УДК 531.13 : 535.317.1

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В. Г. Хромых и *В. А. Чулюков*

Для измерения параметров движения различных объектов применяются методы, позволяющие выделять из отраженного сигнала информацию о доплеровском сдвиге частоты. При этом известные доплеровские методы основываются на предположении о том, что объект, рассеивающий излучение, является точечным, а принимаемое излучение имеет плоский фазовый фронт в пределах апертуры регистрирующего устройства. Проиллюстрируем необходимость выполнения данного условия следующим примером. Пусть точечный источник электромагнитных волн (например, оптического диапазона) движется со скоростью v по оси z прямоугольной системы координат x, y, z, в плоскости $z=0$ которой расположена плоскость входной апертуры фотоприемника. При этом будем считать, что волны, достигшие фотоприемника, имеют сферический фазовый фронт, а в качестве опорного используется излучение с плоским фазовым фронтом. Сигнал на выходе квадратичного приемника, возбуждаемый результирующим полем $\dot{\varepsilon}_D$ на поверхности входной апертуры, пропорционален интегральной интенсивности

$$i = \eta \int_S |\dot{\varepsilon}_D|^2 ds, \tag{1}$$

где S — площадь входной апертуры, η — коэффициент пропорциональности.

Производя интегрирование (1) и предполагая, что смещение точечного источника за время измерения невелико по сравнению с расстоянием r от него до входной апертуры, получим следующее выражение для временного сигнала приемника:

$$i(t) \simeq i_0 + i_D(t)\,\mathrm{sinc}\,\frac{k\rho^2}{4r}, \tag{2}$$

где i_0 — постоянная составляющей, $i_D(t)$ — доплеровский сигнал, функция $\mathrm{sinc}\,(x) = \sin x/x$, k — модуль волнового вектора используемого излучения, ρ — радиус входной апертуры.

Таким образом, при использовании излучения оптического диапазона полный сигнал приемника лазерного доплеровского измерителя скорости имеет вид суперпозиции переменного флуктуирующего сигнала и постоянной составляющей. В процессе измерения используется только переменная составляющая сигнала, среднее квадратическое значение которой быстро уменьшается с увеличением размеров входной апертуры. Приведенные обстоятельства вызывают значительное ухудшение энергетических характеристик доплеровских измерителей скорости [1, 2]. В этом случае единственно эффективной является пространственная обработка сигнала. При этом в качестве приемного необходимо использовать устройство, регистрирующее излучение, рассеянное или отраженное исследуемым объектом (в общем случае не обязательно точечным), с сохранением пространственного распределения его фазовой структуры. Последняя не остается постоянной во времени вследствие движения объекта. Наличие у регистрирующего устройства интегрирующих во времени свойств позволит производить сравнение структуры принимаемых во время измерения волновых фронтов рассеянного излучения. Естественно предположить, что результаты сравнения будут определяться параметрами движения исследуемого объекта.

Описанными выше свойствами обладают устройства, осуществляющие голографическую регистрацию излучения. Известны устройства, использующие голографическую регистрацию рассеянного излучения для измерения геометрических размеров исследуемых объектов [3]. Экспозиция голограммы в общем случае описывается следующим выражением:

$$E(x,\ y) = \int\limits_{-T/2}^{T/2} |\dot{\varepsilon}_D|^2\, dt, \tag{3}$$

где T — время экспозиции.

Производя интегрирование (3) и используя те же предположения, что и при выводе соотношения (2), получим

$$E(x,\ y) = T\left[\frac{A^2}{r^2} + B^2 + 2\,\frac{AB}{r}\cos\left(\frac{\rho^2}{2r} + \Phi\right)\operatorname{sinc}\frac{kvT}{2}\right], \tag{4}$$

где A и B — модули комплексных амплитуд предметного и опорного полей, Φ — постоянный фазовый сдвиг.

Из соотношения (4) видно, что в случае движения исследуемого объекта во время экспозиции регистрируемая интерференционная картина пространственно модулируется. Найдя закон пространственной модуляции, можно установить соответствие параметров модулирующей функции параметрам движения голографируемого объекта. Следуя [4] и учитывая в используемых рядах члены разложения как первого, так и второго порядков, получим следующее выражение для модулирующей функции в системе координат, связанной с плоскостью голограммы

$$F(x,\ y) = \operatorname{sinc}\left\{\frac{kT}{2}\left[v_x\frac{x}{r} + v_y\frac{y}{r} + v_r\frac{(x^2+y^2)}{2r^2}\right]\right\}, \tag{5}$$

где v_x, v_y — тангенциальные, v_r — радиальная составляющие вектора скорости.

Выражение (5) описывает на плоскости x, y систему концентрических окружностей равной интенсивности. Причем центр этих окружностей смещен относительно начала координат в точку с координатами

$$x_0 = -\frac{v_x}{v_r}\,r;\quad y_0 = -\frac{v_y}{v_r}\,r, \tag{6}$$

а радиус главного лепестка описывается выражением

$$R = r\left(\frac{v_x^2}{v_r^2} + \frac{v_y^2}{v_r^2} - \frac{2\lambda}{Tv_r}\right)^{1/2}, \tag{7}$$

где λ — длина волны используемого излучения.

В отсутствие поперечного движения модулирующая функция имеет вид

$$F(x,\ y) = \operatorname{sinc}\left\{\frac{kT}{2}\left[\frac{v_r}{2r^2}(x^2+y^2)\right]\right\}. \tag{8}$$

В этом случае центр системы концентрических окружностей совпадает с началом координат, а радиус главного лепестка равен

$$R = r\left(\frac{2\lambda}{Tv_r}\right)^{1/2}. \tag{9}$$

Отсутствие радиального движения приводит к тому, что модулирующая функция вырождается в систему прямых линий равной интенсивности

$$F(x,\ y) = \operatorname{sinc}\left[\frac{kT}{2}\left(v_x\frac{x}{r} + v_y\frac{y}{r}\right)\right]. \tag{10}$$

Ширина главного лепестка модулирующей функции по осям Ox и Oy соответственно определяется следующими выражениями:

$$\Delta x = 2\,\frac{r\lambda}{Tv_x}, \tag{11}$$

$$\Delta y = 2\,\frac{r\lambda}{Tv_y}. \tag{12}$$

Из полученных соотношений (5)—(12) видно, что информация о величинах составляющих вектора скорости исследуемого объекта содержится в одномерном сечении двумерной модулирующей функции. Зная расстояние до исследуемого объекта в момент измерения, длину волны используемого излучения и время экспозиции, эту информацию можно получить, измеряя ширину главного лепестка модулирующей функции.

Таким образом предлагаемый интерференционный метод позволяет измерять вектор скорости исследуемого объекта при конечных размерах входной апертуры регистрирующих устройств.

Литература

[1] Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич. Лазерные допплеровские измерители скорости. Новосибирск. «Наука», Сиб. отд., 1975.

[2] Т. Дюррани, К. Грейтид. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. «Энергия», М., 1980.

[3] R. Hickling. J. Opt. Soc. Am., *58*, 455, 1968.

[4] D. B. Neumann. J. Opt. Soc. Am., *58*, 447, 1968.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1980 г.

УДК 539.192 : 546.11

СПОНТАННЫЙ $E1$-ПЕРЕХОД В НИЗШЕМ Λ-ДУБЛЕТЕ СОСТОЯНИЯ $C^1\Pi_u$ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

О. Л. Жижимов

Вопрос о вероятности переходов между двумя модификациями молекулярного водорода начал обсуждаться почти одновременно с открытием этих двух модификаций. Конечно, запрет с подобных переходов может снять лишь учет сверхтонкого взаимодействия ядерных спинов с электронной оболочкой молекулы. Отличные от нуля матричные элементы появляются в первом порядке теории возмущений, и, согласно оценкам Вигнера, приведенным в [1], вероятность $E1$-перехода в основном состоянии $\sim 10^{-10}$ с$^{-1}$. Однако после более детального исследования [2, 3] выяснилось, что вероятность перехода $\sim 10^{-20}$ с$^{-1}$. Действительно, все возмущающие состояния сильно удалены ($E \sim 10$ эВ) от основного по сравнению с интервалом ($B_e \sim 10^{-2}$ эВ) вращательной структуры. Но в адиабатическом приближении электрическое поле не может вызвать переворот ядерного спина. Поэтому вместо ожидаемого $\langle$орто $|\, \mathbf{d} \,|$пара$\rangle \sim A/E \sim 10^{-8}$ порядок амплитуды перехода есть $\langle$орто $|\, \mathbf{d} \,|$ пара$\rangle \sim B_e A/E^2 \sim 10^{-11}$, где d — оператор дипольного момента, $A \sim 10^{-7}$ эВ — характерная константа сверхтонкого взаимодействия.

Переворот спина может вызвать магнитное поле. Действительно, согласно [4, 5], вероятность $M1$-перехода $B^1\Sigma_u^+ \to X^1\Sigma_q^+$ составляет $\sim 10^{-12}$ с$^{-1}$.

В настоящей работе исследуется $E1$-переход в низшем Λ-дублете состояния $C^1\Pi_u$, который также относится к пара-орто-переходам.

Обозначения и волновые функции. $|\, FMKI\Lambda \pm \rangle$ — полная волновая функция молекулы в адиабатическом приближении с квантовыми числами: F — полный момент молекулы, K — полный координатный момент, I — полный ядерный спин, Λ — проекция координатного момента на ось молекулы, $\pm$ — знак терма.

$|\, \Lambda \rangle$ — электронная волновая функция в системе молекулы. Для $E^1\Sigma_q^+ (1s\sigma)(2s\sigma)$,

$$|\, 0 \rangle = N_1^{-1/2} \left[s^{(2)}(1a)\, s^{(1)}(2b) + r^{(2)}(2a)\, s^{(1)}(1b) + (a \leftrightarrow b) \right]. \tag{1}$$

Для $C^1\Pi_u$ [9]

$$|\, 1 \rangle = N_2^{-1/2} \left[p_\pi^{(2)}(1a)\, s^{(1)}(2b) + p_\text{в}^{(2)}(2a)\, s^{(1)}(1b) + (a \leftrightarrow b) \right], \tag{2}$$