

**“ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ” ПЛАСТИНКА В ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРЕ**© 2011 г. **Б. Е. Мошкин**, канд. техн. наук; **С. В. Максименко**; **А. В. Шакун**

Институт космических исследований РАН, Москва

E-mail: bmoshkin@mtu-net.ru, maximenko@iki.rssi.ru

Описывается устройство для разделения лазерного пучка излучения в референтном канале фурье-спектрометра на два, сдвинутых по фазе на  $\pi/2$ , что позволяет постоянно контролировать знак скорости изменения оптической разности хода. В одном плече интерферометра установлена плоскопараллельная стеклянная пластинка, наклоненная на определенный регулируемый угол и перекрывающая половину пучка лазерного излучения.

*Ключевые слова:* фурье-спектрометры, референтный канал, сдвиг фаз, четвертьволновая пластинка.

Коды OCIS: 300.6190, 300.6300, 300.6340, 300.6390.

*Поступила в редакцию 11.01.2011.*

Непрерывной частью всякого динамического фурье-спектрометра является система референтного канала. Она содержит лазерный источник монохроматического излучения, проходящего через интерферометр, и приемник этого излучения, с выхода которого при движении зеркал интерферометра снимается синусоидальный сигнал, являющийся интерферограммой лазерного излучения. Моменты перехода этого сигнала через нулевой уровень используются как для оцифровки интерферограммы измеряемого ИК излучения, так и для стабилизации скорости изменения оптической разности хода с помощью системы автоматического регулирования. В этом случае референтный канал позволяет определять только абсолютное значение скорости изменения оптической разности хода, но не ее знак, связанный с направлением движения зеркал интерферометра. Отсутствие информации о знаке скорости может привести к сбою работы прибора. Действительно, известно, что внешнее механическое воздействие (толчок) может вызвать кратковременный сдвиг какого-либо оптического элемента интерферометра на малую величину – порядка микрометров, сдвиг, который приведет к изменению знака скорости при увеличении ее абсолютной величины. В этом случае сбита с толку система стабилизации скорости подхватывает это обратное движение и с большой скоростью отбрасывает зеркала интерферометра в исходное положение.

Для избавления от этой неприятности можно использовать два когерентных пучка, сдвинутых по фазе на  $\pi/2$ . Кроме того, используя для опроса интерферограммы моменты прохождения нуля в обоих каналах, получаем возможность удвоить частоту опроса, что положительно скажется на уменьшении ошибки при определении разности хода.

В работе [1] предлагаются два варианта реализации этого способа. В обоих случаях создаются интерференционные полосы, которые переносятся в плоскость двух приемников, расположенных рядом друг с другом поперек полос. В первом варианте для референтного канала используется отдельный интерферометр, механически жестко связанный с основным интерферометром. “Если одно из зеркал первого интерферометра разъюстировать так, чтобы шаг интерференционных полос был в 4 раза больше расстояния между фотоприемниками, а это соответствует разности фаз сигналов на фотоприемниках равной  $\pi/2$ , то по знаку разности фаз можно определять направление движения” ([1], стр. 196). Действительно, если при одном направлении разность фаз равна  $+\pi/2$ , то при обратном движении она будет равна  $-\pi/2$ .

Второй вариант не требует создания двойного интерферометра. В одно плечо интерферометра “необходимо... вводить в поле лазерного излучения специальный оптический клин, обеспечивающий необходимую разъюстировку

референтного канала”. Оптический клин – это стеклянная пластинка с малым углом клиновидности, при котором ее оптическая толщина плавно изменяется по ширине пучка на четверть длины волны на базе, равной расстоянию между центрами приемников. При типичном межцентровом расстоянии в двухэлементном приемнике около 1 мм и длине волны лазера 0,63 мкм угол клиновидности должен быть равен  $20'' \pm 1''$ . Указанная допустимая погрешность определяется исходя из того, что при отклонении угла от рассчитанного значения на 5% отношения двух последовательных интервалов между точками опроса отличаются от единицы на 10%, а это уже приводит к заметной погрешности при расчете спектров.

При разработке прибора АОСТ [2] мы пошли другим путем. Мы исходили из того, что при большой длине когерентности сдвиг по фазе может быть равен не  $\pi/2$ , а  $m + \pi/2$ , где  $m$  – произвольное целое число. А это значит, что в одну ветвь референтного канала можно вводить задержку, превышающую  $\lambda/4$  даже в тысячи раз.

Эта идея была реализована следующим образом.

Излучение лазерного диода с длиной волны  $\lambda = 1,35$  мкм по волоконному световоду 1 (рис. 1) передается в коллиматор, в котором линзой 2 формируется параллельный пучок диаметром 7 мм, выходящий через призму перископа 3 на светоделитель 4. В пучок, отраженный от светоделителя к ретрорефлектору 6, введена стеклянная плоскопараллельная пластинка 5 толщиной  $h = 3$  мм, перекрывающая по диаметру половину пучка. Световая зона пластины представляет собой полукруг с радиусом 3,5 мм. Эта пластина обеспечивает разность фаз излучения в обеих ветвях этого пучка. Каждая ветвь пучка после прохождения через светоделитель интерферирует с излучением, прошедшим через светоделитель и ретрорефлектор 7, и через перископ 8 направляется к соответствующим приемникам.

Стеклянную пластинку можно поворачивать на небольшой угол  $\alpha$ , изменяя тем самым ее оптическую толщину для проходящих лучей. Из рис. 2 (на котором показан ход лучей через пластинку и вне ее) следует, что разность оптических толщин для лучей, проходящих путь АВ через пластинку и путь АС вне ее, составляет  $\Delta_\alpha = nAB - AC$ , где  $n$  – показатель преломления. При малых углах падения  $\alpha$  угол преломления равен  $\alpha/n$ , поэтому

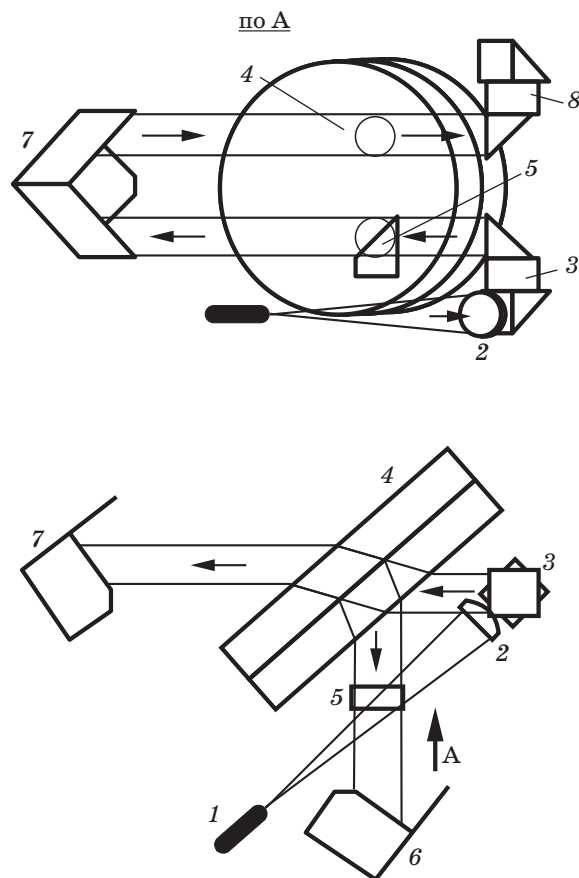


Рис. 1. Схема расположения “четвертьволновой” пластинки в референтном канале. Изображены контуры световых пучков. 1 – световод, 2 – линза коллиматора, 3 – перископ коллиматора, 4 – светоделитель, 5 – пластинка, 6 и 7 – ретрорефлекторы, 8 – перископ узла приемников.

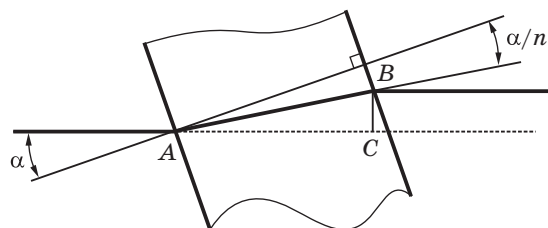
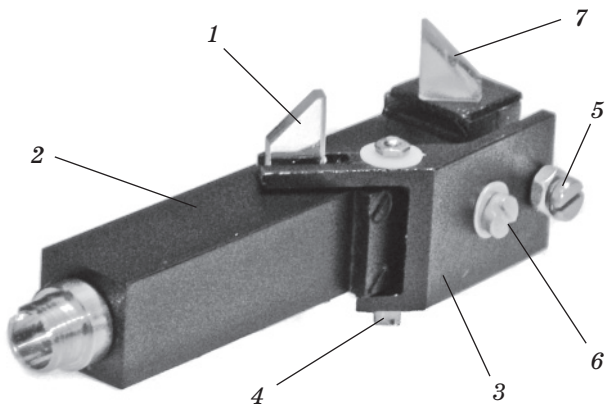


Рис. 2. Ход лучей через пластинку и вне ее.

$$\Delta_\alpha = h \left( \frac{n}{\cos(\alpha/n)} - \frac{\cos(\alpha - \alpha/n)}{\cos(\alpha/n)} \right). \quad (1)$$

При  $\alpha = 0$  разность оптических толщин для лучей, проходящих путь  $h$  через пластинку и вне ее, определяется как  $\Delta_0 = h(n - 1)$ . Изменение разности  $\delta = \Delta_\alpha - \Delta_0$  при наклоне пластинки



**Рис. 3.** Механизм поворота пластинки на коллиматоре прибора АОСТ. 1 – пластинка, 2 – коллиматор, 3 – рычаг, 4 – ось вращения, 5 – регулировочный винт, 6 – стопорный винт, 7 – призма.

можно определить из вышеприведенных соотношений, если при разложении косинуса в ряд ограничиться первыми двумя членами:

$$\delta = h\alpha^2 \frac{(n-1)}{2n}. \quad (2)$$

В нашем случае введение разности хода  $\lambda/4$ , т. е. фазы  $\pi/2$ , происходит при повороте пластинки на угол  $\alpha \leq 0,025$  рад, т. е.  $1,5^\circ$ . Для обеспечения указанной выше погрешности фазы 5% погрешность угла поворота должна быть не более 1,25 мрад, т. е.  $4,3'$ . Примененный механизм, показанный на рис. 3, обеспечивает требуемый угол поворота, а также тре-

буемые точность и стабильность. Стеклопластина 1 закреплена на рычаге 3, который поворачивается вокруг оси 4 с помощью винта 5 и фиксируется стопорным винтом 6. Юстировка проводится с помощью осциллографа, регистрирующего выходные сигналы с обоих приемников. Кстати, это же устройство позволило экспериментально убедиться в справедливости формулы (2) при  $\alpha \leq 5^\circ$ .

Отступление от плоскопараллельности пластины приводит только к снижению сигнала. Действительно, если угол клиновидности равен  $\beta$ , то разность толщин на краях составит  $\delta h = 2R\beta$ , где  $R$  – световой радиус, а максимальная разность фаз между краями пластины и ее серединой составит

$$\Delta\varphi = \pm 2\pi R\beta/\lambda. \quad (3)$$

Коэффициент ослабления сигнала, вызванный смещением лучей с различной фазой  $\varphi$ , можно оценить по формуле, дающей явно завышенный результат, как

$$K = \frac{1}{\Delta\varphi} \int_0^{\Delta\varphi} \cos\varphi d\varphi = \frac{\sin\Delta\varphi}{\Delta\varphi}. \quad (4)$$

Полагая вполне допустимым ослаблением  $K = 0,85$ , из (4) получим  $\Delta\varphi = 1$  рад и из (3) – допустимое значение  $\beta = 15''$ . Реально в партии одновременно изготовленных пластин были найдены образцы с  $\beta = 5''$ , которые и были использованы. Для измерения угла клиновидности большого количества образцов пластин использовался интерферометрический гониометр, описанный в [3].

\* \* \* \* \*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов А.Н., Светличный С.И. Основы фурье-спектрометриии. М.: Наука, 2006. 275 с.
2. Григорьев А.В., Мошкин Б.Е., Кораблев О.И., Монмесан Ф., Пацаев Д.В., Макаров В.С., Максименко С.В., Гречнев К.В., Котлов В.И., Засова Л.В., Шакун А.В., Федорова А.А., Терентьев А.И., Экономов А.П., Хатунцев И.В., Майоров Б.С., Никольский Ю.В., Маслов И.А., Гвоздев А.Б., Кузьмин Р.О. Миниатюрный фурье-спектрометр “АОСТ” для космических исследований // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 2. С. 28–35.
3. Мошкин Б.Е., Максименко С.В. Устройство для измерения клиновидности пластин интерферометрическим методом // Оптический журнал. 2011. Т. 78. № 3. С. 96–98.