

КОМПЕНСАЦИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ГОЛОГРАММНЫХ ЛИНЗ ПРИ КОРОТКОВОЛНОВОМ СДВИГЕ ВОССТАНАВЛИВАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. Н. Буйнов и К. С. Мустафин

В большинстве интересных для практики случаев предельное разрешение голограммной линзы ограничено сферической абберацией, обусловленной сдвигом длины волны восстанавливающего излучения [1, 2].

В [3] показана возможность компенсации с помощью плоскопараллельной стеклянной пластинки сферической абберации, возникающей при длинноволновом сдвиге восстанавливающего излучения ($\mu = \lambda_B / \lambda_0 > 1$, где λ_0, λ_B — длины волн регистрирующего и восстанавливающего излучений).

В настоящем сообщении рассматривается возможность использования этого метода для компенсации сферической абберации и в случае $\mu < 1$. Покажем, что эта задача может быть решена путем введения плоскопараллельной пластинки между точечным источником и фотопластинкой на стадии голографирования.

Для простоты рассмотрим случай осевой голограммы точечного источника с плоской опорной волной. На рисунке приведена схема расположения голограммы опорного и сигнального пучков при голографировании.

Из рисунка находим

$$\frac{\rho_{\alpha_c}}{R_{\alpha_c}} = \operatorname{tg} \alpha_c, \quad (1)$$

$$R_{\alpha_c} = R + \Delta R_{\alpha_c}, \quad (2)$$

где R, R_{α_c} — расстояние от голограммы до мнимого изображения точечного источника C , формируемого плоскопараллельной пластинкой в параксиальной области ($\rho \rightarrow 0$) и для лучей, идущих под углом α_c соответственно. Из рисунка и соотношения (2) видно, что в сигнальный пучок вводится с помощью плоскопараллельной пластинки продольная сферическая абберация ΔR_{α_c} , выражение для которой можно записать в виде [3]

$$\Delta R_{\alpha_c} = -\frac{d}{2n} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \operatorname{tg}^2 \alpha_c, \quad (3)$$

где n — показатель преломления материала пластинки на длине волны голографирования. Для осевой голограммы при ее восстановлении справедливы следующие соотношения

$$\frac{\rho_{\alpha_n}}{R_n} = \operatorname{tg} \alpha_n, \quad (4)$$

$$\sin \alpha_n = \mu \sin \alpha_c, \quad (5)$$

где R_n — расстояние от голограммы до восстановленного изображения, α_n — угол дифракции светового пучка, падающего на голограмму на расстоянии ρ_{α_n} от ее центра. Исключая α_n из (4) и (5) и подставляя в полученное выражение значение $\rho_{\alpha_c} = \rho_{\alpha_n}$ с учетом (2) и (3), получим

$$\frac{1}{R_n} = \frac{\mu}{\left[R - \frac{d}{2n} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \operatorname{tg}^2 \alpha_c \right] \left[1 + \left(1 - \mu^2\right) \operatorname{tg}^2 \alpha_c \right]^{1/2}}. \quad (6)$$

При $\rho \rightarrow 0$ (для параксиальной зоны голограммы) (6) принимает вид

$$\frac{1}{R_n} = \frac{\mu}{R_n}. \quad (7)$$

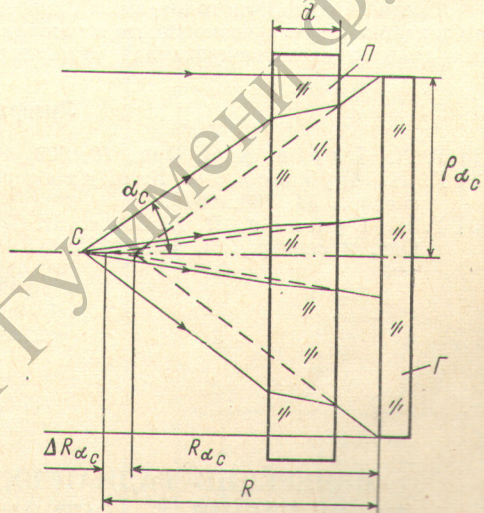


Схема регистрации голограммы.

C — источник сигнального пучка, Π — компенсирующая пластинка, Γ — голограмма, α_c — апертурный угол, ρ — радиус голограммы для данного угла, d — толщина компенсирующей пластинки, ΔR_{α_c} — величина продольной сферической абберации.

В случае полной компенсации сферической абберации голограммы должно выполняться условие

$$\frac{1}{R_n} = \frac{1}{R_n} \cdot \quad (8)$$

Для небольших апертурных углов α_n из (6), (7), и (8) можно получить соотношение

$$R_n = \frac{d}{\mu n} \frac{1 - \frac{1}{n^2}}{1 - \mu^2}, \quad (9)$$

связывающее фокусное расстояние голограммной линзы R_n с толщиной компенсирующей пластинки d , ее показателем преломления на длине волны голографирования n и величиной μ . Полученная при таких условиях голограммная линза свободна от сферической абберации при использовании излучения длины волны $\lambda = \lambda_0 \mu$.

С целью экспериментальной проверки приведенных выше выводов были изготовлены две осевые голограммы точечного источника с плоской опорной волной. Одна из этих голограмм (Γ_1) была получена с использованием, а другая (Γ_2) — без использования компенсирующей пластинки. Характеристики голограмм были: $R_n = 27$ мм, $2\rho_{\max} = 10$ мм, $\lambda_0 = 632.8$ нм, $\lambda_n = 546$ нм.

Заметим, что дифракционный предел разрешения для таких голограмм $\delta = 1.5$ мкм. Толщина компенсирующей пластинки была определена из (9): при $n\lambda_0 = 1.5146$, $d = 18$ мм. Для обеих голограмм были определены предельные разрешения δ на длине волны $\lambda_n = 546$ нм. Эти величины оказались равными: $\delta = 1.5$ мкм для голограммы Γ_1 и $\delta = 2.2$ мкм — для голограммы Γ_2 .

Таким образом, для голограммы Γ_1 достигнут дифракционный предел разрешения, что свидетельствует о возможности изготовления описанным выше способом голограммных линз со скомпенсированной сферической абберацией при $\mu < 1$.

Литература

- [1] J. N. Latta. Appl. Opt., 10, 609, 1971.
- [2] Г. Н. Буйнов, Р. К. Гизатуллин, К. С. Мустафин. Опт. и спектр., 34, 768, 1973.
- [3] Г. Н. Буйнов, И. Е. Кит, К. С. Мустафин, М. И. Саврасова. Опт. и спектр., 38, 159, 1975.

Поступило в Редакцию 9 сентября 1975 г.

УДК 539.194 : 546.17

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ $C^3\pi_n$ МОЛЕКУЛЫ N_2 И $V^2\Sigma_n^+$ МОЛЕКУЛЫ N_2^+ МЕТОДАМИ СДВИГА ФАЗ И ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ

А. Л. Ошерович и В. Н. Горшков

Экспериментальное определение времен жизни электронных состояний молекул является основным источником информации об этом важном параметре. Это обусловлено тем, что теоретическое вычисление времени жизни возбужденного состояния молекулы весьма трудно.

Измерение времени жизни состояния $C^3\pi_n$ молекулы азота представляло интерес в связи с тем, что в опубликованных данных различных авторов имеется значительный разброс величин ($27 \div 49$ нс), который выходит за пределы погрешностей измерений.

В данной работе измерения были проведены двумя независимыми методами, а именно методом сдвига фаз и многоканальным методом задержанных совпадений. В обоих случаях использовалась одна и та же камера возбуждения с трехсеточной электронной пушкой с оксидным катодом.

Определение времен жизни методом сдвига фаз проводилось по схеме, описанной в работе [1]. Частота модулирующего напряжения была равна 2 МГц. В качестве опорного уровня использовался уровень $2p_1$ Ne I (переход $2s_2 \rightarrow 2p_1$, $\lambda 5852 \text{ \AA}$), время жизни которого хорошо известно. Из камеры возбуждения излучение выделялось монохроматором СД-1 и регистрировалось фотумножителем ФЭУ-39.

При измерении времен жизни возбужденных состояний многоканальным методом задержанных совпадений длительность возбуждающих импульсов составляло $60 \div 100$ нс при частоте повторения 200 кГц. В измерительной установке преобразователь