

## ВЛИЯНИЕ КАЧЕСТВА ЮСТИРОВКИ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА НА АППАРАТНУЮ ФУНКЦИЮ

© 2011 г. **Б. Е. Мошкин**, канд. техн. наук; **С. В. Максименко**; **А. В. Шакун**;  
**Л. В. Засова**, доктор физ.-мат. наук

Институт космических исследований РАН, Москва

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

Приводятся расчеты аппаратных функций в зависимости от безразмерных критериев для отъюстированных и разъюстированных фурье-спектрометров с интерферометрами типа Майкельсона.

*Ключевые слова:* фурье-спектроскопия, интерферометрия, аппаратная функция.

Коды OCIS: 300.6190, 300.6300, 300.6340, 300.6390.

Поступила в редакцию 29.09.2010.

### 1. Введение

Так называемое фундаментальное соотношение фурье-спектроскопии  $R\Omega = 2\pi$  не отражает всех нюансов влияния основных параметров – поля зрения и максимальной оптической разности хода – на качество прибора. Качество спектрального прибора более полно описывается аппаратной функцией (АФ), которая представляет собой измеренный спектр монохроматического излучения. АФ зависит не только от упомянутых выше параметров, но и от разъюстировки. Ниже дан расчет АФ в зависимости от безразмерных параметров, характеризующих фурье-спектрометр, и проведен их анализ с целью найти оптимальные соотношения между конструктивными параметрами прибора и допустимой разъюстировкой.

Рассмотрим случай протяженного источника монохроматического излучения.

Излучение источника, проходя через интерферометр, разделяется на два пучка, идущих от двух когерентных мнимых источников через объектив на приемник. Совокупность излучений каждой точки источника создает в фокальной плоскости объектива систему интерференционных колец. Яркость изображения выбранной точки на этой плоскости определяется разностью фаз между обоими лучами каждой пары мнимых источников и зависит от углового расстояния выбранной точки от оси объектива и от разности хода в плечах интерферометра. Линия, соединяющая парные мнимые источники, определяет направление на центр интерференционных колец, так как по этому

направлению оптическая разность хода (ОРХ) максимальна. Интерферометр считается отъюстированным, когда мнимые источники находятся на прямой, параллельной оптической оси, при любом положении подвижных зеркал. При этом вид интерференционных колец, т. е. распределение яркости в зависимости от угла падения лучей из центра объектива, не зависит от типа интерферометра и определяется только ОРХ и волновым числом.

К этому же результату приводит рассмотрение интерференционных колец на экране, установленном, например, вместо объектива, если одиночный монохроматический источник расположен перед интерферометром и излучает в изотропно расходящемся пучке.

### 2. Аппаратная функция отъюстированного прибора

Если интерферометр отъюстирован, то центр интерференционных колец совпадает с осью пучка излучения и АФ можно рассчитать, используя известные свойства фурье-спектрометра и правила фурье-преобразований.

Вид интерферограммы монохроматического излучения, распространяющегося в телесном угле  $\Omega$ , полученный из формулы (11.9) известной книги Р.Дж. Белла [1], описывается как

$$I(p) = \text{sinc} \frac{\Omega p v}{2} \cos \left( 2\pi p v - \frac{\Omega p v}{2} \right), \quad (1)$$

$$-L < p < +L,$$

где  $p$  – ОРХ вдоль оси пучка,  $v$  – волновое число излучения,  $L$  – максимальная ОРХ.

АФ есть фурье-образ двухсторонней симметричной интерферограммы, записанной в пределах ОРХ от  $-L$  до  $+L$ , и описывается формулой

$$S(\tilde{\nu}) \equiv \Phi \langle I(p) \rangle = \Phi \left\langle \operatorname{sinc} \frac{\Omega p \nu}{2} \cos \left( p \nu \left( 2\pi - \frac{\Omega}{2} \right) \right) \operatorname{rect}(L) \right\rangle,$$

$$S(\tilde{\nu}) = \Phi \left\langle \operatorname{sinc} \frac{\Omega p \nu}{2} \right\rangle * \Phi \left\langle \cos \left( p \nu \left( 2\pi - \frac{\Omega}{2} \right) \right) \right\rangle * \Phi \langle \operatorname{rect}(L) \rangle,$$

после чего, выполнив фурье-преобразование каждого сомножителя, получаем

$$S(\tilde{\nu}) = \operatorname{rect} \left( \frac{\Omega \tilde{\nu}}{4\pi} \right) * \delta \left( \tilde{\nu} - \nu \left( 1 - \frac{\Omega}{4\pi} \right) \right) * \operatorname{sinc}(2\pi \tilde{\nu} L),$$

где  $\delta$  – обозначение  $\delta$ -функции Дирака. Свертка  $\delta$ -функции с  $\operatorname{sinc}$ -функцией сдвигает последнюю по оси волновых чисел

$$S(\tilde{\nu}) = \operatorname{rect} \left( \frac{\Omega \tilde{\nu}}{4\pi} \right) * \operatorname{sinc} \left( 2\pi L \left( \tilde{\nu} - \nu \left( 1 - \frac{\Omega}{4\pi} \right) \right) \right). \quad (2)$$

Это соотношение означает, что АФ монохроматического излучения с частотой  $\nu$  представляет собой свертку  $\operatorname{sinc}$ -функции (шириной по нулевому уровню  $1/L$  и центрированную на волновом числе  $\nu(1 - \Omega/4\pi)$ ) с  $\operatorname{rect}$ -функцией полушириной  $\nu\Omega/4\pi$ . Вводя новую переменную  $\tilde{\nu}L$  и учитывая, что  $\operatorname{rect}(\Omega\tilde{\nu}/4\pi) = 1$  при  $-\Omega\nu/4\pi < \tilde{\nu} < +\Omega\nu/4\pi$ , из (2) получим

$$S(\tilde{\nu}L) = \operatorname{rect} \left( \frac{\Omega \tilde{\nu} L}{4\pi} \right) * \operatorname{sinc} \left( 2\pi \left( L(\tilde{\nu} - \nu) - \frac{\Omega \nu L}{4\pi} \right) \right). \quad (3)$$

Эта формула показывает, что вид АФ как функции от аргумента  $L\tilde{\nu}$  зависит только от безразмерного критерия  $Q = \Omega\nu L$ . Вследствие симметрии функций  $\operatorname{sinc}$  и  $\operatorname{rect}$  АФ тоже симметричная, причем центр функции смещен относительно нуля на  $Q/4\pi$ .

Произведение телесного угла поля зрения  $\Omega$  на максимальную оптическую разность хода  $L$  и на волновое число монохроматического излучения  $\nu$  однозначно определяет вид аппаратной функции, если в качестве аргумента берется величина  $L(\tilde{\nu} - \nu)$ .

Для проверки этого вывода АФ определялась численным расчетом математической модели, которая использовалась для расчета АФ при разъюстированном интерферометре.

Вид интерферограммы монохроматического излучения с волновым числом  $\nu$  в точке с оптиче-

где символ  $\Phi \langle \dots \rangle$  обозначает фурье-преобразование, функция  $\operatorname{rect}(L)$  равна единице при  $-L < p < +L$  и нулю вне интервала  $(-L, +L)$ . Так как функция (1) симметрична, можно использовать одностороннюю интерферограмму.

Заменяем фурье-образ произведения на свертку фурье-образов сомножителей

ской разностью хода  $p$  (в пределах  $-L \leq p \leq +L$ ) зависит (пропорционально) от мощности потока излучения, идущего в телесном угле  $\Omega = \pi\psi^2$ , где  $\psi$  – угловой радиус поля зрения, и определяется как

$$I(p) = \int_0^\psi 2\pi\varphi (1 + \cos(2\pi p \varphi)) d\varphi, \quad (4)$$

где  $\varphi$  – угол, отсчитываемый от оси поля зрения.

Расчет интерферограмм  $I(p)$  по этой формуле проводился для различных значений  $L$ ,  $\nu$  и введенного выше критерия  $Q = \Omega\nu L$ , изменяющихся в широких пределах. В данном случае АФ – это косинусное фурье-преобразование двухсторонней интерферограммы (4). Из вида соотношения (4) следует, что интерферограмма симметрична, поэтому фазовая коррекция не применялась. АФ, рассчитанные по соотношению (3) для тех же значений критерия  $Q$ , совпали друг с другом в пределах точности вычислений.

На рис. 1 приведены АФ, нормированные по максимальному значению наибольшей АФ

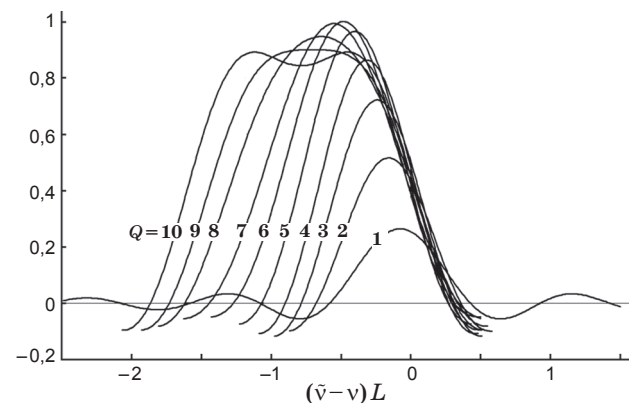


Рис. 1. АФ при неразъюстированном интерферометре. Для каждой кривой указаны соответствующие значения критерия  $Q$ .

для различных значений критерия  $Q$  в зависимости от безразмерного аргумента  $(\bar{\nu} - \nu)L$ .

Подчеркнем, что данные графики являются универсальными, не зависящими ни от типа двухлучевого интерферометра, ни от выбора по отдельности величин  $\Omega$ ,  $L$  и  $\nu$ .

При возрастании величины  $Q$  от 0 до 6 происходит сначала быстрое, а затем плавное повышение уровня АФ, причем ширина АФ возрастает незначительно. При дальнейшем увеличении  $Q$  начинается быстрое уширение АФ с плавным уменьшением ее уровня. Форма АФ постепенно приближается к прямоугольной. Изменение ширины АФ на половине высоты и величина максимума как функция от критерия  $Q$  приведены на рис. 2.

Для оценки качества прибора приоритетное значение представляет не столько сигнал, сколько отношение сигнал/шум. В большинстве случаев шум пропорционален линейному размеру приемника, а следовательно, угловому диаметру поля зрения. Поэтому при расчете АФ в исходной интерферограмме определялась не только функцией  $I(p)$  согласно (4), но и функцией  $I(p)/\psi$ . Поведение АФ в последнем случае характеризует прибор именно по отношению сигнал/шум при том же типе выбранного приемника. Можно сказать, что в этом случае АФ нормированы по величине шума. При этом зависимость ширины АФ от  $Q$  сохраняется, а максимум смещается в область меньших значений  $Q$ .

Из рассмотрения приведенных рисунков, во-первых, видно, что ширина АФ (так называемое спектральное разрешение) при прочих равных условиях зависит от волнового числа: чем волновое число меньше, тем меньше  $Q$  и лучше спектральное разрешение; во-вторых, оптимальным является значение критерия  $Q = 5 \pm 1$ , что достаточно близко к значению, определяемому фундаментальным соотношением фурье-спектроскопии. Интересно отметить, что огибающая интерферограммы, построенной для  $Q = 2\pi$ , обращается в нуль при  $p = \pm L$ , т. е. в крайних точках интерферограммы (см. рис. 3). Это можно рассматривать как свойство упомянутого выше фундаментального соотношения фурье-спектроскопии, если под спектральным разрешением понимать величину  $1/L$ .

Для дополнительной проверки расчетов интерферограммы, рассчитанные по формуле (4), сравнивались с экспериментально измеренными, полученными с помощью интерферометра для приборов АОСТ [2]. Для этого пучок излу-

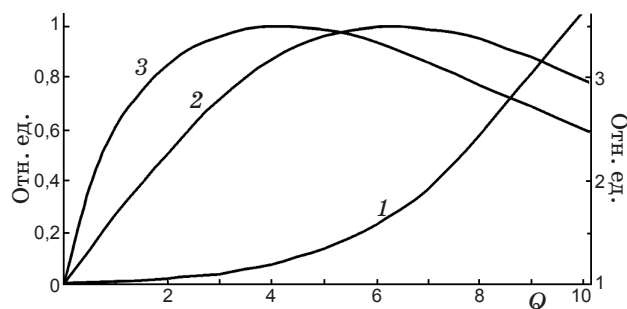


Рис. 2. Зависимость от критерия  $Q$  ширины АФ (кривая 1, правая шкала), ее максимума (кривая 2, левая шкала) и максимума АФ, нормированной по величине шума (кривая 3, левая шкала).

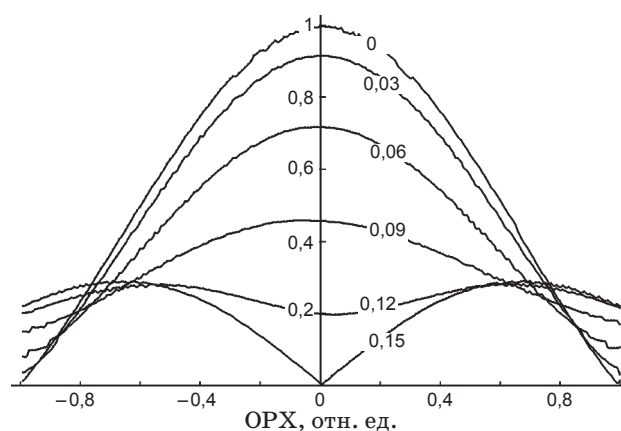


Рис. 3. Зависимость амплитуды интерферограммы от ОРХ при  $Q = 2\pi$ . Для каждой кривой указаны соответствующие значения критерия  $Q$ . Амплитуда интерферограммы неразъюстированного интерферометра принята за единицу; максимальная ОРХ принята за единицу.

чения от He-Ne-лазера, расходящийся после линзы, проходил через интерферометр “двойной маятник”, перехватывался объективом с регулируемой диафрагмой и фокусировался на фотоприемник. Изменение величины  $Q$  осуществлялось за счет изменения углового радиуса поля зрения при изменении радиуса диафрагмы. Размах (двойная амплитуда) интерферограммы измерялся на экране осциллографа при незначительных (в пределах нескольких микрометров) колебаниях маятника в выбранных точно измеренных ОРХ. Таким способом получались отдельные точки кривой, огибающей интерферограмму. Эти точки наносились

на интерферограммы, построенные по формуле (4), совмещаясь в точке максимума. Расхождение носило случайный характер и в среднем составляло 0,07 от максимума. Это подтвердило отсутствие значимых ошибок как в расчетах, так и в эксперименте.

### 3. Аппаратная функция при разъюстировке

Разъюстировка интерферометра приводит к тому, что линия, соединяющая мнимые когерентные источники, оказывается не параллельной оси прибора, и угол между этими источниками и осью изменяется почти на  $180^\circ$  при движении зеркал интерферометра. При разъюстировке мнимые источники не могут совпасть друг с другом и расстояние между ними никогда не обращается в нуль.

Интерферометры разных типов по-разному реагируют на разъюстировку. Требуется найти, как зависит вид АФ, в частности ее ширина и величина пика, от заклона светоделителя и конструктивных параметров интерферометра.

#### 3.1. Интерферометр Майкельсона варианта “двойной маятник”

Это наиболее популярный тип интерферометров, применяемых в динамических фурье-спектрометрах при лабораторных и космических исследованиях. В этих интерферометрах вместо плоских зеркал применяют ретрорефлекторы, в качестве которых обычно используют полые зеркальные триэдры. В интерферометре “двойной маятник” причинами разъюсти-

ровки могут быть или заклон, или смещение светоделителя относительно корпуса, или наклон оси качания маятника. Так как имеет значение отклонение элементов относительно друг друга, в дальнейшем будем рассматривать именно заклон светоделителя.

Рассмотрим интерференционную картину от монохроматического протяженного источника, образованную в фокальной плоскости объектива, стоящего после интерферометра. (Следует отметить, что аналогичная картина возникает на экране, установленном после интерферометра, от точечного монохроматического источника расходящегося излучения, стоящего перед интерферометром.) При разъюстировке интерференционные кольца не концентричны фотоприемнику, как это имеет место в отъюстированном приборе.

При максимальной ОРХ внутри приемника оказывается только часть целых (замкнутых) колец (рис. 4а). При приближении к нулевой ОРХ центр колец выходит за пределы приемника (рис. 4б) и при минимальной ОРХ на приемнике наблюдаются параллельные интерференционные полосы (рис. 4в). Интерферограмма при  $\theta < \varphi$  имеет вид

$$I(u) = \int_{\psi-\theta}^{\psi+\theta} 2\pi\varphi(1 + \cos(2\pi\nu\rho(\cos\varphi)))d\varphi + \int_{\psi-\theta}^{\psi+\theta} 2\zeta(1 + \cos(2\pi\nu\rho(\cos\varphi)))d\varphi. \quad (5)$$

Первый интеграл охватывает область целых колец, а второй – область дуг, т. е. частей колец.

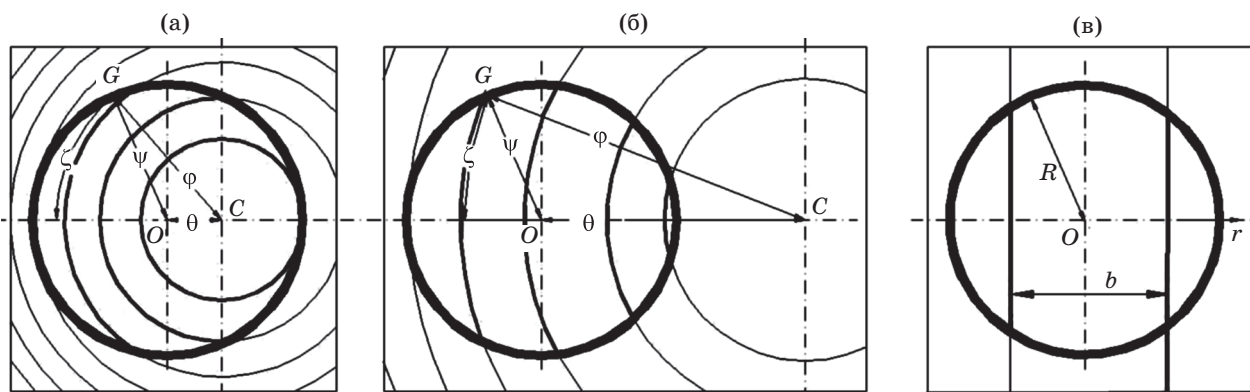


Рис. 4. Интерференционные картины на приемнике. а – центр колец на приемнике, б – центр колец вне приемника, в – полосы при минимальной ОРХ. Вершины углов  $\theta, \psi$  и  $\varphi$  находятся в центре объектива.

При  $\theta > \varphi$  интерферограмма имеет вид

$$I(u) = \int_{\theta-\psi}^{\theta+\psi} 2\zeta(1 + \cos(2\pi p(\cos\varphi)))d\varphi. \quad (6)$$

Здесь  $p$  – расстояние между мнимыми источниками,  $u$  – ОРХ вдоль оси прибора (значение  $u$  непосредственно в расчет интерферограммы не входит, так как оно определяется независимой системой референтного канала);  $\theta$  – угловое смещение центра колец, т. е. линии через оба мнимых источника;  $\zeta$  – половина угла с вершиной в центре колец, стягивающего часть кольца, попадающего в приемник;  $\varphi$  – расстояние от центра колец до упомянутой выше дуги,  $\psi$  – угловой радиус поля зрения.

Ниже устанавливается связь между размерами интерферометра и углом заклона светоделителя  $\beta$ , с одной стороны, и величинами  $\theta$ ,  $p$  и  $u$  – с другой. Сначала рассмотрим случай, когда заклон светоделителя происходит вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа и параллельной оси качания маятника (рис. 5а).

Рассматривается взаимное положение вершины одного триэдра ( $A$ ) и зеркально-симметричной (относительно светоделителя  $CD$ ) вершины другого триэдра ( $B_1$ ). Размер плеч интерферометра  $OB = O_1B_1 = OA = r$ . Маятник с триэдрами  $A$  и  $B$  повернут вокруг своей оси на угол  $\alpha$  относительно положения с нулевой ОРХ. Светоделитель наклонен на угол  $\beta$  вокруг оси, проходящей через некоторую точку  $E$  светоделителя, отстоящую от оси маятника на расстоянии  $fr$ . (Относительная величина  $f$  введена для удобства дальнейших расчетов.) Точки  $O_1$ ,  $B_1$  зеркально-симметричны точкам  $O$  и  $B$ , ось  $y_1$  – оси  $y$ . Вспомогательные отрезки  $O_1D$ , а также  $AC$  и  $DB_1$  параллельны осям  $x$  и  $y$  соответственно. Определим разности координат точек  $A$  и  $B_1$ , обозначенные через  $X$  и  $Y$ ,

$$X = \delta x + O_1D - OC = 2rf\sin\beta\cos(45^\circ - \beta) + r(\cos(\alpha - 2\beta) - \cos\alpha), \quad (7)$$

$$Y = AC + \delta y + DB_1 = 2rf\sin\beta\sin(45^\circ - \beta) + r(\sin(\alpha - 2\beta) + \sin\alpha). \quad (8)$$

Мнимые источники на схеме не показаны, так как их положение зависит от положения излучателя. Однако всегда расстояние между ними равно удвоенному расстоянию между вершинами триэдров, а линия, соединяющая мнимые источники, всегда параллельна линии, соединяющей точки  $A$  и  $B_1$ .

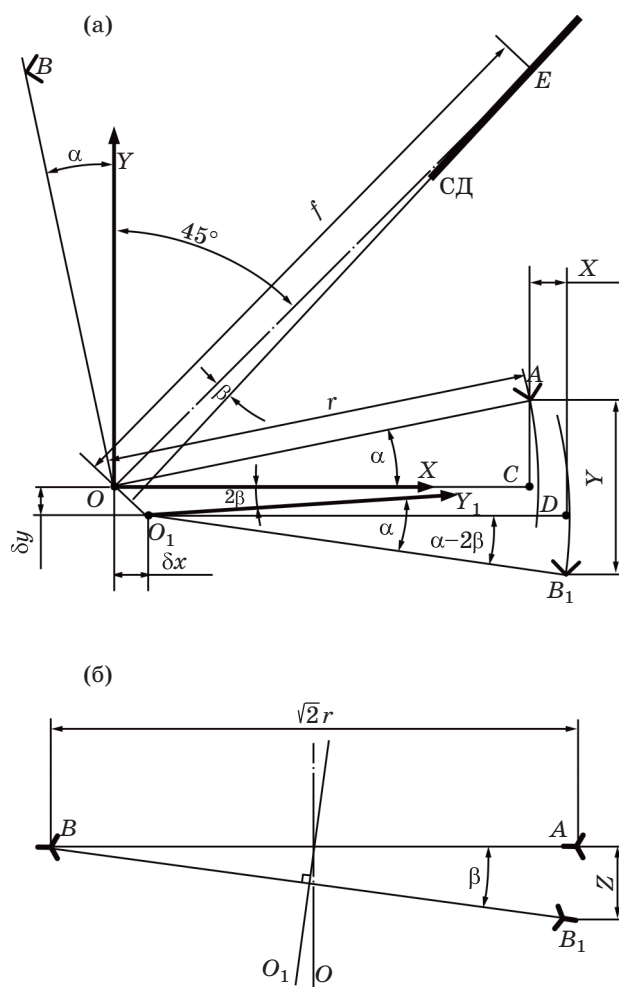


Рис. 5. Схема движения триэдров. а – ось заклона параллельна оси маятника, б – ось заклона перпендикулярна оси маятника.

Аргумент интерферограммы  $u$  – это ОРХ вдоль оси  $y$  прибора, т. е.  $u = 2Y$ , и с точностью до первого порядка малости величины  $\beta$  зависимость  $u(\alpha)$  имеет вид

$$u(\alpha) = -4rs\sin\alpha. \quad (9)$$

Искомые значения  $p$  и  $\theta$  равны

$$p = 2\sqrt{X^2 + Y^2}, \quad (10)$$

$$\theta = \arccos(u/p). \quad (11)$$

Степень разъюстировки мало зависит от направления заклона. Действительно, если ось заклона вертикальна, то расстояние между траекториями, по которым перемещаются вершины триэдров при качаниях маятника (см. рис. 5а), равно примерно  $\delta x$ , следовательно, минимальное расстояние между мнимыми источниками  $p_{\min}$  составляет

$$p_{\min} = 2\sqrt{2}fr\beta. \quad (12)$$

Практически ось заклона находится в пределах габаритов светоделителя и значение  $f$  лежит в диапазоне 1–2. В другом крайнем случае, когда ось заклона светоделителя лежит в плоскости светоделителя перпендикулярно оси маятника (рис. 5б), траектории, по которым перемещаются вершины триэдров, расположены друг над другом на расстоянии  $Z = \sqrt{2}r\beta$ , т. е.

$$p_{\min} = 2\sqrt{2}r\beta, \quad (13)$$

что совпадает с (12) при  $f = 1$ .

Используемый в формулах (5) и (6) угловой размер дуги  $\zeta$  для малых углов  $\theta$ , т. е. пока центр колец не сильно отошел от центра приемника, находится по формуле для косинуса угла применительно к треугольнику  $OCG$  (рис. 4а и 4б)

$$\zeta = \arccos\left(\frac{\theta^2 + \varphi^2 - \psi^2}{2\theta\varphi}\right). \quad (14)$$

Для больших углов  $\theta$  плоская геометрия вообще-то не применима и следует пользоваться формулами сферической геометрии. Однако можно показать, что для узкого сферического треугольника, т. е. при  $\psi < \theta$  и  $|\theta - \varphi| \ll \theta$ , формула (14) с высокой точностью дает правильный результат при всех значениях  $\theta$ .

Интерферограммы разъюстированного “двойного маятника” рассчитывались по формулам (5) и (6) при различных значениях  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $r$ ,  $f$ ,  $v$ ,  $\psi$ , изменяемых в широких пределах. Для расчета АФ проводилось косинусное и синусное фурье-преобразования интерферограмм. Оказалось, что синусный компонент примерно на два порядка меньше косинусного. На рис. 6 в качестве АФ приведены косинусные спектры, соответствующие рассчитанным выше интерферограммам. Использование фазовой коррекции сможет несколько уточнить вид АФ, но не изменит нижеследующих выводов.

Интерферограмма монохроматического излучения представляет собой косинусоиду с периодом, равным длине волны, и переменной амплитудой. Рассчитывалась огибающая интерферограммы, т. е. кривая, показывающая зависимость амплитуды косинусоиды от ОРХ. Пример этих зависимостей для  $Q = 2\pi$  показан на рис. 3.

Разъюстировка характеризуется критерием  $B$ , который определяется произведением  $B = \beta r f v \psi$ . Анализ расчетов показал, что интеграл

АФ (ее площади) достаточно точно определяется одним этим произведением, что иллюстрирует рис. 7. Величина  $B$  является безразмерным критерием, определяющим глубину интерференционной модуляции и, следовательно, пропускание интерферометра при заданном волновом числе  $v$ .

Из рис. 3 видим, что с увеличением критерия разъюстировки  $B$  уменьшается амплитуда вблизи нулевой ОРХ, а на краях интерферограммы, напротив, возрастает.

Эти и аналогичные рисунки подтверждают очевидный факт, что с увеличением разъюстировки пик АФ быстро снижается. Неожиданным оказалось, что ширина АФ при увеличе-

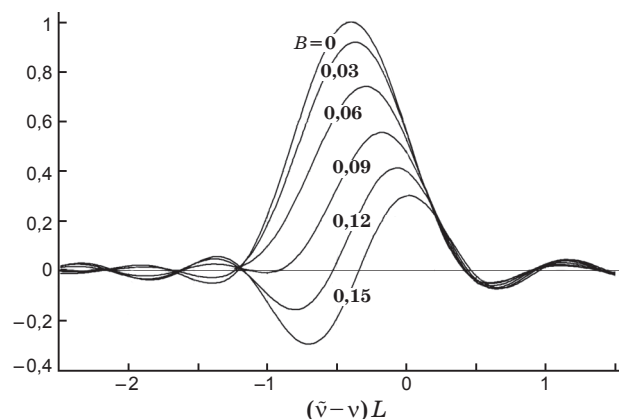


Рис. 6. АФ при разъюстированном интерферометре в безразмерных координатах при  $Q = 2\pi$ . Для каждой кривой указаны соответствующие значения критерия  $B$ .

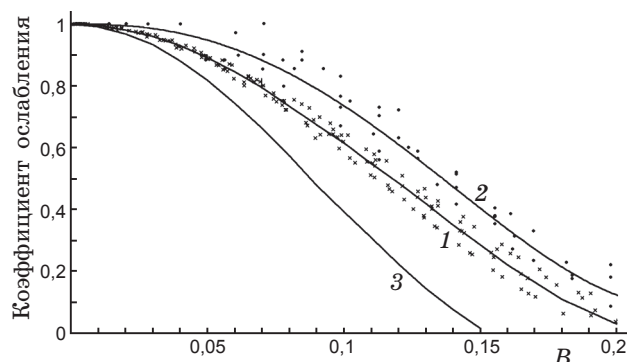


Рис. 7. Зависимость пропускания интерферометра в относительных единицах от критерия  $B$ . Крестики и кривая 1 – расчетные и осредненные значения для “двойного маятника”; точки и кривая 2 – экспериментальные данные и осредненные значения для “двойного маятника”; кривая 3 – расчет для интерферометра Майкельсона с плоскими зеркалами.

нии критерия  $B$  уменьшается, причем форма АФ вплоть до  $B \approx 0,1$  почти не меняется, что свидетельствует о некотором улучшении спектрального разрешения.

На рис. 7 показаны рассчитанная (1) и экспериментально найденная (2) зависимости степени уменьшения площади АФ от критерия  $B$  при вариации в широких пределах (до одного порядка) перечисленных выше параметров. Так как центральная точка интерферограммы определяет интеграл по спектру, то вместо интегрирования АФ определялась амплитуда интерферограммы в нулевой ОРХ. Для экспериментов использовался упомянутый выше (в конце раздела 2) интерферометр прибора АОСТ. Заклон светоделиителя в двух плоскостях осуществлялся микрометрическими винтами и контролировался по расстоянию между полосами в нулевой ОРХ. Малый разброс расчетных точек подтверждает универсальность критерия  $B$  при оценке влияния разъюстировки на результаты измерений фурье-спектрометром. Небольшое (в пределах 12%) систематическое отклонение экспериментальных значений от расчетных не опровергает достоверность результатов.

Значение найденной зависимости в том, что она показывает, насколько уменьшается измеренная интенсивность спектрального излучения при разъюстировке на угол  $\beta$ . Значение  $B < 0,05$  можно считать пренебрежимо малым, не влияющим на измерение спектра, а предельным значением критерия  $B$ , которому соответствует снижение спектра до уровня 0,5 от максимального, значение  $B = 0,12$ . Характерное предельное значение  $\beta$  лежит в диапазоне  $3 \times 10^{-5} - 3 \times 10^{-4}$  рад.

### 3.2. Интерферометр Майкельсона с плоскими зеркалами

Причины разъюстировки интерферометра Майкельсона с плоскими зеркалами – это в основном заклены зеркал, вызванные перекосами механизма перемещения подвижного зеркала и крепления неподвижного зеркала, а также заклены светоделиителя. Так как имеет значение суммарное отклонение элементов относительно друг друга, в дальнейшем можно рассматривать только заклон светоделиителя.

Последствия разъюстировки у этого интерферометра иные, чем у “двойного маятника”. Заклон светоделиителя на угол  $\beta$  приводит к расхождению когерентных пучков на угол  $4\beta$  и на расхождение когерентных мнимых источников

поперек оси – на расстояние  $p = 4d\beta$ , где  $d$  – расстояние от действительного источника до зеркала. Ниже будет рассмотрен практически важный случай, когда измеряется излучение или от далеких объектов, или от искусственно удаленных с помощью коллиматора. При этом на плоскости объектива фурье-спектрометра в результате интерференции двух плоских волн, идущих под углом  $4\beta$  друг к другу, наблюдаются полосы равной толщины с расстоянием между полосами  $b = 1/4\beta v$ . Существенно, что величина  $b$  при этом не зависит ни от ОРХ, ни от расстояния между интерферометром и объективом и слабо зависит от положения источника в поле зрения.

В этом случае вместо рассмотрения лучей, идущих от мнимых источников, следует рассматривать интерференцию плоских волн. Амплитуда интерферограммы монохроматического излучения в точке с ОРХ  $u$  вдоль оптической оси (при  $-L < u < +L$ ) пропорциональна мощности потока излучения, проходящего через объектив, покрытый интерференционными полосами (рис. 4в), –

$$I(u) = \int_{-R}^{+R} H(r) \left( 1 + \cos \left( 2\pi v u + 2\pi v \frac{r}{b} \right) \right) dr, \quad (15)$$

где  $R$  – радиус объектива,  $r$  – переменная интегрирования по диаметру, перпендикулярному полосам;  $H = 2\sqrt{R^2 - r^2}$  – размер хорды.

Разбивая интеграл в (15) на три слагаемых, отбрасывая постоянную составляющую и общий множитель  $R^2$ , а также вводя замену  $\tilde{r} = r/R$ , получим следующее выражение:

$$I(u) = \cos 2\pi v u \int_{-1}^{+1} H(\tilde{r}) \cos(8\pi v \beta R \tilde{r}) d\tilde{r} - \sin 2\pi v u \int_{-1}^{+1} H(\tilde{r}) \sin(8\pi v \beta R \tilde{r}) d\tilde{r}. \quad (16)$$

Из вида этой формулы следует, что огибающая интерферограммы имеет прямоугольную форму, так как амплитуда не зависит от аргумента  $u$ . АФ всегда описывается sinc-функцией с расстоянием между первыми нулями, равным  $1/L$ . Максимум АФ, равный среднеквадратическому значению обоих интегралов в (16), однозначно определяется критерием  $B = v\beta R$ , что следует из вида подынтегральных выражений в (16).

Результат численного расчета относительно уменьшения АФ при разъюстировке по формуле (16) в зависимости от критерия  $B$  показан

на рис.7 (кривая 3). Приведенная кривая отражает глубину интерференционной модуляции и, следовательно, пропускание интерферометра при волновом числе  $\nu$  в зависимости от безразмерного критерия  $B = \nu\beta R$ .

Можно считать пренебрежимо малым значение  $B < 0,04$ , а предельно допустимым –  $B = 0,08$ . Характерное значение углов разъюстировки  $\beta$  для типичных параметров фурье-спектрометров находится в диапазоне  $3 \times 10^{-6}$ – $3 \times 10^{-5}$  рад.

Сравнение этих величин с приведенными в конце раздела 3.1 показывает, что интерферометр с плоскими зеркалами примерно на порядок менее устойчив к разъюстировке, чем “двойной маятник”.

### Заключение

Основные результаты работы:

1. Приведены в обобщенном виде аппаратные функции неразъюстированного фурье-спектрометра в зависимости от безразмерного параметра  $Q = \Omega L \nu$ , что позволяет найти оптимальные значения телесного угла поля зрения  $\Omega$  и максимальной оптической разности

хода  $L$  для выбранного волнового числа  $\nu$  и требуемого спектрального разрешения, а также оценить изменение спектрального разрешения и уровня сигнала при других волновых числах или других параметрах прибора.

2. Приведена зависимость снижения выходного сигнала спектрометра при разъюстировке от безразмерного параметра  $B$ . Для интерферометра с плоскими зеркалами  $B = R\beta\nu$ , а для “двойного маятника”  $B \approx \beta r \nu \psi$ . Здесь  $R$  – радиус объектива,  $\beta$  – заклон светоделителя,  $\nu$  – волновое число,  $\psi$  – радиус поля зрения,  $r$  – размер плеча маятника.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Белл Р.Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975. 380 с.
2. Григорьев В.А., Мошкин Б.Е., Кораблев В.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.