1$, а $R_0 \Omega \approx h / f'$, где h — высота изображения объекта вдоль входной щели. Отношение сигнала к шуму на выходе спектрографа (на фотоэмульсии) без учета вуали

$$\Psi_1 = \sqrt{\kappa \Phi t}, \quad (7)$$

где κ — квантовый выход фотоэмульсии, Φ — поток света на элемент спектрального разрешения и t — выдержка.

СИСАМ. Для СИСАМ $\Delta = 2l \sin\varphi$, $\delta\lambda = (b_3 / f')^2 \lambda / 2\pi$, $R_{\text{эфф}} = 2\pi f' / b_3$, $R_0 \Omega = 2\pi$, при этом $b_3 / f' \geq \sqrt{2\pi / R_0}$, тогда

$$\Psi_2 \approx \Phi \gamma \sqrt{t} / \sqrt{N_{\text{ш}}} \quad (8)$$

в инфракрасной области, где преобладают шумы $N_{\text{ш}}$ светоприемника над шумами сигнала модулированного по амплитуде и немодулированной части света спектрометра, γ — квантовый выход светоприемника. Поскольку теоретическое разрешение δk или разрешающая способность R_0 двух рассмотренных приборов одинаковы, то из сравнения $R_0 \Omega$ следует, что угловой размер входной диафрагмы СИСАМ может быть в десятки и сотни раз больше размера щели спектрографа, и в инфракрасной области СИСАМ превосходит спектрограф в светосиле и отношении сигнала к шуму.

В видимой области спектра, где приемники не отягощены собственными шумами, Ψ ухудшается дробовым шумом сигнала и засветкой соседних элементов

$$\Psi_3 \approx \sqrt{\Phi \gamma t / M}, \quad (9)$$

где $M = 10^2 \div 10^3$ и соответствует числу соседних спектральных элементов, излучение которых не модулируется и, следовательно, не является полезным сигналом.

Сравнивая Ψ_1 и Ψ_3 , для $\gamma/\alpha=20 \div 30$, $M \approx 4 \cdot 10^2$, $\delta\lambda=0.01 \text{ \AA}$ ($\lambda=4000 \text{ \AA}$) и $\Phi_1/\Phi_3 \approx 2b_1/b_3$ получим

$$\Psi_3/\Psi_1 = \sqrt{t_3/t_1}. \quad (10)$$

При этом $\Phi_3/\Phi_1 \approx 30 \div 40$ для одного элемента разрешения (или канала регистрации), если принять, что на практике $f'_1/f'_3=10$.

Чтобы получить одинаковую точность измерения сигнала ($\Psi_1=\Psi_3$), время экспозиции в спектрографе должно быть в 4 раза больше, чем в СИСАМ. Если же исходить из равенства $t_1=M_3t_3$, где M_3 — число элементов сканирования, то СИСАМ выгоднее СП при $M_3 < 4$.

СИСАМ — одноканальный сканирующий прибор; спектрограф имеет практически неограниченное число элементов (каналов). Из выражения (10) видно, что СИСАМ имеет такую же информативность, как спектрограф, если последний регистрирует спектр на четырех элементах разрешения фотоэмульсии, т. е. $t_1=4t_3$. Так как число элементов разрешения на фотоэмульсии значительно больше 4, то становится очевидным преимущество спектрографа перед СИСАМ в оптической области спектра излучения.

ФСП. Оптическая разность хода Δ для вычисления разрешающей способности определяется по максимальному смещению подвижного зеркала спектрометра от положения с нулевой разностью хода. Выражения для $\delta\lambda$, δk , R_0 , $R_{\text{эфф}}$, Ω и Ψ аналогичны выражениям для СИСАМ. Поскольку разность хода Δ у Фурье-спектрометров может быть значительно больше, чем размер дифракционной решетки в СИСАМ или в спектрографе, разрешающая способность ФСП оказывается больше во столько же раз. В отличие от СИСАМ ФСП регистрирует спектр излучения одновременно с $M=(\lambda_2-\lambda_1)/\delta\lambda$ элементов спектрального разрешения или по M каналам. При этом время регистрации излучения как по одному каналу, так и по всем вместе, равно времени достижения максимальной разности хода. По числу каналов и времени регистрации эта система аналогична спектрографу с фотопластинкой.

Существенным недостатком спектрометра является большая величина немодулированной части излучения, пропорциональной числу каналов M и понижающей отношение сигнала к шуму Ψ в \sqrt{M} . При этом предполагается, что интенсивность излучения по всем каналам одинакова. Если спектр эмиссионный со слабым континуумом, то Ψ ухудшается в меньшей степени.

Для ФСП в инфракрасной области Ψ определяется собственным шумом $N_{\text{ш}}$ фотодетектора как в СИСАМ по формуле (8); в оптической области, где шумы детекторов пренебрежимы в сравнении с дробовым шумом сигнала, находим по формулам (7) и (9)

$$\Psi_3/\Psi_1 \approx 30 \sqrt{t_3/M_3t_1}, \quad (11)$$

так как значения Ψ_3 и γ взяты те же, что и для СИСАМ. При одинаковой точности ($\Psi_3=\Psi_1$) и равном времени регистрации сигналов в каждом канале ($t_3=t_1$) ФСП идентичен спектрографу при $M=900 \div 1000$ каналов. На фотопластинке с разрешением 30 мкм это соответствует спектрограмме длиной 3 см. При $M < 900$ ФСП становится эффективнее: он дает ту же точность, но при $t_3 < t_1$.

СПФП. Прибор одноканальный, сканирующий. Оптическая разность хода $\Delta = 2TN_0$, где T — толщина интерферометра Фабри—Перо, $N_0 = \pi\sqrt{r}/1$ — r определяет число интерферирующих лучей, r — коэффициент отражения пластин интерферометра. Обычно эффективное число

$$N_{\text{эфф}} \leq 0.7N_0.$$

Значения R_0 , $R_{\text{эфф}}$, δk , $\delta\lambda$ и $R_0\Omega$ аналогичны тем, которые приведены для СИСАМ.

По разрешающей способности СПФП, как и Фурье-спектрометр, может превосходить спектрограф, но при этом согласно (3) должны возрастать

габариты прибора, а именно: фокусные расстояния f' , f'' и $f'_{\text{фн}}$, если мы не хотим терять в светосиле. Предел увеличению $f'_{\text{фн}}$ накладывает световой диаметр пластин интерферометра, величина которого обычно лежит в интервале $20 \div 60$ мм.

Для видимой области спектра $\Psi_4 = \sqrt{\Phi_4 \gamma t}$ для одного элемента разрешения. Сравнение СПФП со спектрографом по Ψ дает следующее:

$$\Psi_4/\Psi_1 = \sqrt{\Phi_4 \gamma t_4 / \Phi_1 \gamma t_1}. \quad (12)$$

При регистрации сложных спектров с разрешением 0.01 \AA интерферометр Фабри—Перо обычно применяется в сочетании с монохроматором для выделения интервала свободной дисперсии интерферометра. Это обстоятельство приводит к дополнительным потерям света на входной щели монохроматора. В связи с этим Фабри—Перо-спектрометр может превышать СП по светосиле (ширине входной щели b_1) реально в $10 \div 30$ раз. Отсюда следует, что в выражении (12) $\Phi_4/\Phi_1 = 10 \div 30$. Примем, как и ранее, $\gamma/\chi = 20 \div 30$, в результате

$$\Psi_4/\Psi_1 \approx 20 \sqrt{t_4/t_1}. \quad (13)$$

Введем полное время регистрации на сканирующем СПФП по M_4 элементам разрешения

$$t_4^{\text{п}} = t_4 M_4.$$

Тогда по формуле (13) находим

$$t_4^{\text{п}} = M_4 t_1 / 400. \quad (14)$$

Поскольку Фабри—Перо-спектрометр одноканальный, то формально можно считать, что при разрешении 0.01 \AA обычный спектрограф становится эффективнее, если число регистрируемых элементов разрешения превышает $M > 400$ для $\Psi_4 = \Psi_1$, так как при этом $t_4^{\text{п}} > t_1$. При таком сравнении не учитывается реальное время, доступное наблюдателю на телескопе в течение практически одной ночи. Очевидно, что спектрограф благодаря фотопластинке может работать при больших $M \approx 10^4 \div 10^5$, но для $\delta\lambda = 0.01 \text{ \AA}$ потери на входной щели будут велики настолько, что не хватит наблюдательного времени одной ночи. Во всяком случае большие телескопы становятся малоэффективными, если светоприемная аппаратура приводит к существенным потерям света в оптическом тракте.

Для полного представления о сравнительных достоинствах или недостатках приборов нами введена ширина входной диафрагмы или щели b , эквивалентная светосиле прибора. Зная b и качество изображения звезды, даваемое телескопом, можно оценить потери света и сравнить спектральные приборы по эффективности использования светособирающей мощности телескопа.

Из выражений (1), (3), (13) следует, что СПФП, безусловно, эффективнее спектрографа для $M_4 \ll 400$.

Сравнение СПФП и ФСП по величине Ψ дает следующее соотношение для одного канала:

$$\Psi_4/\Psi_3 = \sqrt{\Phi_4 M_3 t_4 / \Phi_3 t_3}. \quad (15)$$

В видимой области спектра для $\delta\lambda = 0.01 \text{ \AA}$ $\gamma_3 = \gamma_4$ и $\Phi_3 \approx 3\Phi_4$. С уменьшением разрешающей способности значения Φ_3 и Φ_4 сближаются. Отсюда имеем для $\Psi_3 = \Psi_4$

$$3t_3 = M_3 t_4. \quad (16)$$

Полное время регистрации на ФСП $t_3^{\text{п}} = t_3 M_3$, соответственно на СПФП при последовательном сканировании по M_4 элементам $t_4^{\text{п}} = t_4 M_4$. Подставляя эти значения в (15), получим

$$M_4 = 0.3 M_3^2 t_4^{\text{п}} / t_3^{\text{п}}. \quad (17)$$

Считая, что $t_4^m = t_3^m$, т. е. наблюдательное время на телескопе одинаково для СПФП и ФСП, найдем

$$M_4 \approx 0.3M_3^2, \quad (18)$$

значит, информативность СПФП, определяемая в данном случае числом каналов M , значительно выше, чем ФСП в видимой области спектра.

Таким образом, основным недостатком ФСП является низкое значение Ψ при работе в видимой области спектра. То же относится к СИСАМ. Щелевые спектрографы при высоком разрешении мало эффективны на больших телескопах в связи с тем, что изображение звезды в фокальной плоскости большого телескопа велико по сравнению с шириной входной щели спектрографа.

Из рассмотрения параметров четырех приборов следует, что для видимой области излучения наилучший результат может дать СПФП.

Более того, если для инфракрасной области будут созданы детекторы, собственные шумы которых малы по сравнению с дробовыми (фотонными), то СПФП окажется лучше ФСП.

Существенный недостаток СПФП состоит в том, что он одноканальный.

2. Многоканальный спектрометр на основе интерферометра Фабри—Перо (МСПФП)

Принимая во внимание особенности эксплуатации больших телескопов с предельной эффективностью, в современной конструкции астрономического спектрометра высокого разрешения следует добиваться максимально возможного уменьшения времени регистрации оптического спектра в расчете на один элемент разрешения. Это важнейшее требование может быть выполнено путем создания «широкощельной» оптической схемы, применением высокочувствительных детекторов, введением системы параллельно действующих каналов регистрации спектра и автоматизацией работы спектрометра.

Значение и возможность увеличения «широкощельности» и чувствительности фотодетекторов, с одной стороны, уже изложены нами, с другой — известны специалистам.

Поэтому рассмотрим возможности создания многоканального СПФП.

Для монохроматизации света, поступающего на интерферометр Фабри—Перо, используют обычно дифракционный спектрограф. Известно, что если спектрограф будет расположен по ходу пучка света за интерферометром, то в фокальной плоскости спектрографа мы увидим дискретный спектр.

При этом ширина входной щели подбирается равной области свободной дисперсии интерферометра λ , а интерференционные кольца расположены симметрично относительно этой щели.

Если свет немонахроматический, а высота входной щели спектрографа установлена по выражению (3), то в фокальной плоскости спектрографа обнаружим линейчатый спектр различных порядков интерференции m_i для длин волн λ_i , отличающихся от соседних на величину $\Delta\lambda$. При этом предполагается, что входная щель спектрографа заполнена светом пучка.

Изменение разности хода интерферометра приведет к тому, что на месте прежних λ_i появятся другие. Плавное изменение разности хода в пределах $\Delta\lambda$ дает возможность вести сканирование по λ в одном порядке интерференции в некоторой координате фокальной плоскости спектрографа. Каждая линия λ_i спектра имеет свою координату x_i , в которой происходит изменение λ в пределах своего $\Delta\lambda_i$. Если взять M фотодетекторов и установить их на фокальной плоскости в координаты x_i ($1 \leq i \leq M$), то получим M -канальный спектрометр на область спектра $\lambda_1 \div \lambda_2 = M\Delta\lambda$ с последовательным сканированием внутри каждого $\Delta\lambda_i$ по числу элементов разрешения $\delta\lambda_i =$

$\Delta\lambda_i/N_{\text{эфф}}$, где $N_{\text{эфф}}$ — эффективный фактор тонкости интерферометра.

На рис. 1 и 2 дана оптическая схема прибора, состоящего из: интерферометра Фабри—Перо 1, расстояние между пластинами которого выставляется заранее в зависимости от требуемого разрешения на данной длине волны; автоколлимационного монохроматора, включающего дифракционную решетку 2, линзовый объектив 3, входную щель 4 и систему зеркал 5 для поворота пучка света от щели 4 на объектив 3 и для фокусировки объектива

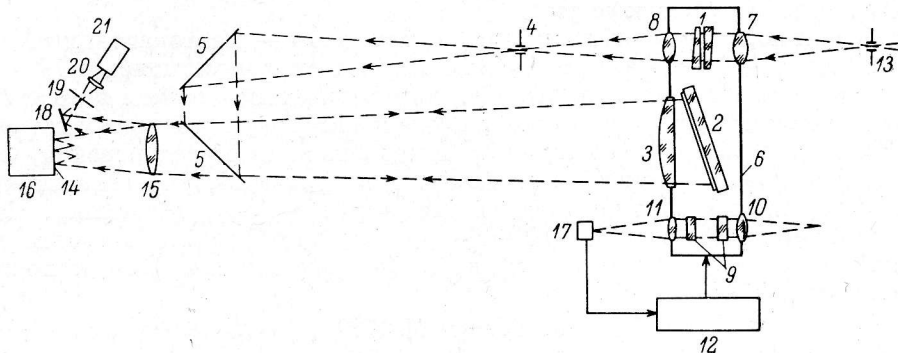


Рис. 1.

3 на щель 4. Дифракционная решетка 2 и интерферометр 1 находятся в общем герметическом контейнере при постоянной температуре. При ступенчатом изменении давления газа фреона-12 в контейнере 6 происходит синхронное сканирование интерферометра и монохроматора 3 вдоль спектра излучения в пределах одного интервала свободной дисперсии

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2nT \quad (19)$$

интерферометра, где n — показатель преломления газа, T — толщина интерферометра. Для разрешения $0.01 \div 0.1 \text{ \AA}$ и интервала $3600 \div 6600 \text{ \AA}$

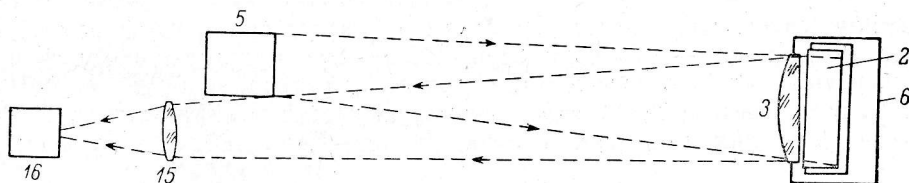


Рис. 2.

давление в контейнере 6 должно изменяться в пределах $50 \div 900 \text{ мм рт. ст.}$ Объектив 3 и объективы 7 интерферометра 1 служат одновременно герметическими окнами в контейнере 6. Эталон Фабри—Перо 9 с объективами 10 и 11 является датчиком оптической разности хода (здесь давления) в 6. Источником света эталона 9 служит оптический квантовый генератор стабилизированной частоты. Свет (ход лучей показан пунктиром), собираемый от небесного источника излучения телескопом, подается на входную диафрагму 13; фокусные расстояния объективов 7, 8, 13 согласованы с разрешающей способностью прибора по формуле (2). В результате на выход интерферометра в щель 4 попадает свет длин волн $\lambda_m, \lambda_{m+1}, \dots, \lambda_{m+M}$ и монохроматичности в пределах элемента разрешения $\delta\lambda$. При этом интервал между λ_{m+i} и λ_{m+i+1} с точностью до $0.15 \div 1.5\%$ для $M=30 \div 40$ равен

$$\Delta\lambda = \lambda_{m+0.5M}^2/2nT.$$

Монохроматор пространственно разделяет все λ_i и так, что в фокальной плоскости 14 объектива 3 получается M элементов в виде изображения щели 4. Очевидно, что если ширина щели 4 равна b_1 , то обратная линейная дисперсия монохроматора должна быть $\Delta\lambda/b_1$.

Чтобы просканировать заданную область спектра, равную $M\Delta\lambda$, необходимо в каждом интервале $\Delta\lambda$ произвести $\Delta\lambda/\delta\lambda$ ступенек сканирования. Таким образом, данный принцип спектрометра расширяет область регистрируемого спектра в M раз и во столько же раз уменьшает время наблюдения на телескопе по сравнению со сканированием области $M\Delta\lambda$ обычным одноканальным спектрометром.

Обозначения остальных элементов рис. 1: 16 — многоканальный фотодетектор, 17 — фотодетектор датчика оптической разности хода, 18—21 — соответственно диагональное зеркало, диафрагма, линза поля и фотодетектор канала компенсации флуктуаций излучения исследуемого источника света.

На рис. 2 показан ход лучей монохроматора при рассмотрении сбоку. Перед фокальной плоскостью 14 помещен объектив 15, уменьшающий размер изображений до значений, соответствующих светоприемнику. Светоприемником может служить 30—40-канальный цифровой электронно-оптический преобразователь (диокоп) или 30—40-канальный фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) [4, 5].

3. Расчет МСПФП

МСПФП предназначен для регистрации в узких участках спектра излучения (отдельные эмиссионные и абсорбционные спектральные линии, группы линий, зеемановское расщепление линий и т. д.) с разрешением $0.1 \div 0.01 \text{ \AA}$. Спектральная область применения прибора простирается от 3600 до 6600 \AA . Диспергирующими элементами являются интерферометр Фабри—Перо и дифракционный спектрограф.

Требования к интерферометру могут быть сведены в одно: эффективный фактор тонкости должен равняться $35 \div 40$ от 3600 до 6600 \AA на световом диаметре $30 \div 60$ мм, т. е. $N_{эфф} = 35 \div 40$.

Согласно [2] теоретический фактор тонкости в согласованном интерферометре на 40—70% больше, т. е. $N_{эфф} = (0.6 \div 0.7)N_0$.

Выбор значения $35 \leq N_{эфф} \leq 40$ обусловлен по верхнему пределу практическими трудностями изготовления высококачественных пластин Фабри—Перо, по нижнему — необходимостью обеспечить широкую входную щель спектрографа, чтобы свести к минимуму потери света.

Для расчетов возьмем $N_0 = 60$. Соответствующий коэффициент отражения r диэлектрических покрытий пластин Фабри—Перо найдем из выражения

$$N_0^r = \pi \sqrt{r} / (1 - r), \quad (20)$$

где N_0^r — фактор тонкости, зависящий от коэффициента отражения, когда другие признаки качества (точность изготовления поверхности пластин, конечный размер фокальной диафрагмы интерферометра) не влияют на разрешающую способность интерферометра. Для $N_0 = 60$ $r = 95\%$. Коэффициент τ_1 пропускания света интерферометром зависит от коэффициента поглощения ϵ отражающих покрытий и может быть найден из выражения

$$\tau_1 = (1 - r - \epsilon) [1 - r^{N_0} (1 - \epsilon)^{N_0}] / [1 - r(1 - \epsilon)]. \quad (21)$$

Для $N_0 = 60$, $r = 0.95$ коэффициент τ_1 равен 65% при $\epsilon = 1\%$ и 82% при $\epsilon = 0.5\%$. Значения ϵ могут быть найдены из известного выражения

$$\tau_1 = [1 - \epsilon / (1 - r)]^2.$$

Влияние на фактор тонкости качества поверхности пластин интерферометра рассмотрим при условиях, когда $r = 1$ и телесный угол фокальной диафрагмы бесконечно мал.

Обычно точность изготовления рабочих поверхностей определяется для двух пластин в паре и характеризуется отклонением δT поверхности от плоскости. Если отклонения δT распределены на поверхности случайно, т. е. на поверхности имеются местные ошибки и нет общей ошибки, то можно принять

$$(\delta T)^2 = (\delta T_1)^2 + (\delta T_2)^2 \approx 2 (\delta T_1)^2, \quad (22)$$

где δT_1 и δT_2 — среднеквадратичные ошибки поверхности первой и второй пластин. Из общего уравнения интерферометра следует, что при изменении расстояния T между пластинами на

$$\Delta T = \lambda/2 \quad (23)$$

порядок m интерференции меняется на $\Delta m=1$, и это эквивалентно сканированию на интервал свободной дисперсии $\Delta \lambda$ по выражению (19).

Из-за отклонений δT фактор тонкости, зависящий от точности поверхностей пластин, будет иметь конечное значение N_0^g и в результате разрешение

$$\delta \lambda = \Delta \lambda / N_0^g. \quad (24)$$

На основании выражений (23) и (24) получим

$$\delta T_1 = \lambda / 2 N_0^g. \quad (25)$$

Выполнение условия (25) обеспечит разрешение по (24).

Приняв $N_0^g=60$, найдем требования к точности изготовления пластин

$$\delta T = \lambda/120, \quad \delta T_1 = \lambda/170.$$

Согласно [2] размер фокальной диафрагмы находим по соотношению (2), причем в данном случае $R_0 = m N_0^f$, m — порядок интерференции, N_0^f принимаем равным $N_0^r=60$.

В реальном интерферометре несовершенство поверхностей, отличие коэффициента отражения от 1, конечный размер диафрагмы действуют одновременно и ухудшают разрешающую способность прибора. Оптимальное соотношение между этими факторами состоит по [2] в том, чтобы

$$N_0^r = N_0^f = N_0^g. \quad (26)$$

В этом случае

$$N_{эфф} \approx 0.6 N_0^r, \quad (27)$$

что следует из общих соображений

$$N_{эфф}^2 \approx [(N_0^r)^2 + (N_0^g)^2 + (N_0^f)^2]/3.$$

Потери света в интерферометре происходят из-за поглощения ϵ в отражающих покрытиях и рассеяния света на неровностях поверхностей пластин и на краях фокальной диафрагмы интерферометра. Общий коэффициент пропускания $\tau = \tau_1 \tau_2 \tau_3$, где τ_1 находим по формуле (21), τ_2 обусловлено точностью изготовления пластин и τ_3 зависит от степени виньетирования пучка на фокальной диафрагме. В сбалансированном интерферометре по выражению (25) согласно [2] $\tau_2 \approx 0.7 \div 0.8$, $\tau_3 \approx 0.8$, для $\epsilon = 0.5\%$ $\tau_1 = 0.82$. Отсюда $\tau \approx 0.5$.

Увеличение $N_0^r > N_0^g$ приводит к уменьшению τ_2 , а увеличение фокальной диафрагмы хотя и повышает τ_3 , но вызывает потерю разрешающей способности.

Требования к дифракционному спектрографу состоят прежде всего в том, чтобы была обеспечена максимально широкая входная щель и достаточная дисперсия для удовлетворения условию

$$\cos \varphi / m C f' = \Delta \lambda / b_1, \quad (28)$$

где φ — угол дифракции решетки для данной λ ; C — число штрихов решетки на миллиметр, f' — фокусное расстояние коллиматора; $\Delta\lambda$ определяется по (19) и является в нашем случае величиной, заданной принятым разрешением $\delta\lambda$ и фактором тонкости $N_{\text{эфф}}$, т. е. $N_{\text{эфф}}=36$. Из выражения (28) следует, что удовлетворить требования к спектрографу можно путем увеличения C , f' и m .

Были взяты следующие параметры оптических элементов спектрографа: $f'=3500$ мм, дифракционные решетки на область $3600 \div 4400 \text{ \AA}$ 1200 штр./мм в 3-м порядке, на область $4700 \div 5200 \text{ \AA}$ 1200 штр./мм во 2-м порядке и на область $5700 \div 6600 \text{ \AA}$ 600 штр./мм в 4-м порядке.

Согласование входных диафрагм с размером изображения звезды

По формуле (3) для рассмотренной оптической схемы диаметр входной диафрагмы интерферометра задается R_0 и $f'_{\text{фн}}$. Чем больше $f'_{\text{фн}}$, тем больше допустимый диаметр изображения звезды может быть использован без потери света. С другой стороны, увеличение $f'_{\text{фн}}$ при постоянной угловой апертуре пучка, формируемого телескопом, влечет за собой увеличение светового диаметра пластин интерферометра. Из практических соображений допустимо принять значение светового диаметра 30 мм. Полагая максимальный диаметр турбулентного диска изображения звезды во вторичном фокусе $(f/31) 9''$ (8.1 мм), найдем f' из соотношения $(f'_{\text{фн}}/31)+8.1 \leq 30$; $f'_{\text{фн}}=680$ мм.

Пользуясь выражениями (5) и (27), получим

$$b' = 2.2f'_{\text{фн}}/\sqrt{R_{\text{эфф}}}. \quad (29)$$

Диск изображения звезды проектируется после интерферометра на входную щель спектрографа, ширина которой при высоком разрешении меньше b' и определяется (28). В табл. 1 даны результаты расчета b_1 и b' для различных λ и $\delta\lambda$ и принятых значений $f'_{\text{фн}}=680$ мм, $f'=3500$ мм и рассчитанных параметров дифракционных решеток.

ТАБЛИЦА 1

$\lambda, \text{ \AA}$	6550 \AA			4930 \AA			3970 \AA		
	$10^{-4} R_{\text{эфф}}$	$b_1, \text{ мм}$	$b', \text{ мм}$	$10^{-4} R_{\text{эфф}}$	$b_1, \text{ мм}$	$b', \text{ мм}$	$10^{-4} R_{\text{эфф}}$	$b_1, \text{ мм}$	$b', \text{ мм}$
0.01	65.5	0.50	1.8	49.3	0.38	2.1	39.7	0.65	2.4
0.03	21.8	1.5	3.2	16.4	1.1	3.7	13.2	2.0	4.1
0.05	13.1	2.5	4.1	9.8	1.9	4.8	7.9	3.3	5.4
0.07	9.4	3.5	4.9	7.0	2.7	5.7	5.7	4.5	6.4
0.10	6.5	5.0	5.8	4.9	3.8	6.8	4.0	6.5	7.6

Ширину щели b_1 можно несколько увеличить, если в спектрографе применить голографические решетки с числом штрихов от $3 \cdot 10^3$ до $3.6 \cdot 10^3$ штр./мм в 1-м порядке.

Проницающая способность МСПФП

Спектрометр рассчитан на работу с монитором, компенсирующим флуктуации измеряемого сигнала вследствие мерцаний, изменений прозрачности атмосферы или яркости объекта наблюдения. Следовательно, окончательный сигнал должен быть отношением измеряемого к сигналу монитора. Поэтому, если допустимая относительная ошибка измерения сигнала равна p , то измеряемый сигнал N_c и сигнал монитора N_m должны иметь ошибку $\delta N_c = \delta N_m \approx 0.5p$.

Пусть N_c — число импульсов, зарегистрированное за время t в режиме счета фотонов; $n_{ш}$ — число темновых импульсов фотодетектора за 1 сек. Из соотношения

$$\sqrt{N_c + n_{ш}t} + \sqrt{n_{ш}t} = 0.5pN_c \quad (30)$$

найдем N_c для принятых p , $n_{ш}$ и t . В простейшем случае $n_{ш}=0$, $N_c=4/p^2$.

В качестве фотодетектора взяты ФЭУ с квантовым выходом в максимуме чувствительности 20%. Коэффициент пропускания всего оптического тракта телескопа и МСПФП принят 15% (без учета потерь на входной щели спектрографа). При этом предполагается, что все оптические поверхности имеют высокоотражающие или просветляющие покрытия. Турбулентный диск звезды принят 2" (1.8 мм). Для сравнения проникающая способность V вычислена для двух ФЭУ, имеющих темновой ток 10 и 50 эл./сек. (табл. 2). Коэффициент α определяет пропускание входной щели спектрографа. Для излучения в области 4930 и 6550 Å проникающая способность соответственно меньше на 0.6–0.7 и 2–2.5 звездных величины. Если для 4930 Å понижение проникающей способности связано с уменьшением ширины щели b_1 спектрографа, то для 6550 Å — в основном из-за значительного уменьшения квантового выхода ФЭУ.

ТАБЛИЦА 2

λ , Å	α , %	$n_{ш}$, имп./сек.	p , %	t , сек.	V , зв. вел.
0.01	45	10	1	10	3.2
				600	7.0
			10	10	7.4
				600	10.3
			1	10	3.0
				600	6.6
0.05	100	50	10	10	6.9
				600	9.5
			1	10	5.7
				600	9.6
			10	10	10.0
				600	12.9
0.1	100	50	1	10	5.7
				600	9.2
			10	10	9.5
				600	12.1
			1	10	6.4
				600	10.3
0.1	100	50	10	10	10.8
				600	13.6
			1	10	6.4
				600	9.9
			10	10	10.3
				600	12.8

Заключение

Рассмотрены преимущества и недостатки спектральных приборов высокой дисперсии для астрономических приложений. Показано, что спектрометр на основе интерферометра Фабри—Перо является оптимальным в видимой области излучения.

На основе 30÷40-канальных фотодетекторов предложен многоканальный спектрометр. Приведен расчет оптических элементов спектрометра.

Дан расчет проникающей способности спектрометра на основе интерферометра Фабри—Перо для различных разрешающей способности, времени накопления сигналов и требуемой точности регистрации.

Литература

1. Рылов В. С. О проникающей способности спектральной аппаратуры, предназначенной для регистрации спектров звезд на фотоэмульсии. Основной звездный спектрограф Большого телескопа САО АН СССР. — *Астрофиз. исслед. Изв. САО*, 1970, 2, с. 121—134.
2. Жакино П. Последние достижения в интерференционной спектроскопии. — *Усп. физ. наук.*, 1962, 78, № 1, с. 123—166.
3. Hirschberg J. G., Kadesch R. R. Synchronous Wavelength Sweep of a Diffraction Grating and Fabry—Perot Interferometer. — *J. Opt. Soc. Am.*, 1958, 48, № 3, p. 177.
4. Beaver E. A., McIlwan C. E. A Digital Multichanal Photometer. — *Rev. scient. Instrum.*, 1971, 42, № 9, p. 1321—1324.
5. Catchpole C. E., Johnson C. B. The Multianode Photomultiplier. — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1972, 84, № 497, p. 134—136.

Октябрь 1974 г.