

## АСИММЕТРИЯ ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА, ВЫЗВАННАЯ СТОЛКНОВЕНИЯМИ

*А. Р. Кристаллов, Л. А. Мельников и В. В. Тучин*

Предложен упрощенный метод теоретического учета асимметрии контура выходной мощности, основанный на модели статистически независимых типов столкновений. Результаты расчета по полученным приближенным формулам хорошо согласуются с другими вариантами теоретического описания и с результатами точного счета на ЭВМ. В рамках разумных приближений расчетные значения параметра асимметрии согласуются с экспериментальными.

1. В ряде экспериментальных работ [1-4] была обнаружена асимметричная зависимость мощности излучения лазера от частоты, которую авторы связывали с асимметрией линии излучения активного атома вследствие столкновений. Основанием для такого предположения служило то, что другие явления, способные породить асимметрию (наличие примесного изотопа активных атомов, тепловая линза среды, генерация на смежных уровнях и т. п.), были по возможности исключены или учтены при обработке экспериментальных данных.

Учет асимметрий контура усиления лазера и ее количественная оценка необходимы прежде всего при решении задач стабилизации характеристик выходного излучения, а также при исследовании возможности создания эталонных и образцовых источников когерентного излучения. Кроме того, исследование асимметрии, вызванной столкновениями, может представлять определенный интерес для спектроскопии газоразрядной плазмы как возможный путь определения параметров столкновений атомов активной среды газового лазера.

Во всех экспериментальных работах предпринимались попытки теоретического объяснения наличия асимметрии линии излучения газового лазера. В частности, в теоретических построениях [3] за основу была принята теория Лэмба [5], а именно выражение для интенсивности излучения  $I(\nu - \omega)$ , в которое была введена эмпирическая константа  $\Delta_a$ , описывающая смещение максимума интенсивности линии генерации вследствие асимметрии контура усиления,

$$I(\nu - \omega) \sim [\Omega_T^2 - (\Omega - \Delta_a)^2] \left[ 1 + \frac{\gamma_{ab}^2}{\gamma_{ab}^2 + \Omega^2} \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $\Omega = (\nu - \omega)$  — расстройка частоты генерации  $\nu$  относительно центра контура усиления  $\omega$ ;  $\Omega_T$  — расстройка, необходимая для срыва генерации при заданном уровне возбуждения;  $\gamma_{ab}$  — лоренцовская ширина линии рабочего перехода  $a \rightarrow b$ . Более последовательно введена асимметрия в теории Раутиана [6], где она является следствием статистической связи между изменениями скорости активного атома и фазы его излучения в результате столкновения. На основе теории [6] в работе [7] было построено следующее выражение для асимметричного контура линии излучения лазера:

$$I(\nu) \sim \left[ \frac{x-1}{x} - \left( \frac{\nu - 2\Delta_2}{Ku} \right)^2 \right] \left[ 1 + \frac{\gamma_{ab}^2}{\gamma_{ab}^2 + \nu^2} \right]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $x$  — уровень относительного возбуждения;  $Ku$  — параметр доплеровской ширины линии  $\Delta\nu$  ( $Ku \approx 0.6\Delta\nu$ ), где  $K$  — волновой вектор излучения, а  $u$  — наиболее вероятная тепловая скорость атома;  $2\Delta_2$  — параметр, ответственный за асимметрию линии, который в соответствии с [6] возрастает с ростом давления в активном элементе лазера.

Отметим, что соотношение (2) сводится к выражению (1), если в соответствии с [5] положить  $\xi_T^2 = (\Omega_T/Ku)^2 = (x-1)/x$ . Тогда мы можем записать  $\Delta_a = 2\Delta_2$ .

Однако статистическая зависимость между ударным и доплеровским уширением [6] не является единственно возможным механизмом возникновения асимметрии. В работе [8] предложена несколько отличная от [6] модель столкновений, в рамках которой асимметрия появляется без предположения статистической связи между доплеровским и ударным уширением. Традиционное разделение упругих ван-дер-ваальсовских столкновений на отклоняющие (столкновения, изменяющие скорость активных атомов) и фазосдвигающие (столкновения, приводящие к сбоям фазы излучения) дополняется в [8] разбиением фазосдвигающих столкновений на «ближние» и «дальние», первые из которых рассматриваются в ударном приближении, а вторые — в статистическом пределе. Все рассмотренные в [8] типы столкновений полагаются статистически независимыми, а ответственность за асимметрию несут дальние столкновения.

В настоящей работе мы используем модель столкновений [8] для получения количественных оценок асимметрии выходных характеристик газового лазера. Как будет показано далее, описание на основе [8] не только качественно согласуется с описаниями [3, 6, 7], но и позволяет конкретизировать характер зависимости параметра асимметрии от давления, достаточно хорошо согласуясь с экспериментальными данными.

2. Предлагаемый метод приближенного учета влияния дальних фазосдвигающих столкновений на выходные характеристики одномодового газового лазера состоит в следующем. Коэффициенты Лэмба  $\alpha$ ,  $\sigma$ ,  $\beta$  и  $\rho$ , описывающие соответственно усиление, дисперсию и насыщение в активной среде лазера, линейно выражаются через действительную и мнимую части интегралов [8, 9]

$$J(\mu) = iKu \int_0^{\infty} d\tau' \exp\{-\mu\tau'\} \Delta(\tau') \Gamma^-(\tau'), \quad (3)$$

$$J(\mu_1\mu_2) = iKu\gamma_a\gamma_b \sum_{a=a, b}^{\infty} \int_0^{\infty} d\tau' \int_0^{\infty} d\tau'' \int_0^{\infty} d\tau''' \times \\ \times \exp\{-\mu_1\tau' - \gamma_a\tau'' - \mu_2\tau'''\} \Delta(\tau'', \tau''', \tau') \Gamma^{\pm}(\tau'', \tau''', \tau') \quad (4)$$

где  $\Delta$  и  $\Gamma^{\pm}$  — характеристические функции отклоняющих и фазосдвигающих столкновений соответственно;  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$  — параметры распада верхнего ( $a$ ) и нижнего ( $b$ ) рабочих уровней;  $\mu = (\eta + i\xi)$ , где  $\eta = \gamma_{ab}/Ku$ ,  $\xi = (\omega - \nu)/Ku$ ;  $\mu_1$  и  $\mu_2$  принимают значения  $\mu$  и  $\mu^*$ ; временные интервалы  $\tau' = (t - t')$ ,  $\tau'' = (t' - t'')$  и  $\tau''' = (t'' - t''')$  положительны. В силу статистической независимости типов столкновений в [8] изменение частоты за счет фазосдвигающих столкновений  $\Delta\omega(t)$  и соответствующую характеристическую функцию  $\Gamma^{\pm}$  можно записать в следующем виде:

$$\Delta\omega(t) = \Delta\omega_c(t) + \Delta\omega_d(t), \quad \Gamma^{\pm} = \Gamma_c^{\pm} \Gamma_d^{\pm}, \quad (5)$$

где индекс «с» соответствует ближним, а «d» — дальним столкновениям. Распределение вероятностей для сдвигов частоты при дальних столкновениях  $\Delta\omega_d$  найдено в [8]

$$P(\Delta\omega_d) = \begin{cases} 2\pi^{-1/2} \Gamma(\Delta\omega_d)^{-3/2} \exp\left\{-\frac{1}{2} \Gamma^2(\Delta\omega_d)^{-1}\right\}, & \Delta\omega_d > 0, \\ 0, & \Delta\omega_d \leq 0 \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\Gamma^2 = \frac{8}{9} \pi^3 B \bar{p}^2. \quad (7)$$

Здесь  $\hbar \bar{p}^2 B$  — энергия взаимодействия активного атома с ближайшим соседним атомом, расстояние до которого  $\bar{p}^{-1}$ ;  $B = (B_a - B_b)$  — разность постоянных Ван-дер-Ваальса для лазерных уровней. Используя (6), можно записать  $\Gamma_{\bar{a}}^{\pm}(\tau')$  в виде интеграла Фурье

$$\Gamma_{\bar{a}}^{\pm}(\tau') = \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega_{\bar{a}}) P(\Delta\omega_{\bar{a}}) \exp\{\mp i\Delta\omega_{\bar{a}}\tau'\}, \quad (8)$$

а также в аналогичной форме можно записать  $\Gamma^{\pm}(\tau''', \tau'', \tau')$ , используя полученное в [8] соотношение  $\Gamma_{\bar{a}}^{\pm}(\tau''', \tau'', \tau') = \Gamma_{\bar{a}}^{\pm}(\tau' \pm \tau''')$ .

Подставив (8) в (3)–(4) с учетом (5), мы приходим к выводу, что в случае, когда известны выражения для коэффициентов Лэмба, не учитывающие дальние столкновения, этот учет можно провести путем формальной замены  $\xi \rightarrow (\xi + \Delta\omega_{\bar{a}}/Ku)$  с последующим интегрированием полученных выражений по  $\Delta\omega_{\bar{a}}$  с весовой функцией (6). При проведении интегрирования следует учесть, что влияние асимметрии, согласно (6), может четко проявиться лишь на достаточном удалении от центра линии, и потому можно с достаточной степенью точности полагать встречающуюся в выражениях для коэффициентов Лэмба [8, 9] функцию  $L(\eta, \xi) = [\eta^2 + \xi^2]^{-1}$ , не изменяющуюся при учете дальних столкновений. Кроме того, встречающуюся в этих выражениях функцию  $\exp\{-\xi^2\}$  можно для  $|\xi| < 1$  представить в виде степенного ряда и проводить интегрирование, учитывая вклад дальних столкновений, только для степеней  $\xi$ .

Тогда с учетом дальних столкновений в выражениях для коэффициентов Лэмба происходят следующие изменения:

$$\xi \rightarrow (\xi + I_1), \quad \xi^2 \rightarrow (\xi^2 + 2I_1\xi + I_2), \quad \xi^3 \rightarrow (\xi^3 + 3I_1\xi^2 + 3I_2\xi + I_3) \text{ и т. д.}, \quad (9a)$$

где интегралы  $I_n$  имеют вид

$$I_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\Gamma^2}{Ku}\right)^n \int_0^{\infty} d\omega \omega^{n-3/2} \exp\left\{-\frac{1}{2} \Gamma^2 \omega^{-1}\right\}. \quad (9b)$$

Все интегралы (9б) сводятся к  $\Gamma$ -функции отрицательного полуцелого индекса.

Следуя [8], положим

$$\bar{p} = \text{const } p = \bar{p}(1 \text{ тор}) p. \quad (10)$$

Теперь, используя значения параметров из [8] —  $B = 6.32 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$ ,  $\bar{p}(1 \text{ тор}) = 2.59 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , — мы получаем  $\Gamma^2 = 1.15 \cdot 10^5 p^2 \text{ Гц}$ . При таких значениях параметров для  $Ku = 10^9 \text{ Гц}$  имеем  $I_1 : I_2 : I_3 : \dots \sim 10^{-3} : 10^{-8} : 10^{-13} : \dots$ , т. е. для численных оценок асимметрии при достаточном удалении от центра линии можно ограничиться учетом лишь одного параметра дальних столкновений  $I_1 \equiv I$ . Тогда учет дальних столкновений сводится к следующим изменениям в выражениях для коэффициентов Лэмба [8, 9]:

$$\xi \rightarrow (\xi + I), \quad \xi^2 \rightarrow \xi(\xi + 2I), \quad \xi^3 \rightarrow \xi^2(\xi + 3I) \text{ и т. д.}, \quad (11)$$

где интеграл  $I$  в соответствии с принятыми численными значениями параметров составляет величину

$$I \approx 0.39 \cdot 10^{-3} p^2. \quad (12)$$

Используя развитую методика учета влияния дальних столкновений, мы можем получить формулу для выходной интенсивности однододового лазера, аналогичную (1) и (2),

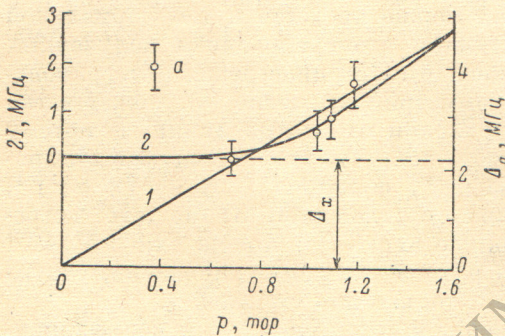
$$I(\omega - \nu) \sim [\xi^2 - (\xi + 2I)^2] \left[1 + \frac{\eta^2}{\eta^2 + \xi^2}\right]^{-1}. \quad (13)$$

Смена знака при параметре асимметрии  $2I$  в (13) по сравнению с (1) обусловлена чисто формальными причинами: в (1) используется расстройка  $(\nu - \omega)$ , а мы, следуя [8], ввели в (3)–(4) расстройку вида  $(\omega - \nu)$ . Из сравнения (1), (2) и (13) следует

$$\Delta_a = 2\Delta_2 = 2I. \quad (14)$$

Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными затрудняется тем, что количественные оценки асимметрии в известной нам литературе практически отсутствуют. Например, результаты [7] позволили лишь утверждать, что при  $p \sim 1$  тор  $\Delta_a \ll 3$  МГц. Исключение составляет работа [3], экспериментальные данные которой приведены на рисунке. В [3] была принята линейная аппроксимация зависимости  $\Delta_a$  от давления:  $\Delta_a = (2.5 \pm 0.7)$  МГц/тор, хотя последовательность экспериментальных точек (см. рисунок) обнаруживает заметную тенденцию к нелинейному росту с давлением. Причина возможной неточности интерпретации экспериментальных данных в [3] может заключаться в неучтенном

вкладе в асимметрию за счет примесного изотопа  $\text{Ne}^{22}$ . В работе [7], где исследования проводились на чистом изотопе  $\text{Ne}^{20}$  (обогащение 99.99%), бы-



Зависимость параметра асимметрии от давления.

$a$  — экспериментальные значения из [3];  
1 — линейная аппроксимация, принятая в [3]; 2 — расчет на основе (12).

ла обнаружена не изменяющаяся с давлением асимметрия, которую авторы [7] не могли объяснить иначе, чем остаточным загрязнением активной среды изотопом  $\text{Ne}^{22}$  (содержание которого  $\sim 0.1\%$ ). В работе [3] использовался изотоп  $\text{Ne}^{20}$  с обогащением 99.9%, и потому здесь также могло сказаться явление, обнаруженное в [7]. Если предположить наличие не зависящего от давления вклада в асимметрию  $\Delta_x$ , то расчетные значения параметра асимметрии  $2I$  [см. (12)] совпадают с экспериментальными данными по крайней мере не хуже, чем прямая, использованная авторами [3] (см. рисунок, где величина  $\Delta_x$  полагается равной значению  $\Delta_a$ , измеренному в [3] для  $p \approx 0.7$  тор).

3. Рассмотрим методику экспериментального наблюдения асимметрии и количественной оценки ее параметров. В работе [7] непосредственно снимался контур выходной мощности лазера, а за величину асимметрии принималось отношение величин двух максимумов в зависимости  $I(\nu)$  [см. (2)]. При этом количественной оценки величины асимметрии авторы [7] не проводили, а значение параметра асимметрии  $2\Delta_2$  находили путем подбора такого его значения, при котором теоретическая кривая наилучшим образом укладывается на снятый экспериментально контур мощности. Аналогичным образом проводилось исследование асимметрии и в ранних работах [1, 2, 4]. Отметим, что методика [7] пригодна скорее для фиксации наличия асимметрии, а получение количественных оценок здесь довольно затруднительно.

В отличие от [7] в работе [3] для определения параметра асимметрии измерялся сдвиг центра провала Лэмба и максимума контура при малых уровнях возбуждения относительно центра доплеровски уширенной рабочей линии лазера. При этом центр линии фиксировался с помощью реперного лазера с поглощающей ячейкой, заполненной изотопом  $\text{Ne}^{20}$  (99.9%) при давлении  $p \approx 0.1$  тор. Величина измеряемого сдвига оказалась непосредственно связанной с параметром асимметрии  $\Delta_a$

$$\Omega_{\max} \approx \frac{2\Delta_a}{2 - (\Omega_T/\gamma_{ab})^2} \quad \text{или} \quad \Omega_{\min} \approx \frac{2\Delta_a}{(\Omega_T/\gamma_{ab})^2 - 2}. \quad (15)$$

При исследовании дисперсионной характеристики газового лазера [9] за величину асимметрии можно принять разность расстояний боковых нулей характеристики от центрального нуля  $\Delta \xi_0$ . Используя выражения для коэффициентов Лэмба из [8, 9] с заменой (11), мы получаем

$$\Delta \xi_0 \approx 2I \left\{ 1 + \frac{5\eta}{2\sqrt{\pi}(2+\theta)} \right\} \approx 2I, \quad (16)$$

где  $\theta$  — параметр, характеризующий вклад столкновений в ударную ширину и постоянные распады уровней [8]. Сравнение результатов расчета  $\Delta \xi_0$  по обоим вариантам приближенной формулы (16) с результатами расчета на ЭВМ (с точностью  $10^{-6}$ ) по полным формулам [8, 9] [с заменой (11)] показало, что даже при  $p=2$  тор расхождение в обоих случаях не превышает 3–4%. Таким образом, при использовании предлагаемой методики количественной оценки асимметрии дисперсионной характеристики мы можем непосредственно получить численное значение параметра асимметрии  $2I$ .

4. В практическом приложении рассматриваемые в данной работе вопросы в наибольшей степени касаются проблемы разработки капиллярных лазеров. Известно [10], что для He—Ne лазеров оптимальный режим работы соответствует условию  $p \cdot r \approx 0.2$  тор·см ( $r$  — радиус газоразрядной трубки лазера). Следовательно, в случае малых значений  $r=0.05 \div 0.1$  см значения оптимального давления составляют  $p=4-2$  тор. С ростом давления довольно быстро возрастает асимметрия:  $2I \approx 3.5$  МГц ( $p=2$  тор),  $2I = 13$  МГц ( $p=4$  тор). Поэтому выходные характеристики излучения лазера с узкой трубкой могут быть существенно искажены, что в свою очередь может привести к ухудшению работы систем стабилизации и других устройств, где применяются такие лазеры. Заметим, что асимметрия выходных характеристик, вызванная столкновениями, в He—Ne лазере может быть устранена путем варьирования изотопического состава активной среды [11]. В связи с этим малогабаритные кольцевые лазеры, использующие 50%-ю смесь изотопов Ne при значительном общем давлении (4–6 тор) [12], должны, по-видимому, заполняться при соотношении компонент смеси изотопов, несколько отличном от 50%.

#### Литература

- [1] A. Szoke, A. Javan. Phys. Rev. Lett., 10, 521, 1963.
- [2] R. Bennett et al. Appl. Phys. Lett., 5, 56, 1964.
- [3] С. Н. Багаев, Ю. Д. Коломников, В. П. Чеботаев. В сб.: Тр. Сиб. НИИ метрологии, вып. 9. Новосибирск, 1971.
- [4] P. W. Smith. Appl. Phys., 37, 2089, 1966.
- [5] У. Лэмб. В сб.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. «Мир», М., 1966.
- [6] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН СССР, 43, 3, 1968.
- [7] Г. А. Михненко, Е. Д. Проценко. В сб.: Вопросы теории атомных столкновений. Атомиздат, М., 1970.
- [8] V. Guorffu, M. Vorenstein, W. E. Lamb. Phys. Rev., 169, 340, 1968.
- [9] Л. Л. Алексеева, В. А. Седелникэв, В. В. Тучин. Изв. вузов, радиофизика, 14, 1336, 1971.
- [10] W. H. Seelig. J. Appl. Math. and Phys., 25, 727, 1974.
- [11] T. Ohta, J. Serin, T. Ogawa. Opto-electron., 6, 433, 1974.
- [12] F. Aronowitz et al. IEEE J. Quant. Electron., 10, 201, 1974.

Поступило в Редакцию 28 декабря 1978 г.