

# О ДИФРАКЦИОННОМ ИЗМЕНЕНИИ СДВИГА НУЛЯ В КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Е. Д. Масленок и Д. К. Мынбаев

Частота биений  $f_6$  кольцевого лазера (КЛ) может быть представлена в виде

$$f_6 = K_0 + K_1\Omega + K_{-1}\Omega^{-1}, \quad (1)$$

где  $\Omega$  — измеряемая угловая скорость,  $K_{-1}$  — коэффициент нелинейности,  $K_1$  — масштабный коэффициент,  $K_0$  — сдвиг нуля, представляющий собой сумму коэффициентов, из которых в данной работе будет рассмотрен один  $K_{0g}$ , обусловленный дифракционными явлениями в КЛ.

Постановка задачи заключается в следующем. Мы полагаем, что в момент включения КЛ резонатор полностью съюстирован, и вследствие разогрева он начинает равномерно расширяться. Тогда из-за совместной работы систем стабилизации периметра (ССП) и стабилизации мощности (ССМ) в КЛ последовательно происходит следующее: резонатор КЛ разъюстируется вследствие компенсирующего движения зеркала, установленного на пьезокерамике, поэтому увеличиваются дифракционные потери  $\varepsilon_g$ , уменьшается усиление за проход  $G$ , что приводит к уменьшению мощности излучения; увеличивается ток разряда для поддержания мощности излучения на заданном уровне, что вызывает увеличение как общего усиления активной среды  $g$ , так и усиления за проход  $G$ .

Отметим, что усиление  $g$  обусловлено только инверсной населенностью, а усиление за проход  $G$ , учитывающее разъюстировку резонатора, — взаимодействием поля генерации и активной среды. Цель работы состоит в расчете величины изменения  $K_{0g}$ , вызванной изменением усиления и потерь за проход.

Рассмотрим четырехзеркальный резонатор КЛ со сферическим зеркалом радиуса  $R$  и с «квадратичной» средой, частично заполняющей резонатор. В работах [2, 3] показано, что дифракционное расщепление частот встречных волн в КЛ связано с нелинейностью активной среды, конкретно различие пространственных распределений встречных волн вызывает различие соответствующих коэффициентов усиления, что приводит к рассматриваемому эффекту. Согласно [2], дифракционное расщепление частот для резонатора, близкого к конфокальному, будет много меньше, чем для резонатора, близкого к концентрическому или плоскому, и может быть представлено в виде

$$K_{0g} = \frac{\varepsilon}{48} \frac{\eta c}{L} \frac{(N_p G_{\text{пор}})^2 l' g_0 (2z'_0 - 1) (1 - g_0)}{(1 - g_0^2)^{3/2}} \left[ 1 - \frac{N_p p_0^2(z'_0)}{6\sqrt{1 - g_0^2}} \right], \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  — потери за проход,  $G_{\text{пор}}$  — пороговое усиление,  $\eta$  — превышение усиления над потерями. Остальные обозначения  $l'$ ,  $z'_0$ ,  $N_p$ ,  $p_0^2(z'_0)$ ,  $g_0$  соответствуют обозначениям работы [2] и, являясь геометрическими характеристиками конкретного резонатора, будут для такового постоянными:  $l' = L_a/L$ ,  $z'_0 = z_0/L$ ,  $N_p = L/ka_p^2$ ,  $p_0^2(z'_0) = 1 - 2z'_0(1 - z'_0)(1 - g_0)$ . Поэтому для конкретного КЛ выражение (2) можно переписать в виде

$$K_{0g} = A (G - \varepsilon) \varepsilon^2; \quad A = \text{const}. \quad (3)$$

Изменение величины дифракционного расщепления, вызванное изменением усиления  $G$  и потерь  $\varepsilon$  при совместной работе ССМ и СПП, можно определить методами теории чувствительности.

Это изменение запишется так

$$\Delta K_{0g} = |A\varepsilon^2| \Delta G + |2AG\varepsilon - 3A\varepsilon^2| \Delta\varepsilon. \quad (4)$$

В изменение усиления вносят вклад два эффекта: вследствие разъюстировки резонатора уменьшается усиление за проход  $G$ , увеличиваются дифракционные



потери  $\varepsilon_g$ , а вследствие поддержания мощности излучения постоянной увеличивается усиление активной среды  $g$ . В момент включения КЛ мощность излучения равна [1]

$$I_0 = \frac{J_0 C_0^2 G_0 - \varepsilon_0}{J_1 C_0^4 G_0},$$

а после разогрева при совместной работе ССП и ССМ получим

$$I_1 = \frac{J'_0 C_1^2 G_1 - \varepsilon_1}{J'_1 C_1^4 G_1},$$

где  $J'_0, J'_1, J_0, J_1$  — интегралы перекрытия, учитывающие пространственное пересечение инверсной населенности и поля генерации основной моды  $TEM_{00g}$  [1].

Можно показать, что  $J'_0 = J_0 + \Delta J_0$ ,  $J'_1 = J_1 + \Delta J_1$ . Учитывая, что  $I_0 = I_1$ , можно найти относительное изменение усиления за проход

$$\frac{\Delta G}{G} = 1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \left[ 1 - \frac{\Delta J_1}{J_1} \left( \frac{\eta'}{\eta_{пор}} - 1 \right) + \frac{\Delta J_0}{J_0} \frac{\eta'}{\eta_{пор}} \right]; \quad \eta' = \frac{G}{\varepsilon}. \quad (5)$$

Увеличение потерь за проход определим следующим образом [1]

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + 2 \rho_1 \rho_2 \rho_3 \rho_4 \varepsilon_g \frac{R^2 k^2}{1 - g_0^2} \sum_i \varphi_i^2 = \varepsilon_0 + \Delta \varepsilon, \quad (6)$$

где сохранены обозначения указанной работы. Как видно,  $\Delta G/G$  зависит от  $\Delta \varepsilon$ , а следовательно, от  $\sum_i \varphi_i^2$ , где  $\varphi_i$  — угол разбюстировки луча, падающего на  $i$ -зеркало. В случае нормального смещения зеркала, установленного на пьезокерамике, углы разбюстировки  $\varphi_i$  будут функцией величины перемещения пьезокерамики  $\omega$  [1]

$$\varphi_1 = \frac{\omega \sqrt{2}}{4l_2}, \quad \varphi_2 = \frac{\omega \sqrt{2}}{4l_1}, \quad \varphi_3 = \frac{\omega \sqrt{2}}{4l_2}, \quad \varphi_4 = \frac{\omega \sqrt{2}}{4l_1}, \quad (7)$$

где  $l_1$  и  $l_2$  — длины плеч резонатора.

Подставляя (7) в (6), а (5) и (6) в (4), найдем искомое изменение сдвига нуля в зависимости от перемещения пьезокерамики. На рисунке представлены зависимости изменения относительного дифракционного сдвига нуля  $\Delta K_{0g}/K_{0g}$  и масштабного коэффициента  $\Delta K_1/K_1$  (последняя зависимость построена по результатам работы [1]) от величины  $\omega$ . Для КЛ с параметрами

$$\begin{aligned} a_p &= 1.75 \cdot 10^{-3} \text{ м} & g_0 &= 0.64 & G &= 1.2 \cdot 10^{-2} \\ p_0^2(z'_0) &= 0.93 & L &= 1 \text{ м} & \varepsilon &= 10^{-2} \\ l' &= 0.6 & l_1 &= 0.3 \text{ м} & \varepsilon_g &= 10^{-3} \\ z'_0 &= 0.1 & l_2 &= 0.2 \text{ м} & p_x &= 4.4 \cdot 10^{-4} \text{ м} \\ N_p &= 0.03 & \frac{\eta'}{\eta_{пор}} &= 1.2 & p_y &= 4.0 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \end{aligned}$$

полагая  $\omega = 5 \cdot 10^{-6}$  м, получим  $\Delta K_{0g} = 6.5 \cdot 10^{-5}$  гц.

Относительное изменение дифракционного сдвига нуля при  $K_{0g} = 2.7 \cdot 10^{-4}$  гц равно  $\Delta K_{0g}/K_{0g} = 2.4 \cdot 10^{-1}$ . Полученные результаты можно практически использовать с целью внесения поправки в величины  $K_0$  и  $K_1$ .

Авторы благодарны Э. Е. Фрадкину за полезные обсуждения и советы.



- [1] Е. Д. Масленок, Д. К. Мынбаев, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 54, 1983.  
 [2] В. Ф. Бойцов, Т. А. Мурина, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 36, 539, 1974.  
 [3] В. Ф. Бойцов. Опт. и спектр., 44, 550, 1978.

Поступило в Редакцию 25 декабря 1981 г.

УДК 535.34 : 537.531 : 546.11

## СЕЧЕНИЕ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ОБЛАСТИ 70—200 эВ

В. И. Алавердов и Е. Р. Подоляк

Точные данные о спектральной зависимости сечения [фотопоглощения молекулярного водорода] крайне необходимы для большого круга задач, связанных с изучением лабораторной плазмы, космического излучения, с созданием фотоионизационных детекторов различных типов и т. п.

В работе [1] приведены результаты измерений сечений фотопоглощения водорода в области 27—59 эВ. Точность измерений  $\approx 10\%$ . Данные в области 151—277.4 эВ получены в работе [2]. Полная погрешность оценена в 2—3%. В работе использовался коммерческий водород (чистота 99.98%) без дополнительной очистки. Наконец в [3] получены значения сечений в интервале 109—398.4 эВ. Чистота использованного газа 99.9%. Однако в области 59—150 эВ литературные данные отсутствуют (кроме единственной точки 109 эВ [3]).

В данной работе впервые измерены сечения фотопоглощения в области энергий фотонов 70—150 эВ. Измерения сечения фотопоглощения водорода проводились на рентгеновском спектрометре РСЛ-400 [4]. Для этого была использована специальная система напуска водорода с отдельным каналом откачки. Наличие последнего позволило производить откачку водорода из рабочей кюветы без нарушения вакуума в приборе и, следовательно, без изменения режима работы рентгеновской трубки. Кювета длиной 95.6 мм с окнами из нитроцеллюлозы была размещена в вакуумном объеме прибора между приемной щелью и детектором рентгеновского излучения. В качестве детектора применялся каналовый умножитель ВЭУ-6 с фотокатодом CsJ. Все измерения проводились на характеристических линиях ( $AlL_{II, III}, BaN_{V, O_{III}}, LaN_{IV, V, O_{II, III}}, RbM_{\xi}, SrM_{\xi}, Yb_{\xi}, ZrM_{\xi}, MoM_{\xi}$ ). Учет фона тормозного и рассеянного излучения производился в предположении равенства его интенсивности среднему арифметическому значению в двух симметричных относительно линии точках.

В расчете сечений использовалась формула

$$\sigma = \frac{T}{273} \frac{1013.2}{P} \frac{\ln \frac{I_0}{I}}{l N_L} \cdot 10^{22}, [\text{Мб}],$$

где  $T$  — абсолютная температура водорода, [K];  $P$  — давление водорода, [Па];  $l$  — длина пути излучения в поглотителе, [м];  $N_L$  — число Лошмидта,  $I_0$  и  $I$  — интенсивности падающего и прошедшего через газ излучения соответственно.

Для исключения влияния сморщивания пленок нитроцеллюлозы на окнах кюветы измерение поглощения в каждом эксперименте производилось при двух сильно отличающихся давлениях водорода, а для расчетов сечения использовалась их разность. При этом меньшее давление выбиралось достаточ-