

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.417

МУАРОВАЯ ГЕТЕРОДИННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Зейликович И. С.

В [1] предложен внутриврезонаторный метод измерения величины (Nfl) по сбеганию полос генерации к линии поглощения, позволяющий на порядок увеличить точность измерения (Nfl) . В [2] предложен голографический метод обработки спектроинтерферограмм, позволяющий на три порядка увеличить чувствительность измерений (Nfl) .

В настоящей работе рассматривается новый метод муаровой гетеродинной спектроскопии, позволяющий на два-три порядка (в сравнении с методом «крюков» Рождественского) повысить точность измерений (Nfl) .

Для пояснения сути метода обратимся к рисунку. На первом этапе в выходной плоскости 14 спектрографа регистрируется опорная спектроинтерферограмма. Опорная спектроинтерферограмма регистрируется в отсутствие исследуемой атомной среды 7. Интерферометр Майкельсона, образованный полупрозрачной пластиной 5 и зеркалами 6, 8, настраивается на бесконечно широкую полосу, и между ветвями интерферометра вводится некоторая разность хода ΔL . В этом случае в выходной плоскости спектрографа распределение интенсивности имеет вид

$$I_0(x) \sim 1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{p_0} + \Delta\varphi_a\right), \quad (1)$$

где $\Delta\varphi_a$ — изменение фазы, обусловленное аберрациями оптических элементов интерферометра и спектрографа; $x = \lambda/D$ — текущая линейная координата вдоль дисперсии спектрографа; λ — текущая длина волны; D — обратная линейная дисперсия спектрографа; $p_0 = \lambda^2/2D\Delta L$ — период спектральных полос. Коэффициент пропускания по интенсивности опорной спектроинтерферограммы $T_0(x) \sim [I_0(x)]^{-\gamma}$, где γ — коэффициент контрастности фотоматериала. Примем, что $\gamma = -1$. Тогда

$$T_0(x) \sim 1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{p_0} + \Delta\varphi_a\right). \quad (2)$$

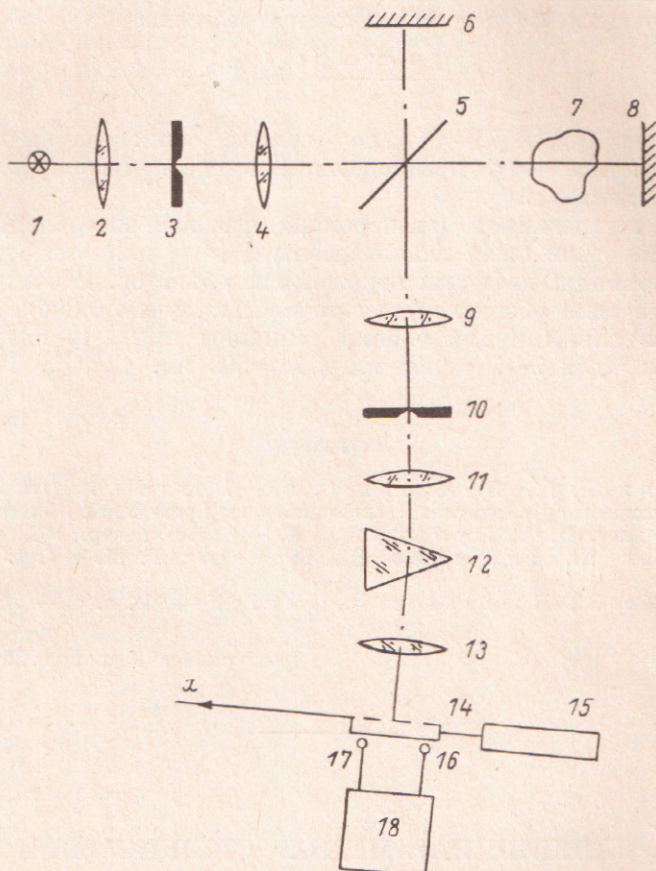
На втором этапе «вводится» изучаемая атомная среда 7 (см. рисунок). Распределение интенсивности в плоскости 14 спектрографа примет вид

$$I_1(x) \sim 1 + \cos\left\{\frac{2\pi x}{p_0} + \frac{4\pi [n(\lambda) - 1] l}{\lambda} + \Delta\varphi_a\right\}, \quad (3)$$

где $n(\lambda)$ — показатель преломления атомной среды, l — длина поглощающего слоя. В этом случае за опорной спектроинтерферограммой наблюдается муаровая картина, по которой можно с большой точностью измерить величину $\Delta\varphi = 4\pi [n(\lambda) - 1] l/\lambda$ используя принципы гетеродинной (электронной фазоизмерительной) обработки. С этой целью фотолампа, на которой зарегистрирована опорная спектроинтерферограмма 14, с помощью двигателя 15

приводится в движение в направлении оси x с некоторой скоростью v . За фотопластинкой 14 образуется распределение интенсивности, зависящее от времени

$$I(x, t) \sim T_0(x) I_1(x) = 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{p_0} (x + vt) + \Delta\varphi_a \right] + \cos \left(\frac{2\pi x}{p_0} + \Delta\varphi + \Delta\varphi_a \right) + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{2\pi vt}{p_0} - \Delta\varphi \right) + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{4\pi x}{p_0} + \Delta\varphi + 2\Delta\varphi_a + \frac{2\pi vt}{p_0} \right). \quad (4)$$



Оптическая схема обработки спектроинтерферограмм. 1 — источник света, 2 — конденсор, 3 — осветительная щель, 4, 9 — объективы, 5 — полупрозрачная пластина, 6, 8 — зеркала, 7 — изучаемая атомная среда, 10 — входная щель спектрографа, 11—13 — спектрограф, 14 — фотопластинка, 15 — двигатель, 16, 17 — фотоэлементы, 18 — электронная система.

Если за движущейся фотопластинкой 14 установить фотодетектор 16, линейный размер которого больше или равен $2p_0$ ($p_0 \sim 0.1$ мм), тогда этим фотодетектором будет вырабатываться фототок

$$J_0(t) \sim 1 + m \cos \left(\frac{2\pi vt}{p_0} - \Delta\varphi \right), \quad (5)$$

где m — глубина модуляции фототока. Фотодетектор усредняет изменения интенсивности, обусловленные другими членами выражения (4), если его размер больше или равен $2p_0$.

Если за фотопластинкой 14 установить второй фотоэлемент 17 вдали от атомных линий поглощения в зоне, где $\Delta\varphi = 0$, то этим фотоэлементом будет вырабатываться фототок

$$J_1(t) \sim 1 + m \cos \left(\frac{2\pi vt}{p_0} \right). \quad (6)$$

Электронная система 18 осуществляет измерение сдвига фаз $\Delta\varphi$ регистрируемых сигналов по величине и знаку. Для этого сигналы с фотоэлементов подаются на фазовый детектор, который формирует импульсы длительностью $\Delta\tau$, пропорциональной временной задержке сигнала, поступающего с датчика, расположенного вблизи линии поглощения, относительно опорного сигнала, поступающего с датчика, расположенного далеко от линии поглощения. Одновременно измеряется период изменения электрического сигнала τ . В ЭВМ, соединенной с электронным блоком 18, поступают коды $\Delta\tau$, τ . По измеренным значениям $\Delta\tau$ и τ определяется величина

$$\frac{2 [n(\lambda) - 1] l}{\lambda} = \frac{\Delta\tau}{\tau}. \quad (7)$$

Определив из (7) $[n(\lambda) - 1] l$, по формуле Зелмейера вычисляется величина (Nfl) . Отметим, что в предложенном методе компенсируются aberrации оптических элементов $\Delta\varphi_0$.

Принципы гетеродинной (электронной фазоизмерительной) голографической интерферометрии были использованы в [3, 4] для измерения с высокой точностью деформаций диффузно отражающих объектов. В этих работах сообщалось об измерениях разности фаз с точностью лучше 0.004τ . Если воспользоваться этими данными для оценки величины (Nfl) , то получим значение $(Nfl) \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для $\lambda - \lambda_j = 0.05 \text{ нм}$ и $\lambda_j = 500 \text{ нм}$.

Литература

- [1] Кукушкин В. Г., Пулькин С. А. — В кн.: III Всесоюз. конф. «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение». Ужгород, 1980.
- [2] Зейликович И. С., Пулькин С. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 4, с. 588.
- [3] Dandliker R., Ineichen B., Mottier F. M. — Opt. Commun., 1973, v. 9, p. 412.
- [4] Dandliker R., Elliasson B., Ineichen B. a. o. — JOSA, 1974, v. 64, p. 1381.

Поступило в Редакцию 29 декабря 1985 г.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТОЛКНОВЕНИЙ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ

Фабрикант И. И., Шпеник О. Б., Завилопуло А. Н., Снегурский А. В.

В [1-3] подробно рассмотрена кинематика и динамика образования метастабильных состояний атомов инертных газов при электронном ударе. Сложность кинематической задачи в этом случае заключается в том, что в эксперименте измеряется сечение, дифференциальное по углу рассеяния атомов (названному нами углом сноса), а не электронов, что обуславливает необходимость перехода из системы центра масс в лабораторную. При теоретическом анализе нами предполагалось, что в эксперименте регистрируются только частицы, рассеянные в плоскости сталкивающихся пучков, и при сравнении теории с экспериментом рассчитывались дважды дифференциальные сечения $d^2\sigma/d\theta d\Phi$ (θ и Φ — углы рассеяния в лабораторной сферической системе координат). Более тщательный анализ геометрии столкновений показывает, что в эксперименте регистрируются все частицы, лежащие в плоскости, перпендикулярной плоскости угла сноса. Хотя соответствующий диапазон углов является довольно малым, эффект интегрирования по нему может оказаться заметным.