РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

АВТОМЕТРИЯ

№ 6 1995

УДК 535.31 : 53.082.5

В. В. Вертопрахов

(Новосибирск)

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ОБЪЕКТА И ОРИЕНТАЦИИ ЕГО ПОВЕРХНОСТИ НА ТОЧНОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ ТРИАНГУЛЯЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Показано, что форма контролируемого объекта и ориентация его поверхности относительно зондирующего лазерного пучка вызывают методические погрешности триангуляционных измерений. Распределение интенсивности света на поверхности объекта с плоской и цилиндрической поверхностями не только уширяется с ростом угла наклона поверхности относительно направления распространения зондирующего пучка, но и принимает в общем случае асимметричную форму, что приводит к смещению энергетического центра светового пятна на поверхности объекта. Приведены зависимости этого смещения от расположения, ориентации и радиуса кривизны поверхности объекта.

Введение. Лазерная триангуляция в последнее время находит все большее применение при создании прецизионных измерительных датчиков и систем для решения широкого класса задач размерного контроля промышленных изделий в диапазоне от единиц миллиметров до метра с погрешностями от долей микрона до сотен микрон. Триангуляционный метод измерения расстояния от измерителя до поверхности объекта предполагает, что в оптическую схему измерителя включен сам контролируемый объект. Его характеристики (форма, характер поверхности и расположение относительно измерителя) могут существенно влиять на результаты триангуляционных измерений. Как правило, усилия исследователей были сосредоточены на изучении зависимостей точностных характеристик триангуляционных измерителей от схемных решений и свойств микроструктуры поверхности объекта (влияние спекла) [1]. При этом остались без внимания проблемы, связанные с влиянием на точность измерений формы контролируемого объекта и ориентации его поверхности относительно зондирующего лазерного пучка.

В настоящей работе представлены результаты исследований методических погрешностей триангуляционных измерений объектов с плоской и цилиндрической поверхностями.

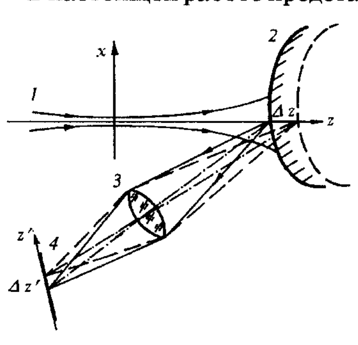

Рис. 1

Лазерная триангуляция. Суть триангуляционного метода иллюстрируется рис. 1. Лазерный гауссов пучок *1*, распространяющийся вдоль оси z, освещает контролируемый объект *2* и создает на его поверхности световое пятно; рассеянный поверхностью свет собирается объективом *3*, который формирует изображение пятна на линейном (или матричном) фотоприемнике *4*. Изменение положения объекта вдоль оси z на Δz приводит к соответствующему смещению пятна $\Delta z'$ на фотоприемнике, измеряя которое можно вычислить (по известным триангуляционным соотношениям) исходный параметр Δz. При этом для нахождения координаты пятна при обработке сигналов фотоприемника чаще всего используется метод центра тяжести.

Очевидно, что погрешность δz определения величины Δz однозначно зависит от погрешности $\delta z'$ измерения величины $\Delta z'$. Далее с целью выделения составляющей погрешности, обусловленной лишь влиянием формы объекта и его положением, предположим, что поверхность объекта является идеальным диффузным рассеивателем, а объектив *3* формирует (с единичным увеличением) совершенное изображение пятна. При таком допущении распределение интенсивности света в изображении пятна будет идентичным (с точностью до проективных искажений) распределению света на поверхности объекта. В этом случае можно ограничиться рассмотрением распределения интенсивности света в пятне на поверхности объекта, которое зависит от многих факторов: параметров самого гауссова пучка, положения и наклона поверхности относительно пучка, формы поверхности объекта.

Рассмотрим далее влияние этих факторов для случаев объектов с плоской и цилиндрической поверхностями.

Плоская поверхность. Определим распределение света в пятне на контролируемом объекте с плоской поверхностью при падении на него гауссова пучка. Для описания гауссова пучка используем известные формулы [2] изменения амплитуды $A(x, z)$ и полуширины пучка $w(z)$ по мере распространения пучка вдоль оси z:

$$A(x, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2}{w(z)^2}\right], \tag{1}$$

$$w(z)^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right], \tag{2}$$

где x — координата в плоскости, ортогональной оси z; A_0 — амплитуда в центре пучка; w_0 — полуширина перетяжки гауссова пучка (при $z = 0$); λ — длина волны света.

Пусть нормаль поверхности наклонена на угол α относительно направления распространения пучка z (рис. 2). Путем несложных преобразований из (1) и (2) можно получить, что амплитуда света и ширина распределения на плоской поверхности объекта описываются выражениями

$$A(u, z) = A_0 \frac{w_0}{w_u(z)} \exp\left[-\frac{u^2\cos^2\alpha}{w_u(z)^2}\right], \tag{3}$$

$$w_u(z)^2 = w_0^2 \left\{1 + \left[\frac{\lambda(z - u\sin\alpha)}{\pi w_0^2}\right]^2\right\}, \tag{4}$$

где u — координата на поверхности объекта; z — координата точки пересечения оси пучка и плоскости. Из анализа (3) и (4) следует, что если при $z = 0$ распределение интенсивности света $G(u) = |A(u, z)|^2$ вдоль оси u с ростом угла наклона поверхности лишь пропорционально уширяется (рис. 3), то при $z \neq 0$ имеет место не только уширение распределения, но и нарушение его симметрии, т. е. оно принимает асимметричную форму (рис. 4). Причем с ростом угла наклона поверхности α асимметрия увеличивается. Кроме того, в этом случае положение энергетического цен-

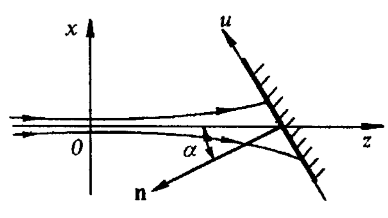

Рис. 2

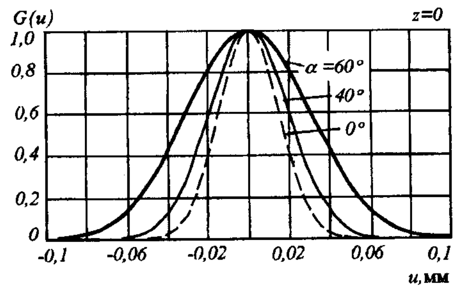

Рис. 3

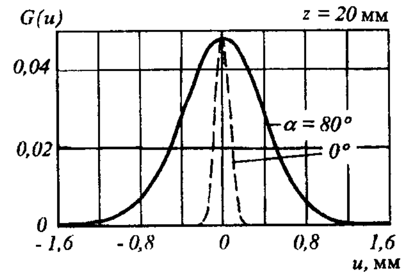

Рис. 4

тра (центра тяжести) светового пятна, определяемое по формуле

$$u_0 = \int uG(u)du / \int G(u)du, \tag{5}$$

зависит как от угла наклона поверхности (рис. 5), так и от положения поверхности относительно перетяжки гауссова пучка (рис. 6). Расчеты показывают, что при расположении поверхности, например, на расстоянии $z = 20$ мм от перетяжки пучка шириной $2w_0 = 60$ мкм под углом $\alpha = 80°$ указанное смещение u_0 достигает $\approx 7{,}5$ мкм. Ясно, что смещение центра тяжести пятна на поверхности приведет к соответствующему смещению положения изображения на фотоприемнике и таким образом к дополнительной погрешности измерения координаты объекта.

Цилиндрическая поверхность. Определим распределение света на поверхности объекта с цилиндрической поверхностью радиусом r при падении на него гауссова пучка. Пусть ось цилиндра перпендикулярна плоскости $\{x, z\}$, а нормаль $\mathbf{n}$ его поверхности (в точке падения гауссова пучка) наклонена на угол α относительно оси пучка (рис. 7, *а*). Несложно получить, что координаты произвольной точки P на поверхности цилиндра определяются выражениями

$$x_p = r[\sin\alpha - \sin(\alpha - u/r)], \tag{6}$$

$$z_p = z + r[\cos\alpha - \cos(\alpha - u/r)], \tag{7}$$

здесь u — криволинейная координата вдоль поверхности цилиндра. Подстав-

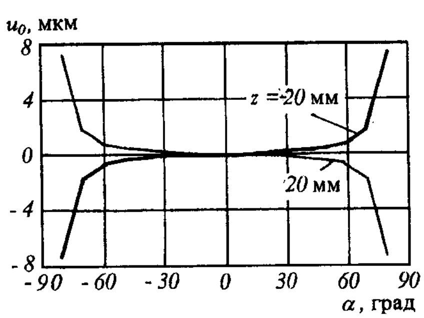

Рис. 5

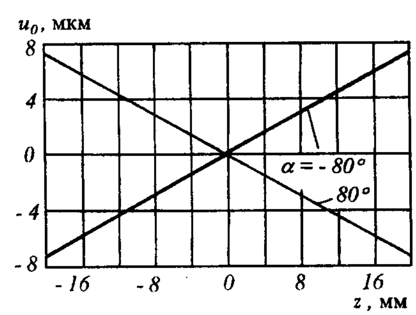

Рис. 6

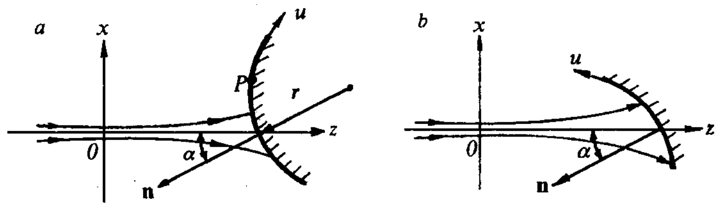

Рис. 7

ляя координаты (x_p, z_p) в (1) и (2), найдем распределение амплитуды света на поверхности объекта:

$$A(u, z) = A_0 \frac{w_0}{w_u(z)} \exp\left[-\frac{r^2[\sin\alpha - \sin(\alpha - u/r)]^2}{w_u(z)^2}\right], \qquad (8)$$

где

$$w_u(z)^2 = w_0^2 \left\{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2 \left[z + r(\cos\alpha - \cos(\alpha - u/r))\right]^2\right\}. \qquad (9)$$

Заметим, что эти же выражения описывают распределение света на вогнутой цилиндрической поверхности (рис. 7, *b*) при замене r на $-r$.

На рис. 8 приведено распределение $G(u) = |A(u, z)|^2$ при $z = 0$ и различных углах наклона α нормали поверхности при радиусе $r = 10$ мм. Видно, что при увеличении угла наклона α это распределение не только уширяется, но и становится асимметричным. На рис. 9 приведены аналогичные распределения для $z = 10$ мм. Из этих графиков видно увеличение асимметрии распределений при росте угла наклона. Положение энергетического центра светового пятна зависит не только от угла α и положения поверхности относительно перетяжки пучка (как и в случае с плоской поверхностью), но также и от радиуса кривизны поверхности объекта. На рис. 10 приведена такая зависимость u_0 от радиуса r для двух значений взаимного положения пучка и поверхности: $\alpha = +80°$, $\alpha = -80°$. При расположении, например, вогнутой цилиндрической поверхности с радиусом $r = -8$ мм на расстоянии 10 мм от перетяжки пучка (с шириной 60 мкм) под углом $\alpha = 80°$ указанное смещение положения центра тяжести более 50 мкм. При увеличении $|r|$ цилиндрическая поверхность приближается к плоской и зависимости u_0 от угла наклона поверхности и ее положения стремятся к виду, приведенному на рис. 5 и 6.

Таким образом, если при измерении объекта заранее не известны радиус кривизны его поверхности и положение относительно зондирующего гауссова

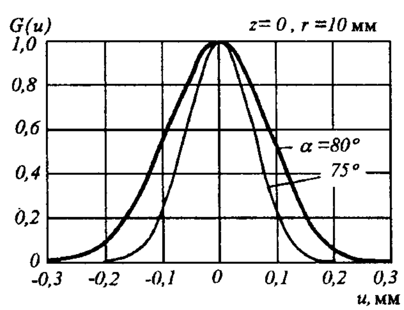

Рис. 8

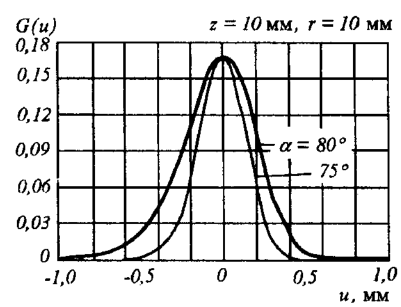

Рис. 9

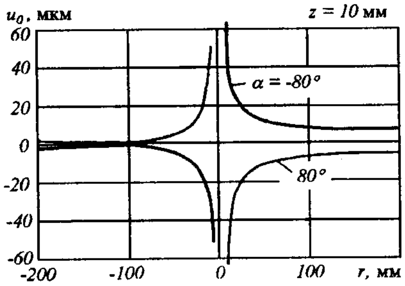

Рис. 10

пучка, то возникающая дополнительная погрешность измерения будет достигать величин, сравнимых с приведенными выше значениями u_0.

Заключение. Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют о влиянии формы и расположения контролируемых объектов (с плоской и цилиндрической поверхностями) относительно зондирующего лазерного пучка на точность измерений координат этого объекта. Показано, что распределение интенсивности света на поверхности не только уширяется с ростом угла наклона поверхности относительно направления распространения гауссова пучка, но и принимает в общем случае асимметричную форму. Эта асимметрия значительно увеличивается с ростом угла наклона поверхности. Кроме того, для объектов с цилиндрической поверхностью положение энергетического центра светового пятна зависит также и от радиуса кривизны поверхности.

При определении геометрии объектов сложной формы приведенные факторы вызывают дополнительные погрешности, достигающие значительных величин (десятков микрометров). Однако при наличии априорной информации о форме поверхности объекта и его положении (которая может быть получена, например, лазерным триангуляционным методом) эти погрешности можно скомпенсировать. Соответствующие корректирующие функции следуют из приведенных в настоящей статье распределений.

Результаты проведенных исследований могут быть положены в основу разработки лазерных триангуляционных систем с улучшенными точностными характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Häusler G., Herrmann J. M.** Physical limits of 3D-sensing // Proc. of SPIE. 1992. **1822**. P. 150.–158
2. **Маркузе Д.** Оптические волноводы: Пер. с англ. /Под ред. В. В. Шевченко. М.: Мир, 1974.

Поступила в редакцию 6 октября 1995 г.