

---

---

# ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

---

---

УДК 524.3, 681.78  
DOI: 10.17586/0021-3454-2017-60-8-753-763

## МЕТОД ДВАЖДЫ СКРЕЩЕННОЙ ДИСПЕРСИИ

В. Е. ПАНЧУК<sup>1,2</sup>, В. Г. КЛОЧКОВА<sup>1</sup>, Д. В. МАРЧЕНКО<sup>3</sup>,  
Е. Г. СЕНДЗИКАС<sup>1</sup>, М. В. ЮШКИН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 369167, Нижний Архыз, Россия  
E-mail: [panchuk@ya.ru](mailto:panchuk@ya.ru)

<sup>2</sup>Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Россия

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

При наблюдении звезд со спектральным разрешением  $R = \lambda/\delta\lambda > 200\,000$  возможно исследовать новые эффекты и явления в звездных атмосферах, околозвездных оболочках и межзвездной среде. Представлены некоторые астрофизические задачи, для решения которых требуется выполнить наблюдения с  $R \geq 200\,000$ . При фиксированной угловой ширине щели  $s$  величина спектрального разрешения призменного или дифракционного спектрографа прямо пропорциональна диаметру коллимированного пучка  $d$  в спектрографе и обратно пропорциональна диаметру телескопа  $D$ . Размеры нарезных дифракционных решеток с профилированным штрихом достигли технологических пределов, поэтому резервы увеличения  $d$  исчерпаны. Для регистрации спектров звезд с высоким и сверхвысоким разрешением перспективным является использование интерферометра Фабри—Перо (ИФП) в сочетании с дифракционным спектрографом. С целью увеличения числа одновременно регистрируемых элементов спектра рассматривается схема, в которой для пространственного разведения порядков ИФП используется спектрограф скрещенной дисперсии (эшелле-спектрограф). В этом случае можно говорить о методе дважды скрещенной дисперсии (ДСД). Обсуждаются некоторые технические реализации и особенности применения метода ДСД на 6-метровом телескопе БТА. Рассматриваются вопросы математической обработки сигнала.

**Ключевые слова:** большой телескоп, спектрограф, сверхвысокое спектральное разрешение, интерферометр Фабри—Перо, матрица ПЗС, звезды, околозвездные оболочки, межзвездная среда

**Введение.** Для 6-метрового телескопа БТА разработаны дифракционные спектрографы [1—3], позволяющие проводить спектроскопические наблюдения звезд в диапазоне значений спектрального разрешения  $4000 < R < 75\,000$  (некоторые сведения о конструкции и возможностях этих приборов можно найти в работах [4, 5]). В перспективе на нэсмитовском эшелле-спектрографе (НЭС) можно достичь  $R \sim 100\,000$  [6]. Выше этого значения начинается область сверхвысокого спектрального разрешения (в терминах астрономической спектроскопии). В качестве обоснования для продвижения в область сверхвысокого разрешения приведем примеры спектроскопических задач, требующих значений  $R > 200\,000$ .

1. Исследование конвекции в звездных фотосферах. Непрерывный спектр формируется в глубоких слоях атмосферы Солнца — фотосфере. Часть энергии переносится в фотосфере посредством конвекции, об этом свидетельствует феномен грануляции. Характерный размер гранулы  $\sim 1000$  км, среднее время жизни  $\sim 10$  мин, разность лучевых скоростей восходящих и нисходящих элементов порядка 1 км/с. В центре конвективной ячейки горячий газ поднимается, на периферии ячейки остывший газ опускается. Эти явления можно наблюдать, проецируя на вход солнечного спектрографа изображения горячих и холодных областей конвективных ячеек. Но как исследовать конвективный перенос в звездных атмосферах, когда не наблюдаются отдельные ячейки, а регистрируется суммарный спектр от всей полусферы звезды? Здесь следует использовать феномен слабой асимметрии фотосферных абсорбционных линий. Дело в том, что три четверти солнечной поверхности занимают горячие области, вклад от которых в профиль линии преобладает (из-за повышенной температуры и занимаемой площади), поэтому ядра результирующих профилей линий (регистрируемых от всей полусферы солнечной поверхности) смещены в коротковолновую область [7]. Наблюдая звезды различной светимости и температуры, возможно проверить теорию конвекции. Кроме того, у холодных звезд высокой светимости можно ожидать вариации формы бисектора, связанные с появлением гигантских конвективных ячеек (супергранул). Исследование конвективного переноса возможно, если спектральное разрешение составляет  $R \geq 200\,000$ .

2. Околосредные оболочки. В соответствии с классическими представлениями истечение вещества из звезд высокой светимости происходит равномерно и симметрично. На этом предположении основаны оценки потери вещества звездами и модели химической эволюции Галактики. Однако при многолетних наблюдениях с высоким разрешением были обнаружены новые эффекты, позволяющие пересмотреть оценки выхода вещества в межзвездную среду. По наблюдениям на НЭС БТА ( $R=70\,000$ ) установлено, что звезды, находящиеся в стадии горения гелия и водорода в слоевых источниках, „сбрасывают“ вещество эпизодически и несимметрично. У таких объектов в околосредных оболочках впервые обнаружены элементы, синтезированные в процессах медленной нейтронизации [8]. Кроме того, в результате многолетнего спектроскопического мониторинга впервые обнаружены вариации в контурах околосредных компонент ряда спектральных линий [9]. Увеличение спектрального разрешения до  $R \sim 200\,000$  позволит выявить новые структуры в оболочках и повысит временное разрешение при мониторинге процессов потери вещества.

3. Облака в межзвездной среде (МЗС). Облака в МЗС имеют низкую температуру, и максвелловское уширение линий межзвездного происхождения невелико. Поэтому доплеровская ширина линий определяется относительными движениями отдельных фрагментов облака. При наблюдениях со сверхвысоким разрешением возможно разделить линии межзвездного происхождения на компоненты, формирующиеся в отдельных фрагментах МЗС. Кроме того, уже выявлены вариации профилей линий МЗС во времени [10]. Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе сверхвысокого разрешения [11] с  $R=1\,000\,000$ ,  $600\,000$ ,  $300\,000$  в небольших интервалах, длиной  $\Delta\lambda=13, 22$ , и  $45\text{ \AA}$  соответственно.

4. Изотопы тяжелых элементов. Ядра тяжелых элементов синтезируются в процессах присоединения нейтронов с последующим  $\beta$ -распадом. Различают два процесса нейтронизации: быстрый (r), когда между соседними нейтронными захватами  $\beta$ -распад не происходит, и медленный (s), когда последующий нейтронный захват происходит после потери  $\beta$ -частицы. Быстрое облучение нейтронами происходит при взрывах сверхновых звезд, медленное — в звездах со слоевым горением водорода и гелия (эти объекты систематически исследуются на БТА [12, 13]). Изотопы различных ядер синтезируются преимущественно в r- и s-процессах (подробнее см. в [14]). Ядра бария синтезируются частично в s-, частично в r-процессах. Определяя отношение четных и нечетных изотопов в спектрах звезд разного возраста, можно оценить вклад процессов медленной и быстрой нейтронизации на разных

стадиях эволюции Галактики. Для таких тяжелых ядер, как барий, изотопический сдвиг мал, и линии изотопов не могут быть разделены, следует искать другой метод. Напомним, что расщепление на сверхтонкие структуры (HFS) проявляется только для нечетных изотопов. Изменяя ширину линий, можно определить вклад HFS [15].

Некоторые из перечисленных задач такого класса могут быть решены на приборах, регистрирующих небольшой фрагмент спектра со сверхвысоким разрешением. Некоторые задачи требуют регистрации в широком диапазоне длин волн (например, при исследовании конвекции желательнее изучить поведение бисекторов у линий различной интенсивности).

**Дифракционный спектрограф на телескопе большого диаметра.** Теоретическая разрешающая способность дифракционной решетки равна произведению полного числа штрихов  $N$  на порядок дифракции  $k$ . Используемые на 6-метровом телескопе БТА решетки с заштрихованной областью  $360 \times 320$  мм и плотностью 600 штр/мм могут обеспечить теоретическое разрешение  $R=216\,000$ ,  $432\,000$  и  $864\,000$  (при  $k=1, 2, 3$  соответственно), а наблюдатели обычно работают с  $R \sim 5000$ — $15\,000$  [2]. Дело в том, что теоретическое значение  $R$  определено для бесконечно узкой щели, а в щель астрономического спектрографа должна попадать большая часть изображения турбулентного диска звезды.

Вначале рассмотрим вариант классического (однопорядкового) спектрографа БТА. В идеальном спектрографе (т.е. с минимальными потерями света на входе) ширина щели должна быть согласована с элементом разрешения приемника, т.е. проецироваться на два пиксела. Среднее качество звездных изображений на БТА составляет  $\varepsilon=1,67''$ , при медианной оценке  $1,53''$  [16]. Масштаб изображений в фокусе Нэсмита БТА составляет  $1''/\text{мм}$ , элемент разрешения современной матрицы ПЗС составляет 2 пиксела шириной  $0,015$  мм каждый.

Оценим параметры спектрографа, габариты которого ограничены конструкцией 6-метрового телескопа. Для того чтобы изображение щели шириной  $1$  мм спроецировать на  $0,03$  мм, необходимо, чтобы фокусное расстояние коллиматора спектрографа  $F_{\text{coll}}$  в 33 раза превосходило фокусное расстояние камеры  $F_{\text{cam}}$ . Спектрограф с такой величиной широкощельности ( $F_{\text{coll}}/F_{\text{cam}}=33$ ) можно разместить на БТА, с условием  $F_{\text{coll}} \leq 8$  м (габаритные ограничения объема опоры оси  $Z$ , см. рис. 3 в [2]). При относительном отверстии фокуса Нэсмита БТА (1:30) диаметр коллимированного пучка составит  $d=266$  мм. Относительное отверстие камеры спектрографа следует выбрать не выше чем 1:2 (более светосильные камеры имеют малое поле). Чтобы не виньветировались расходящиеся от решетки монохроматические пучки, входное отверстие камеры (для  $d=266$  мм) должно быть не менее  $300$  мм. Таким образом, получено требуемое значение  $F_{\text{cam}}=600$  мм, что соответствует параметрам светосильной камеры Шмидта, установленной на Основном звездном спектрографе (ОЗСП) БТА [2]. Для  $F_{\text{coll}}/F_{\text{cam}}=33$  следует построить камеру с  $F_{\text{cam}}=242$  мм и величиной входного отверстия  $300$  мм (относительное отверстие камеры 1:0,8). Такая камера (системы Шмидт—Кассегрен или ломаный Шмидт) будет иметь большую величину экранирования (на вторичном зеркале или отверстии в ломающем зеркале соответственно) и небольшой вынос фокальной поверхности (что затрудняет согласование с криостатом матрицы ПЗС, подробнее см. в [6]).

При фокусном расстоянии  $F_{\text{cam}}=242$  мм, с дифракционной решеткой 600 штр/мм, работающей в третьем порядке, получим величину обратной линейной дисперсии  $P=22 \text{ \AA}/\text{мм}$ , и на два пиксела приходится  $\delta\lambda=0,66 \text{ \AA}$ . Для центра спектрального порядка  $\lambda=4300 \text{ \AA}$  получим величину  $R=4300/0,66=6500$ . Это значение относится уже к области средних спектральных разрешений. Итак, на 6-метровом телескопе при условии использования центральной части изображения звезды (ширина щели  $s=1''$ ), обеспечить высокое спектральное разрешение невозможно. Для классического дифракционного спектрографа следует увеличить потери на щели (принимая  $s=0,5''$ ). При этом можно использовать камеру с относительным отверстием 1:2, увеличивая фокусное расстояние камеры вдвое; величина обратной угловой дисперсии

уменьшится, спектральное разрешение возрастет до  $R=13\ 000$ . Такие параметры характерны для ОЗСП БТА [2].

Теперь обратимся к варианту спектрографа со скрещенной дисперсией. Угловая дисперсия дифракционной решетки, работающей в автоколлимационной схеме (угол дифракции равен углу падения), пропорциональна  $\operatorname{tg}\theta_b$ , где  $\theta_b$  — угол блеска (см. формулу (2.5) в [17]). Для решетки 600 штр/мм, работающей на ОЗСП в третьем порядке,  $\theta_b=19^\circ$ , и  $\operatorname{tg}\theta_b=0,34$ . В НЭС [3, 4, 6] используется дифракционная решетка  $\theta_b=63,5^\circ$ ,  $\operatorname{tg}\theta_b=2$ . Это позволяет увеличить угловую дисперсию в 5,9 раза, что (при параметрах камеры и коллиматора, близких к параметрам ОЗСП) означает увеличение спектрального разрешения на такую же величину, до  $R\sim 76\ 000$ . Дифракционная решетка 37,5 штр/мм работает при  $k=40\text{—}160$ , сменные решетки скрещенной дисперсии (300 и 600 штр/мм) работают при  $k=1$ , такая схема позволяет одновременно регистрировать диапазон, в десятки раз превосходящий участок спектра, регистрируемый на однопорядковом ОЗСП. На рис. 1 приведено изображение спектра звезды солнечного типа, полученное на НЭС с матрицей ПЗС форматом  $2048\times 2048$  пикселей, в диапазоне длин волн  $2980\text{—}4350\ \text{\AA}$  ( $k=159\text{—}108$ ). В верхней части кадра видны широкие абсорбции, принадлежащие линиям H CaII  $\lambda=3968,49\ \text{\AA}$  ( $k=119$ ) и K CaII  $\lambda=3933,68\ \text{\AA}$  ( $k=120$ ). В порядках  $k>129$  ( $\lambda<3650\ \text{\AA}$ ), расположенных в нижней половине кадра, зарегистрировано ультрафиолетовое излучение, обрезанное поглощением молекулами озона земной атмосферы (подробнее см. в [18]). Наблюдения с высоким спектральным разрешением в наземном ультрафиолете являются уникальными, они стали возможны благодаря кварцевой корректирующей оптике зеркально-линзовой камеры НЭС и параметрам матрицы ПЗС.

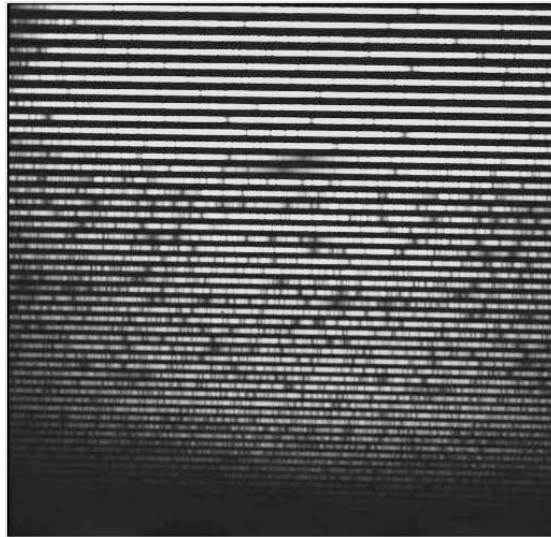


Рис. 1

Итак, применение на большом телескопе схем скрещенной дисперсии позволяет увеличить спектральное разрешение в несколько раз и подойти к верхней границе диапазона высокого спектрального разрешения ( $R=100\ 000$ ). На некоторых телескопах меньшего диаметра ( $D=1,5\text{—}3,6$  м) эта граница уже достигнута вследствие зависимости  $R\sim 1/D$  (при фиксированной угловой ширине щели  $s$ )\*.

**Призмный, дифракционный и интерференционный спектрографы.** Еще в середине XX века были выработаны критерии сравнения призмных, дифракционных и интерферометрических спектральных приборов [19]. Важным фактором, определяющим выполнимость тех или иных наблюдательных программ, является светосила по потоку  $L$ , пропорцио-

\* Если где-то для больших телескопов и указываются значения  $R>100\ 000$ , это означает, что угловые размеры турбулентного диска изображения звезды в местах установки этих телескопов меньше, чем на БТА, и щель спектрографа может быть более узкой, без существенных потерь собранного телескопом света.

нальная угловым размерам  $\Omega$  входного отверстия и площади  $S$  светового пучка прибора. В классе приборов одного типа (как призмных, так и дифракционных) величина  $LR$  является инвариантом [20]. Для одного и того же щелевого спектрографа, используемого на большом телескопе, это объясняется тривиально: раскрывая щель, пропорционально выигрываем в светосиле  $L$  и столько же проигрываем в спектральном разрешении  $R$ . Что касается сравнения приборов разного типа, то в [19] показано, что при одинаковой площади диспергирующего элемента (площади основания призмы, заштрихованной площади решетки, площади пластин эталона Фабри—Перо), дифракционная решетка по величине  $LR$  превосходит призму в семь раз, а эталон Фабри—Перо превосходит дифракционную решетку в 30—400 раз (в зависимости от угловой высоты щели  $\beta$ ). Эти теоретические различия корректируются возможностями современных оптических технологий: размеры решеток превышают размеры призм, и здесь превосходство решетки в  $LR$  заведомо больше одного порядка, тогда как размеры пластин интерферометра Фабри—Перо (ИФП) пока уступают размерам решеток. Кроме того, при спектроскопии звезд рабочая высота щели  $\beta$  определяется качеством изображений  $\epsilon$ , потому выигрыш за счет высоты щели невелик. Поэтому превосходство интерферометра над решеткой по величине  $LR$  оценивается в один порядок.

Применение интерферометров Фабри—Перо в лабораторной спектроскопии и в астрофизике имеет существенные различия. В лабораторной спектроскопии ИФП используется в высоких порядках интерференции, главным образом, для уточнения длин волн линий различных атомов и ионов, т.е. реализуется преимущество ИФП в  $R$  (а яркость исследуемого источника при необходимости можно увеличить). В астрофизических наблюдениях перестраиваемый ИФП используется для измерения перемещений в протяженных объектах относительно низкой яркости (галактики и газовые туманности) при  $k=235$  и  $501$  [21]. Ниже рассмотрим возможности использования ИФП при спектроскопии звезд на БТА.

**Дифракционный и интерференционно-дифракционный спектрографы.** При панорамных наблюдениях с ИФП [21] рабочий порядок выделяется интерференционным фильтром (остальные порядки подавляются). Для наблюдений точечных объектов — звезд (угловой диаметр изображения около  $2''$ ) — можно подобрать параметры ИФП так, чтобы интерферометр работал только в центральном пятне, где угловая дисперсия резко возрастает к середине пятна. Для пространственного разведения порядков ИФП необходимо использовать его в сочетании с призмным или дифракционным спектрографом. Различают внешнюю и внутреннюю установку ИФП [17], в первом случае интерферометр работает в параллельном пучке, сформированном до или после спектрографа. При внутреннем размещении параметры спектрографа и интерферометра должны быть согласованы так, чтобы ИФП устанавливался в коллимированном пучке спектрографа. Не имея возможности построить специализированный спектрограф с ИФП на внутренней установке, вначале работали с дифракционными спектрографами фокуса Нэсмита-2. В 1980-е гг. испытана фотографическая регистрация [22] на камере Шмидта ОЗСП, пример фотометрического разреза интерферограммы приведен в верхней части рис. 2, в нижней части приведен фрагмент соответствующего участка спектра, полученного на ОЗСП без ИФП ( $R=14\,000$ ) в области абсорбционной линии  $H\alpha$ ,  $\lambda=6563 \text{ \AA}$ .

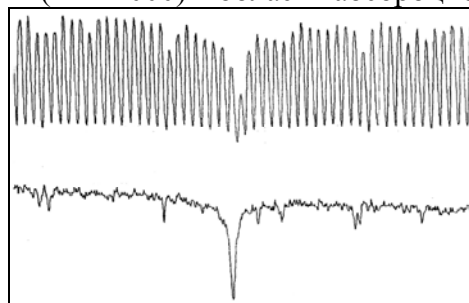


Рис. 2

С появлением эшелле-спектрографов, оснащенных матрицами ПЗС, открылась возможность одновременной регистрации нескольких тысяч порядков интерференции.

Для сравнения работы НЭС и ИФП (внешняя установка) и без него условимся, что в фокусе Нэсмита БТА используется одно и то же входное отверстие диаметром 1,6 мм ( $s=1,6''$ ). Спектральное разрешение на НЭС составит при этом  $R=18\,000$ , т.е. все еще будет превосходить теоретический предел для ОЗСП. Оценим, какими должны быть параметры ИФП, установленного перед входной щелью НЭС, чтобы квазимонохроматические изображения входного отверстия, формируемые в соседних порядках интерферометра, были пространственно разведены, т.е. не перекрывались. Условие пространственного разведения порядков иллюстрируется на рис. 3, где  $A$  — функция Эйри,  $b$  — свободная область дисперсии интерферометра  $\Delta\lambda$ ,  $c$  — ширина пика аппаратной функции интерферометра на половине интенсивности  $\delta\lambda$ ,  $\Pi$  — ширина проекции щели спектрографа на приемнике. Щель спектрографа можно раскрывать до тех пор, пока две ее проекции в соседних порядках ИФП разделяются и пригодны для измерения интенсивности излучения, пропущенного в соседних порядках интерферометра.

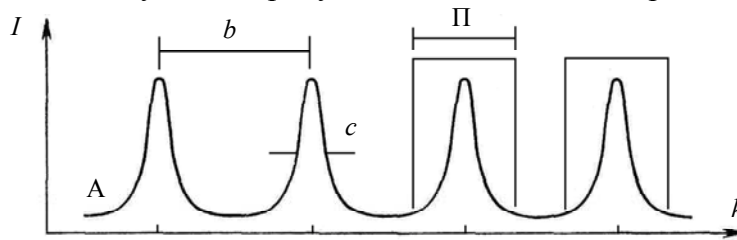


Рис. 3

Форма функции Эйри зависит от коэффициента отражения  $r$  пластин ИФП (рис. 4), область дисперсии  $\Delta\lambda$  — от величины промежутка между пластинами  $t$ . Вид зарегистрированного интерференционно-дифракционного спектра (рис. 2, сверху) определяется сверткой спектра звезды с аппаратной функцией ИФП и аппаратной функцией дифракционного спектрографа. Фотометрический разрез такого спектра выглядит как набор  $\Pi$ -образных функций с интегральными интенсивностями, определяемыми интенсивностями в спектре звезды, пропущенными в каждом из пиков функции Эйри. Для того чтобы приблизиться к условию измерения интенсивности в каждом из каналов шириной  $\delta\lambda$ , необходимо уменьшить сигнал, поступающий в крыльях функции Эйри от соседних участков спектра. С этой целью следует увеличить значение коэффициента отражения пластин ИФП. Однако при этом уменьшается  $\delta\lambda$ , увеличивается  $R$ , и резко снижаются значения потоков в каждом из порядков ИФП, так что объекты малой яркости становятся недоступными для интерферометрических наблюдений. Положение частично исправляется за счет расширения щели дифракционного спектрографа, в которую можно практически „упрятать“ все изображение звезды.

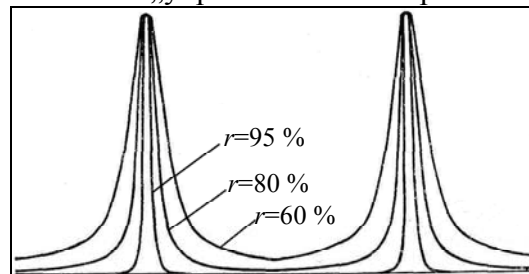


Рис. 4

По формуле  $2t\cos\varphi=k\lambda$ , где  $\varphi$  — угол падения параллельного пучка на ИФП, подберем параметры проектируемого ИФП, соответствующие параметрам эшелле-спектрографа. У НЭС на длине волны  $\lambda=4474 \text{ \AA}$  обратная линейная дисперсия составляет  $P=0,0279 \text{ \AA/пкс}$ , или  $1,86 \text{ \AA/мм}$ . При  $F_{\text{coll}}/F_{\text{cam}}=12$  проекция входного отверстия диаметром 1,6'' на плоскость светоприемника имеет диаметр 0,133 мм. Пусть, для уверенного измерения отдельных порядков, область дисперсии ИФП будет в полтора раза больше, т.е.  $\Delta\lambda=0,371 \text{ \AA}$ . Используется

конструкция ИФП с разделительными кольцами фиксированной толщины  $t$ , последнюю следует подобрать, вычисляя значения  $\lambda$  для соседних порядков,  $k$  и  $k+1$ . Для  $t=2$  мм расстояние между порядками  $k=8940$  и  $8941$  при  $\lambda \approx 4474$  Å составляет  $\Delta\lambda=0,500$  Å, т.е. соседние квазимонохроматические изображения входного отверстия диаметром  $0,247$  Å не перекрываются. Спектральное разрешение ИФП определяется эффективным числом интерферирующих лучей  $N_{\text{eff}}$  — фактором резкости интерференционной картины ( $N_{\text{eff}}=\Delta\lambda/\delta\lambda$ ).

В эксперименте использовался ИФП с  $r=98\%$ , у которого, согласно [17],  $N_{\text{eff}}=156$ . По аналогии с формулой для теоретического разрешения дифракционной решетки для ИФП можно записать  $R=kN_{\text{eff}}$ , откуда  $R \sim 1\,400\,000$ . Для того чтобы зарегистрировать спектр звезды с таким разрешением, необходимо выполнить минимум 156 экспозиций через ИФП, пере-страиваемый каждый раз так, чтобы пики аппаратной функции смещались по шкале длин волн на свою ширину  $\delta\lambda$ . При указанных параметрах ИФП продолжительность каждой экспозиции в десятки раз больше экспозиции обычного дифракционного спектра этого же объекта, поскольку регистрируются в 20 раз более слабые потоки, и пропускание ИФП в максимумах функции Эйри составляет 25 %.

Перестройка ИФП может осуществляться микрометрическим винтом, изменяющим наклон пластин относительно оси параллельного пучка. Интерферометры на внешней установке были испытаны на БТА со спектрографами ОЗСП, Lynx [4] и НЭС, в двух последних случаях можно говорить о методе дважды скрещенной дисперсии [22]. Перечисленные спектрографы имеют общую предщелевую часть [4], где и устанавливался ИФП. Внешняя установка ИФП состояла из слабой отрицательной линзы (фокусное расстояние  $-800$  мм), формирующей параллельный пучок, камеры постоянного давления с ИФП и слабой положительной линзы (фокусное расстояние  $500$  мм), строящей изображение звезды на входе в спектрограф. При указанных параметрах ИФП и диаметре входа в спектрограф выполняется условие работы ИФП в центральном пятне. В работе [23] приведен пример изображения спектра звезды, полученного в одном из экспериментов, здесь же на рис. 5 приведем небольшой фрагмент такого изображения, с увеличением, чтобы различить отдельные порядки ИФП. Изображения порядков, центральные длины волн которых приходятся на ядра или крылья абсорбционных линий, ослаблены по сравнению с участками непрерывного спектра.

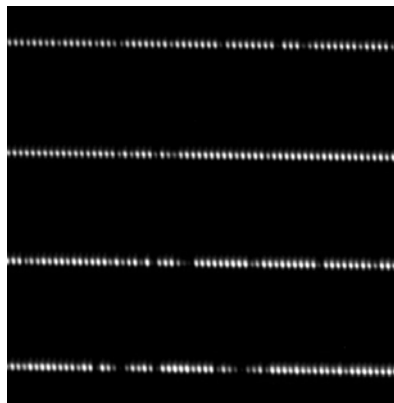


Рис. 5

**Интерферометр Фабри—Перо на внутренней установке.** Из статьи [19], в частности, следует, что при равном спектральном разрешении  $R$  и сравнимых геометрических размерах (площади светового пучка  $S$ ) приборов светосила дифракционных спектрометров на порядок превосходит светосилу призмных спектрометров, а светосила ИФП более чем на порядок превышает светосилу дифракционного прибора. Это означает, что нецелесообразно использовать ИФП в гигантских дифракционных спектрографах типа ОЗСП и НЭС (такие эксперименты проводились лишь для отработки метода). Основным спектральным устройством

является ИФП, а дифракционный спектрограф является лишь средством пространственного разведения порядков ИФП.

Изготовлен макет оптоволоконного эшелле-спектрографа с ИФП на внутренней установке (см. рис. 2 в [23]). Такая схема не содержит оптических элементов, формирующих параллельный пучок до входа в спектрограф (ИФП помещается в коллимированном пучке, внутри спектрографа). Недостатком внутренней установки ИФП являются блики от скошенных нерабочих 1-й и 4-й поверхностей пластин ИФП. Если в однопорядковом спектрографе от этих бликов можно отстроиться разворотом пластин вокруг основной оптической оси, то в эшелле-спектрографе блики могут попасть как между полосками порядков спектра, так и на соседние порядки. Чем выше спектральное разрешение, тем меньше вклад таких бликов. Параметры макета следующие: линзовый коллиматор  $F_{\text{coll}}=130$  мм,  $D_{\text{coll}}=34$  мм; интерферометр ИТ51-30, рабочий диаметр пластин  $D=30$  мм; эшелле 75 штр/мм,  $\text{tg}\theta_b=2$ , заштрихованная область  $30\times 60$  мм; дифракционная решетка 300 штр/мм, заштрихованная область  $40\times 40$  мм; линзовая камера  $F_{\text{cam}}=200$  мм,  $D_{\text{cam}}=50$  мм. После замены узла скрещенной дисперсии (решетка вместо призмы, использованной в [23]) прибор стал еще компактнее и может быть полностью заключен в объем низкого давления, стабилизированный по температуре. Сканирование спектра осуществляется небольшими наклонами ИФП. На макете обрабатываются математическое обеспечение метода дважды скрещенной дисперсии (ДСД) и система управления интерферометром.

**Проект интерференционно-дифракционного спектрографа БГА.** При создании комплекса эшелле-спектрографов фокуса Нэсмит-2 была конструктивно предусмотрена установка небольшого эшелле-спектрографа на оси  $Z$  телескопа. На рис. 6 приведена схема прибора ( $Z$  — ось зенитного расстояния БГА, 1 — входное отверстие, 2 — линзовый объектив коллиматора, 3 — пластины ИФП, 4 — эшелле, 5 — решетка скрещенной дисперсии, 6 — линзовый объектив камеры, 7 — площадка светоприемника). Фокусное расстояние коллиматора  $F_{\text{coll}}=922$  мм. В коллимированном пучке ( $d_{\text{coll}}=30$  мм) устанавливается ИФП, работающий в центральном пятне, сканирование обеспечивается прецизионным наклоном пластин к оси  $Z$ . Параметры эшелле идентичны макетным, но размер заштрихованной области больше:  $120\times 60$  мм. Разведение эшелле-порядков осуществляется решеткой 300 штр/мм, работающей в первом порядке. В качестве объектива камеры использована линзовая система  $F_{\text{cam}}=500$  мм,  $D_{\text{cam}}=100$  мм. Калибровку по длинам волн предполагается выполнять одновременно с регистрацией интерферограммы, с этой целью в центральную часть коллимированного пучка, экранную тенью кабины первичного фокуса БГА, вводится излучение лазера [24].

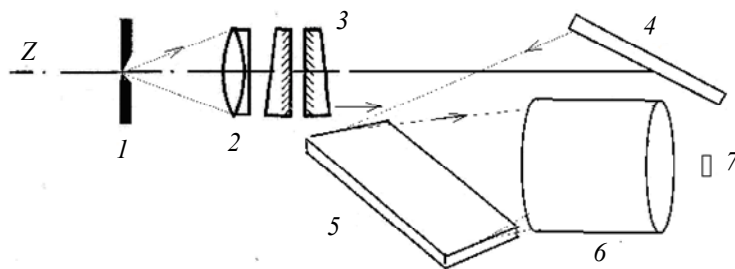


Рис. 6

Обработка фотометрических разрезов эшеллевого спектра, зарегистрированного через перестраиваемый ИФП, состоит в: идентификации номеров порядков  $k$ ; измерении интенсивностей, зарегистрированных в каждом из порядков ИФП; относительной нормировке этих интенсивностей между всеми экспозициями объекта. При разных наклонах пластин ИФП за одно и то же время каждой последовательной экспозиции может быть зарегистрирован различный уровень сигнала (вследствие изменения прозрачности атмосферы, неточности сопровождения объекта и т.п.). Относительная нормировка интенсивностей, измеренных для раз-



ных экспозиций, может выполняться из условия, что в каждом звездном спектре можно найти участки, свободные от абсорбционных линий (участки непрерывного спектра). При перемещении пика аппаратной функции по такому участку должен регистрироваться постоянный уровень сигнала. После выполнения относительной нормировки можно построить распределение энергии в каждом из порядков эшелле, с разрешением, определяемым параметрами ИФП.

**Выводы.** В процессе экспериментов на БТА выяснилось, что время накопления сигнала при наблюдениях через ИФП в десятки раз превышает время накопления сигнала при наблюдениях без ИФП. Дело в том, что в отдельных порядках аппаратной функции ИФП проходит существенно меньше света, чем приходится на элемент разрешения при классической спектроскопии. Таким образом, эмпирически установлено, что потенциальный выигрыш в спектральном разрешении составляет более порядка. Это главная цель применения интерферометра при спектроскопии звезд на БТА. Применение ИФП связано как с потерями в проникающей способности астрономической спектроскопии (за счет увеличения  $R$ ), так и с потерями за счет скважности регистрации спектра. Обеспечивается выигрыш в светосиле за счет использования практически всего изображения турбулентного диска звезды. Возможно раскрывать щель спектрографа до тех пор, пока соседние порядки представлены изолированными пятнами (см. рис. 5). Снижается роль попиксельных неоднородностей чувствительности матрицы ПЗС (поскольку сигнал в узком интервале  $\delta\lambda$  регистрируется большим набором пикселей). Задача точного измерения положения линий, когда необходимо измерить смещение профиля, составляющее тысячные доли пиксела, заменяется задачей измерения интенсивностей, зарегистрированных в пиках аппаратной функции ИФП, и определения значений длин волн для каждого из пиков. Объем, занимаемый интерферометром ( $\sim 1 \text{ дм}^3$ ), легче стабилизировать по температуре и давлению, чем объем, занимаемый спектрографами (НЭС или ОЗСП), имеющими характерные размеры до 10 м. Контроль состояния интерферометра в течение каждого сеанса наблюдения можно осуществлять, подмешивая излучение опорного лазера в излучение, собранное от звезды. Изменяя наклон ИФП к оси коллимированного пучка, можно устанавливать положение пиков аппаратной функции на заданные участки спектра (для этого необходимо предварительно вычислить, на момент наблюдения, все движения точки наблюдателя в Солнечной системе).

Работа В. Панчука и Е. Сендзикаса поддержана грантом Правительства Российской Федерации № 14.W03.31.0017.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин Д. Н., Панчук В. Е. Спектрограф умеренного разрешения фокуса Нэсмита 6-м телескопа БТА // Письма в Астрон. журн. 2002. Т. 28. С. 940—946.
2. Panchuk V. E., Chuntunov G. A., Naidenov I. D. Main Stellar Spectrograph of the 6-Meter Telescope. Analysis, Reconstruction, and Operation // *Astrophysical Bulletin*. 2014. Vol. 69, N 3. P. 339—355.
3. Панчук В. Е., Ключкова В. Г., Юшкин М. В., Найденов И. Д. Спектрограф высокого разрешения 6-метрового телескопа БТА // *Оптич. журн.* 2009. Т. 76, № 2. С. 42—55.
4. Панчук В. Е., Юшкин М. В., Якопов Г. В., Ключкова В. Г., Верич Ю. Б. Техника спектрополяриметрии звезд на 6-метровом телескопе БТА. I. Спектрографы фокусов Нэсмита // *Изв. вузов. Приборостроение*. 2016. Т. 59, № 12. С. 1018.
5. Панчук В. Е., Ключкова В. Г., Юшкин М. В., Якопов Г. В., Верич Ю. Б. Техника спектрополяриметрии звезд на 6-метровом телескопе БТА. II. Эшелле-спектрографы первичного фокуса // *Изв. вузов. Приборостроение*. 2017. Т. 60, № 1. С. 53.
6. Панчук В. Е., Ключкова В. Г., Юшкин М. В. Эшелле-спектрограф высокого разрешения 6-метрового телескопа БТА // *Астрон. журн.* 2017. Т. 94, № 9. С. 808—818.

7. *Dravins D.* «Ultimate» information content in solar and stellar spectra. Photospheric line asymmetries and wavelength shifts // *Astronomy and Astrophysics*. 2008. Vol. 492. P. 199—213.
8. *Klochkova V. G.* High-latitude supergiant V5112 Sgr: Enrichment of the envelope with heavy s-process metals // *Astronomy Letters*. 2013. Vol. 39. P. 765—775.
9. *Klochkova V. G.* Circumstellar envelope manifestations in the optical spectra of evolved stars // *Astrophysical Bulletin*. 2014. Vol. 69. P. 279—295.
10. *Crawford I. A.* Variable interstellar absorption lines: a brief review // *Astrophysics and Space Science*. 2003. Vol. 285. P. 661—675.
11. *Diego F., Fish A. C., Barlow M. J. et al.* The Ultra High Resolution Facility at the Anglo-Australian Telescope // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1995. Vol. 272. P. 323—332.
12. *Klochkova V. G.* Spectroscopy of F supergiants with infrared excess // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1995. Vol. 272. P. 710—716.
13. *Klochkova V. G.* Study of the physics and evolution of stars at the 6-m BTA telescope // *Astrophysical Bulletin*. 2012. Vol. 67. P. 385—413.
14. *Крамаровский Я. М., Чечев В. П.* Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987. 160 с.
15. *Magain P.* Heavy elements in halo stars: the r/s controversy // *Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 297. P. 686—694.
16. *Panchuk V. E., Afanas'ev V. L.* Astroclimate of Northern Caucasus — Myths and Reality // *Astrophysical Bulletin*. 2011. Vol. 66. P. 233—254.
17. *Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И.* Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972. 375 с.
18. *Panchuk V. E., Klochkova V. G., Yushkin M. V., Yakopov M. V.* Stellar spectroscopy in ground-based ultraviolet. I: Observational technique // *Astrophysical Bulletin*. 2009. Vol. 64. P. 392—400.
19. *Jacquinot P.* The luminosity of spectrometers with prisms, gratings, or Fabry-Perot etalons // *J. of the Optical Society of America*. 1954. Vol. 44. P. 761—765.
20. *Миберн Дж.* Обнаружение и спектрометрия слабых источников света. М.: Мир, 1979. 304 с.
21. *Afanasiev V. L., Moiseev A. V.* The SCORPIO — universal focal reducer of the 6-m Telescope // *Astronomy Letters*. 2005. Vol. 31. P. 193—203.
22. *Панчук В. Е.* Спектральный комплекс фокуса Нэсмита 6-м телескопа БТА. V. Метод дважды скрещенной дисперсии // *Препринт САО*. 2000. № 144. С. 1—19.
23. *Панчук В. Е., Клочкова В. Г., Сачков М. Е., Юшкин М. В.* Доплеровские методы поиска и мониторинга экзопланет // *Астрономический вестн.* 2015. Т. 49. С. 459—468.
24. *Panchuk V. E., Verich Yu. B., Klochkova V. G., Sachkov M. E., Sendzikas E. G., Yushkin M. V., Yakopov G. V., Kulagin E. S.* An echelle spectrograph with the Fabry-Perot interferometer in the inner mounting // "Stars: from collapse to collapse". *ASP Conf. Ser.* 2017. Vol. 510. P. 566—567.

#### **Сведения об авторах**

- |                                      |   |
|--------------------------------------|---|
| <b>Владимир Евгеньевич Панчук</b>    | — д-р физ.-мат. наук, профессор; Специальная астрофизическая обсерватория РАН, главный научный сотрудник; Университет ИТМО; базовая кафедра инфокоммуникационных технологий в астрофизике и астроприборостроении; E-mail: panchuk@ya.ru |
| <b>Валентина Георгиевна Клочкова</b> | — д-р физ.-мат. наук, профессор; Специальная астрофизическая обсерватория РАН, зав. лабораторией; E-mail: valenta@sao.ru  |
| <b>Данил Владимирович Марченко</b>   | — аспирант; Северо-Кавказский федеральный университет; E-mail: abacus.fi@mail.ru  |
| <b>Евгений Гедиминович Сендзикас</b> | — аспирант; Специальная астрофизическая обсерватория РАН; E-mail: esendzikas@yandex.ru  |
| <b>Максим Владимирович Юшкин</b>     | — канд. физ.-мат. наук; Специальная астрофизическая обсерватория РАН, старший научный сотрудник; E-mail: maks@sao.ru  |

Рекомендована САО РАН

Поступила в редакцию  
17.05.17 г.

**Ссылка для цитирования:** Панчук В. Е., Ключкова В. Г., Марченко Д. В., Сендзикас Е. Г., Юшкин М. В. Метод дважды скрещенной дисперсии // Изв. вузов. Приборостроение. 2017. Т. 60, № 8. С. 753—763.

#### METHOD OF DOUBLE CROSSED DISPERSION

V. E. Panchuk<sup>1,2</sup>, V. G. Klochkova<sup>1</sup>, D. V. Marchenko<sup>3</sup>, E. G. Sendzikas<sup>1</sup>, M. V. Yushkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory RAS, 369167, Nizhnj Arkhyz, 369167, Russia  
E-mail: panchuk@ya.ru

<sup>2</sup>ITMO University, 197101, St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup>North-Caucasus Federal University, 355029, Stavropol, Russia

Observations of stars with spectral resolution  $R = \lambda/\delta\lambda > 200000$  are reported to provide an opportunity to explore new effects and phenomena in stellar atmospheres, circumstellar shells and the interstellar medium. Several astrophysical problems requiring the observations with the spectral resolution of  $R \geq 200000$  are reviewed briefly. Increasing spectral resolution necessitates collection of additional light, i.e., application of a telescope of large diameter. The value of the spectral resolution of a prism or a diffraction spectrograph is directly proportional to the diameter  $d$  of the collimated beam in the spectrograph and inversely proportional to the telescope diameter  $D$ . The dimensions of the ruled diffraction gratings with profiled grooves has reached their technological limits, so the potential for increasing  $d$  is exhausted. The use of a Fabry-Perot interferometer (FPI) in combination with a diffraction spectrograph is supposed to provide a perspective solution to the problem of registering stellar spectra with high and ultra-high-resolution. To increase the number of simultaneously registered spectral elements, a scheme including a spectrograph with crossed dispersion (an echelle spectrograph) used for the spatial separating orders of a FPI is considered. The approach is denoted as the method of double-crossed dispersion (DCD). Some problems of technical implementation and application of the DCD method at the 6-meter telescope BTA are discussed. Mathematical processing of the signal is also considered.

**Keywords:** large telescope, spectrograph, ultrahigh spectral resolution, Fabry-Perot interferometer, CCD matrix, stars, circumstellar envelopes, interstellar medium

#### Data on authors

- |                               |   |
|-------------------------------|---|
| <b>Vladimir E. Panchuk</b>    | — Dr. Sci., Professor; Special Astrophysical Observatory RAS, Chief Researcher; ITMO University, Department of Infocommunication Technologies in Astrophysics and Astroinstrument Engineering;<br>E-mail: panchuk@ya.ru |
| <b>Valentina G. Klochkova</b> | — Dr. Sci., Professor; Special Astrophysical Observatory RAS, Head of Laboratory; E-mail: valenta@sao.ru  |
| <b>Danil V. Marchenko</b>     | — Post-Graduate Student; North-Caucasus Federal University;<br>E-mail: abacus.fi@mail.ru  |
| <b>Eugeny G. Sendzikas</b>    | — Post-Graduate Student; Special Astrophysical Observatory RAS;<br>E-mail: esendzikas@yandex.ru   |
| <b>Maxim V. Yushkin</b>       | — PhD; Special Astrophysical Observatory RAS, Senior Scientist;<br>E-mail: maks@sao.ru  |

**For citation:** Panchuk V. E., Klochkova V. G., Marchenko D. V., Sendzikas E. G., Yushkin M. V. Method of double crossed dispersion. *Journal of Instrument Engineering*. 2017. Vol. 60, N 8. P. 753—763 (in Russian).

DOI: 10.17586/0021-3454-2017-60-8-753-763