

# АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО УГЛОВОГО НУЛЬ-ИНДИКАТОРА ПРИ КАЛИБРОВКЕ ПРИЗМ С ГРАНЯМИ БЕЗ ОТРАЖАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ

© 2011 г. М. С. Николаев; Ю. В. Филатов, доктор техн. наук

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”  
им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург

E-mail: maxim\_um@pisem.net

Рассмотрен алгоритм, позволяющий разделять сигналы интерференционного нуля-индикатора угла от разных граней при калибровке призм, не имеющих отражающего покрытия.

**Ключевые слова:** динамический гониометр, нуль-индикатор, призма, калибровка, аппроксимация.

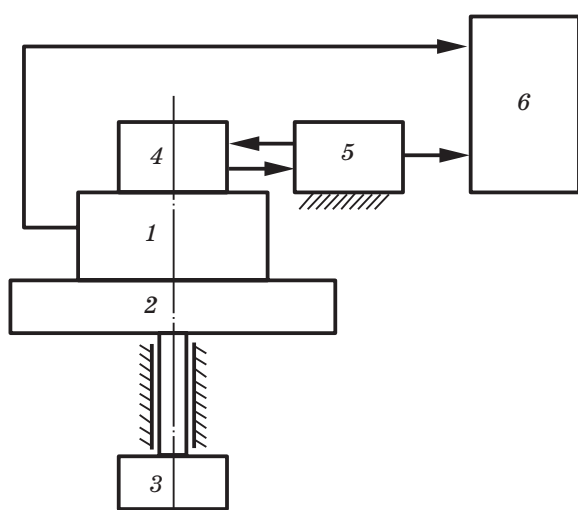
Коды OCIS: 120.0120, 120.3930

Поступила в редакцию 21.02.2011

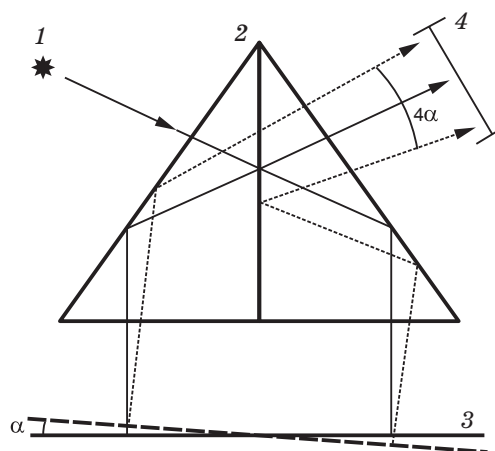
Динамические гониометры – системы, предназначенные для измерения плоских углов, широко используются в последние годы в технике прецизионных угловых измерений, в фундаментальных физических и метрологических исследованиях, аттестации различных преобразователей угла, оценке статических и динамических параметров сложного углового движения объектов различного класса [1, 2]. Структурная схема динамического гониометра представлена на рис. 1. Процесс калибровки заключается в фиксации угловых положений ка-

либруемой призмы, при которых визирная ось нуля-индикатора (НИ) совпадает с нормалью к грани, для формирования моментов съема информации с образцового преобразователя угла.

Для привязки в динамике к граням призмы используется интерференционный НИ, принцип действия которого основан на интерференции пары световых пучков, отраженных от грани аттестуемой призмы. Один из возможных вариантов схемы построения такого НИ приведен на рис. 2. Пучок света от источника, проходя через призму Кестерса, расщепляется



**Рис. 1.** Схема динамического гониометра. 1 – датчик угла, 2 – поворотная платформа, 3 – привод, 4 – калибруемая призма, 5 – нуль-индикатор, 6 – вычислительный блок.



**Рис. 2.** Схема интерференционного нуля-индикатора с призмой Кестерса. 1 – источник света, 2 – призма Кестерса, 3 – отражающая поверхность, 4 – апертура фотоприемника.

на два параллельных пучка, которые падают на контролируемую отражающую поверхность. После отражения от контролируемой поверхности и прохождения призмы Кестерса пучки, угол между которыми пропорционален углу поворота отражающей поверхности  $\alpha$ , попадают на фотоприемник, регистрирующий интегральную интенсивность света по всей апертуре. В результате при вращении отражающей поверхности на выходе фотоприемника формируется импульс, описываемый выражением

$$u(\alpha) = \gamma I_0 db \left[ 1 + \frac{\sin(2\pi b\beta/\lambda)}{(2\pi b\beta/\lambda)} \frac{\sin(4\pi d\alpha/\lambda)}{(4\pi d\alpha/\lambda)} \times \right. \\ \left. \times \cos\{4\pi/\lambda[\alpha h + l(n/2 - 1)]\} \right],$$

где  $u(\alpha)$  – выходной сигнал,  $\alpha$  – угол падения пучков на отражающую поверхность,  $\gamma$  – чувствительность фотоприемника,  $I_0$  – интенсивность светового пучка,  $d$  и  $b$  – ширина и высота апертуры фотоприемника,  $\lambda$  – длина волны,  $\beta$  – угол разворота двух половин призмы Кестерса в вертикальной плоскости,  $h$  – расстояние между световыми пучками при их падении на отражающую поверхность,  $l$  – взаимное линейное смещение элементов призмы Кестерса при ее склейке,  $n$  – показатель преломления материала призмы Кестерса [3].

При калибровке многогранных призм лазерный гониометр демонстрирует точностные характеристики на уровне эталонных систем. Однако потребность в таких высокоточных системах на мировом промышленном рынке не так велика. В то же время, гораздо больший интерес представлял бы автоматический гониометр, предназначенный для калибровки различной формы неправильных трех-, четырехгранных призм с гранями без отражающего покрытия.

Отражение от граней таких призм происходит не только от внешних, но и от внутренних граней, что необходимо, так или иначе, учитывать. При этом наиболее сложным является вариант, при котором световые пучки, отраженные от наружной и внутренней граней, полностью или частично перекрываются. В этом случае выходной сигнал с фотоприемника НИ может представлять собой как пару взаимно искаженных одиночных интерференционных импульсов, так и их сумму, что приводит к погрешностям определения положения нормали к грани. В качестве примера на рис. 3 показаны формы выходного сигнала с фотоприемника НИ в случаях, когда взаимное наложение

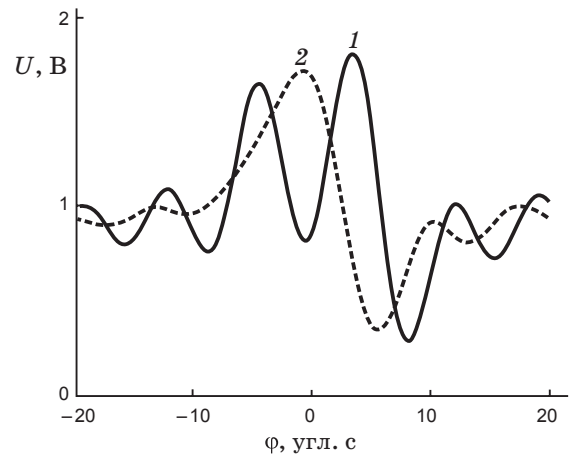


Рис. 3. Формы выходного сигнала с фотоприемника нуль-индикатора от двух граней. 1 – наложенные импульсы наблюдаются отдельно, 2 – почти полное наложение импульсов.

импульсов позволяет наблюдать их отдельно (кривая 1), и при почти полном их наложении (кривая 2).

Для уменьшения этой погрешности может использоваться цифровая обработка выходного сигнала непосредственно с фотоприемника НИ. Ее суть сводится к оцифровке сигнала с фотоприемника НИ с привязкой к угловым положениям аттестуемой призмы и последующей аппроксимации полученных данных теоретической функцией.

Аппроксимирующая функция для суммы двух импульсов отыскивается в виде

$$U(\varphi) = A_0 + \sum_{k=1}^2 A_{1k} \frac{\sin[c_1(\varphi - \varphi_{0k})]}{c_1(\varphi - \varphi_{0k})} \cos[c_2(\varphi - \varphi_{0k}) + c_3], \quad (1)$$

где  $A_0 = \gamma I_0 db$ ,  $A_{1k} = \gamma I_k db \sin(2\pi b\beta/\lambda)/(2\pi b\beta/\lambda)$ ,  $I_0$  – суммарная интенсивность пучков от двух граней,  $I_k$  – интенсивность световых пучков от  $k$ -й грани,  $c_1 = 4\pi d/\lambda$ ,  $c_2 = 4\pi h/\lambda$ ,  $c_3 = 4\pi l(n/2 - 1)/\lambda$ ,  $\varphi_{0k}$  – положение, соответствующее нормальному падению пучков на  $k$ -ю грань. Таким образом, определив параметры аппроксимирующей функции, можно найти положения призмы, соответствующие нормальному падению пучков на каждую грань. Кроме того, соотношение найденных амплитуд, при наличии априорной информации о конфигурации призмы, может использоваться для определения положения, соответствующего

нормальному падению пучков на грань, непосредственно обращенную к НИ.

Разрешающая способность данного метода ограничена только конечной точностью вычислений и искажением выходного сигнала фотоприемника вследствие шумов в силу того, что аппроксимирующая функция может описывать сигнал, не имеющий двух выраженных пиков. То есть этот метод имеет более высокое разрешение, чем аппаратное формирование управляющего сигнала по фронту или по пику интерференционного импульса. Кроме того, он учитывает взаимное искажение близко расположенных отдельных импульсов, что позволяет уменьшить погрешность измерений. Метод не лишен недостатков, что связано со значительным объемом вычислений и, как следствие, невозможностью фиксации угловых положений в масштабе реального времени.

Процесс аппроксимации по методу наименьших квадратов сводится к нахождению минимума функции

$$S(A_0, A_{11}, A_{12}, c_1, c_2, c_3, \varphi_{01}, \varphi_{02}) = \sum_i [U(\varphi_i, A_0, A_{11}, A_{12}, c_1, c_2, c_3, \varphi_{01}, \varphi_{02}) - u_i]^2, \quad (2)$$

где  $\{\varphi_i\}$  и  $\{u_i\}$  – массивы исходных данных длиной  $n$ ,  $i = 0, 1, \dots, n - 1$ .

Аналитический поиск минимума функции (2) не представляется возможным, поэтому поиск параметров аппроксимирующей функции (1) целесообразно проводить численными методами, что приводит к необходимости нахождения начального приближения этих параметров.

**Определение начальных значений  $\varphi_{0i}$ .** В зависимости от угла между положениями, соответствующими нормальному падению пучков на разные грани, сигнал с фотоприемника НИ может содержать как два выраженных пика, так и один, представляющий сумму двух импульсов от разных граней. В первом случае в качестве начальных значений можно принять положение этих пиков, во втором – в качестве начальных значений  $\varphi_{0i}$  представляется целесообразным выбор пары различных точек внутри импульса. Так как этот угол *a priori* неизвестен, в качестве начального приближения необходимо рассматривать обе гипотезы. Кроме того, в общем случае в составе выходного сигнала НИ может присутствовать импульс только от одной грани (тогда в качестве начального приближения  $\varphi_0$  берется положение максимум

ма). При этом разность фаз интерферирующих пучков, вызванная неидеальностью призмы Кестерса, может привести к тому, что точка с максимальным значением выходного сигнала будет находиться дальше от положения, соответствующего нормальному падению пучка на грань, чем точка с минимальным значением. Следовательно, в качестве начального приближения целесообразно рассматривать также положения минимума выходного сигнала НИ. Таким образом, в общем случае необходимо иметь шесть возможных начальных значений параметров аппроксимирующей функции.

**Определение начальных значений параметров  $A_0$  и  $A_{1i}$ .** В качестве начального значения  $A_0$  представляется целесообразным использовать среднее значение выходного сигнала  $\langle u \rangle$ .  $A$  в качестве начального приближения  $A_{1i}$  – разность между значением выходного сигнала в точке, соответствующей начальному приближению  $\varphi_{0i}$  и  $\langle u \rangle$ :  $A_{1i} = u(\varphi_{0i} - \langle u \rangle)$ .

**Определение начальных значений  $c_1$  и  $c_2$ .** Амплитудно-частотная характеристика переменной составляющей суммы двух импульсов в положительной области частот при условии  $c_2 \geq c_1$ , что справедливо для интерференционного НИ с призмой Кестерса или Дове, имеет вид

$$A(w) = (\pi/c_1) \{H[w - (c_2 - c_1)] - H[w - (c_1 + c_2)]\} \times \sqrt{A_{11}^2 + A_{12}^2 + 2A_{11}A_{12} \cos[w(\varphi_{01} - \varphi_{02})]}, \quad (3)$$

где  $w$  – пространственная угловая частота,  $H(w)$  – единичная ступенчатая функция Хевисайда.

Из выражения (3) видно, что спектр переменной составляющей сигнала лежит в интервале  $(c_2 - c_1) \leq w \leq (c_2 + c_1)$ . Таким образом, определив границы спектра, можно найти начальное приближение значений коэффициентов  $c_1$  и  $c_2$ .

**Определение начальных значений  $c_3$ .** В связи с тем, что начальное приближение параметров  $A_{1i}$  и  $\varphi_{0i}$  находится приближенно, определение коэффициента  $c_3$  по спектру сигнала представляется нецелесообразным. Так как зависимость от него периодическая с периодом  $2\pi$ , его определяют простым перебором значений в диапазоне  $[-\pi, \pi]$  с выбором в качестве начального приближения значения, при котором значение выражения (2) минимально.

На начальном этапе проводится предварительный поиск минимума функции (2) из ше-

сти векторов начальных значений. Затем из каждой пары полученных векторов выбирается один, при котором значение функции (2) минимально. Далее осуществляется минимизация из оставшихся трех векторов параметров, после чего из двух вариантов векторов параметров для пары импульсов выбирается один.

Таким образом, в результате аппроксимации экспериментальных данных получены две аппроксимирующие функции: исходя из гипотез, что сигнал НИ представляет сумму двух импульсов или одиночный импульс.

Далее проводится выбор в пользу той или иной гипотезы. В качестве критерия выбора, в первую очередь, выступает значение функции (2) для каждой гипотезы. Кроме того, принимая во внимание конечную точность расчетов и то, что одиночный импульс может быть аппроксимирован функцией для двух импульсов с совпадающими или близкими положениями  $\varphi_{0i}$  при разности положений меньше некоторого заданного значения, определяемого как параметрами НИ, так и точностью вычислений, анализируемый сигнал следует рассматривать как одиночный импульс. Как одиночный импульс следует расценивать и сигнал, при аппроксимации которого функцией для пары импульсов соотношение амплитуд найденных импульсов достаточно велико, либо положение одного из импульсов выходит за границы интервала, на котором проводится аппроксимация.

Для проверки работоспособности данного алгоритма был поставлен математический эксперимент: проведена генерация массивов данных, отвечающих форме выходного сигнала НИ, в соответствии с выражением (1), которые затем были программно обработаны. Далее сопоставлялись результаты расчетов с параметрами, использованными при генерации массивов. Результаты эксперимента при отсутствии шумов приведены на рис. 4, где по оси абсцисс отложено значение разности углов между пучками от разных граней, заданное при генерации массивов данных  $\Delta\varphi_{\text{зад}}$ , а по оси ординат – полученное по результатам вычислений  $\Delta\varphi_{\text{выч}}$ .

\* \* \* \* \*

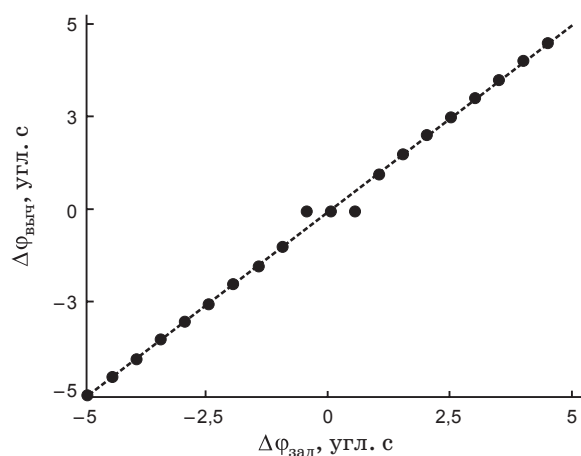


Рис. 4. Результаты математического эксперимента по проверке работоспособности алгоритма.

Как видно из рис. 4, при малых углах между пучками (в данном случае менее  $1''$  при ширине интерференционного импульса порядка  $5''$ ) разделения импульсов не происходит. Однако при этом минимальный угол, при котором происходит уверенное разделение импульсов, существенно меньше ширины интерференционного импульса. Таким образом, данный метод позволяет увеличить разрешающую способность интерференционного НИ. Кроме того, в нем учитывается взаимное искажение близко расположенных импульсов, что позволяет уменьшить ошибку измерений.

Полученные результаты показывают, что метод может быть использован при калибровке призм с гранями, не имеющими отражающего покрытия, при наложении пучков, отраженных от разных граней.

Дальнейшее повышение разрешающей способности интерференционного НИ возможно путем оптимизации алгоритма обработки выходного сигнала, а также за счет уменьшения ширины интерференционного импульса при использовании источника света с меньшей длиной волны и увеличении ширины пучков и расстояния между ними.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бурнашев М.Н., Лукьянов Д.П., Павлов П.А., Филатов Ю.В. Развитие методов и средств лазерной динамической гониометрии // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 2. С. 141–146.
2. Filatov Yu., Loukianov D.P., Probst R. Angle measurement by means of a ring laser goniometer // Metrologia. 1997. V. 34. P. 343–351.
3. Филатов Ю.В. Анализ работы интерференционного углового нуля-индикатора // ОМП. 1989. № 4. С. 13–16.