

# ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОНСТАНТ ПЕРЕХОДА $3s_2-2p_4$ НЕОНА ПО КРОССНАСЫЩЕНИЮ БЕГУЩИХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Г. А. Строковский и Э. Е. Фрадкин

В газовом лазере взаимодействие бегущих волн обнаруживает как черты неоднородности (провалы «Беннета» на фоне гауссовой линии усиления), так и черты однородности в виде общего оседания контура линии усиления, так что самонасыщение волн описывается выражением ( $\varphi$  — однородная часть насыщения)

$$\beta = \beta_0 (1 + \varphi). \quad (1)$$

Однородное насыщение обусловлено диффузией возбуждения в пространстве скоростей (ДВПС), главным образом из-за пленения резонансного излучения на переходе с верхнего рабочего уровня в основное состояние [1, 2]

$$\varphi = 2\sqrt{\pi} \eta \left(1 + \frac{\gamma_a}{\gamma_b}\right)^{-1} \xi (1+r), \quad \eta = \frac{\gamma_{ab}}{ku}, \quad (2)$$

$$\xi = \frac{\sigma}{1-\sigma}, \quad \sigma = \kappa \gamma \gamma_a^{-1}. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$  — ширины верхнего и нижнего рабочих уровней,  $\gamma_{ab}$  — однородная полуширина линии излучения,  $\gamma$  — вероятность спонтанного распада верхнего уровня в основное состояние,  $\kappa$  учитывает степень пленения в кювете с усиливающей средой,  $r$  учитывает вклад в ДВПС от резонансных соударений в неоне (при парциальных давлениях неона 0.2—0.5 тор, обычных для He—Ne лазера, концентрация атомов неона в основном состоянии  $N_0$  мала и величиной  $r \approx (1 \div 5) \cdot 10^{-2}$  можно пренебрегать).

Известны работы, где однородная часть насыщения в усиливающей среде определялась по исследованию формы линии поглощения пробной волны [3], либо формы лэмбовского провала в мощности одномодовой генерации на фоне гауссовой линии усиления в линейном лазере [4].

В кольцевом лазере на чистом изотопе при большом межмодовом интервале существуют однонаправленные режимы генерации одной, двух и трех мод, симметрично расположенных на линии усиления. Полная интенсивность генерации однонаправленных волн в этих режимах, рассчитанная в третьем порядке теории возмущения, выражается линейной функцией превышения усиления над порогом, причем угловые коэффициенты этих функций, нормированные на самонасыщение, выражаются в этих режимах соответственно

$$\left. \begin{aligned} K_1 = 1, \quad K_2 = \frac{2}{1+x}, \quad z = \frac{1-x}{1-\bar{x}}, \\ K_3 = \frac{4z-1}{2z(1+x)-1} - m \frac{z(2z-1)}{[2z(1+x)-1]^2}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $m$  — коэффициент, учитывающий комбинационные взаимодействия однонаправленных волн трех мод; коэффициенты кросснасыщения однонаправленных волн соседних мод  $x$  и мод через одну  $\bar{x}$ , нормированные на самонасыщение, имеют вид

$$x_{ml} = \frac{\chi_{ml}}{\beta} = \frac{\varphi + (1+g)L\left(\frac{\mu_m - \mu_l}{2}\right)}{\varphi + 1}, \quad (5)$$

где  $\mu_i$  — нормированная на  $\gamma_{ab}$  расстройка волны « $i$ » относительно центра линии усиления,  $L(\mu)$  — функция Лоренца. Видно, что интерпретация экспериментальных зависимостей интенсивностей однонаправленной генерации в одно-, двух- и трехмодовом режимах на основе выражений (4), (5) позволяет определить  $\gamma_{ab}$  и  $\varphi$

$$\gamma_{ab} = \frac{\Delta}{2\rho}, \quad \varphi = \frac{x - (1-g)L\left(\frac{\Delta}{2\gamma_{ab}}\right)}{1-x}, \quad (6a)$$

$$\rho^2 = U + \sqrt{U^2 + \frac{\Delta q}{4(1-z)}}, \quad U = \frac{4(z + \Delta q) - 1}{8(1-z)}, \quad (6b)$$

и с помощью (2), (3) рассчитать константу пленения  $\sigma$  ( $\Delta q$  в (6 б) учитывает модуляционную часть кросснасыщения однонаправленных волн).

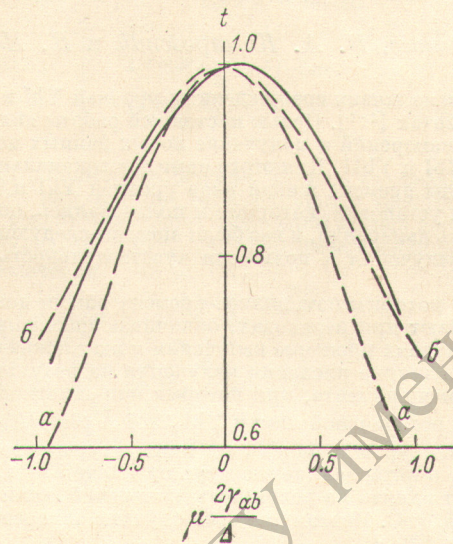
Определение спектроскопических характеристик изотопа неона таким способом было проведено в He—Ne кольцевом лазере (межмодовый интервал  $\Delta = 220$  МГц, кювета ОКГ-13 с капилляром 1.3 мм была наполнена смесью изотопов  $^{20}\text{Ne}$  и  $^3\text{He}$  в соотношении 1 : 7 при полном давлении 1.9 тор, обогащение изотопов не хуже 99.85%)



на переходе  $3s_3-2p_4$ . Экспериментальные зависимости от накачки для интенсивности однонаправленной генерации графически аппроксимировались прямыми линиями (отклонение от линейности не превышало 3% в широкой области изменения превышения  $0 \leq \alpha_0 \leq 0.25$ ). Усредненные по 30 диаграммам, угловые коэффициенты этих прямых, взятые, согласно (4), в масштабе углового коэффициента одномодового режима, составили для двух- и трех- модового режимов соответственно:  $K_2=1.183 \pm 3\%$  и  $K_3=1.357 \pm 3\%$ .

Расчитанные по этим значениям из (4) коэффициенты кросснасыщения составили  $x=0.69$  и  $\bar{x}=0.49$ , и из (6а), (6б) получили значения  $\gamma_{ab}=126$  МГц и  $\varphi=0.48$ . Вычисление  $\gamma_{ab}$  производилось на ЭВМ последовательными приближениями, так как модуляционная поправка  $\Delta q$  сама зависит от  $\gamma_{ab}$  (в нашем приборе  $|\Delta q| \approx |q| \approx 4\%$ ).

Было проведено сравнение полученных результатов с тем, что получается из исследования зависимости от накачки суммарной интенсивности генерации встречных



волн одной моды в области лэмбовского провала ( $t(\mu)$  — коэффициент кросснасыщения встречных волн одной моды)

$$I = \frac{\alpha_0}{\beta} K_1^*, \quad K_1^* = \frac{2}{1+t(\mu)}, \quad t(\mu) = \frac{\varphi + L(\mu)}{\varphi + 1}. \quad (7)$$

Для такого сравнения проводилась обработка семейств экспериментальных зависимостей (7), где аргументом была расстройка средней частоты генерации  $\mu$ , а  $\alpha_0$  — параметр семейства. Обработка семейства проводилась следующим образом: для фиксированных значений  $\mu$  строились зависимости  $I$  от  $\alpha_0$ , которые аппроксимировались прямыми линиями, согласно (7), и находились их угловые коэффициенты в масштабе углового коэффициента для центра линии усиления (на центре линии усиления  $\bar{\gamma}_1^* = 1$ ). На рисунке приведена зависимость  $t(\mu)$ , построенная по результатам такой обработки (сплошная линия), и теоретические зависимости (штриховая линия), расчитанные при  $\gamma_{ab}=126$  МГц без учета неоднородного насыщения (а) и для  $\varphi=0.48$  (б). Удовлетворительное согласие экспериментальной зависимости с расчетной при  $\varphi=0.48$  (расхождение  $< 5\%$  и некоторая асимметрия могут быть отнесены за счет нелинейных свойств пьезокерамики, использованной для перестройки частоты генерации) свидетельствует о совпадении между собой результатов, полученных по исследованию кросснасыщения однонаправленных и встречных волн. Отметим, что методика исследования  $t(\mu)$  кросснасыщения встречных волн в этой работе представляет собой исследование лэмбовского провала, свободное от влияния гауссовой формы линии усиления изотопа неона.

Расчитанная из (2), (3) с полученными таким образом величинами  $\gamma_{ab}$  и  $\varphi$  константа пленения оказалась  $\varepsilon=0.59$  (согласно работе [3],  $\varepsilon=0.75$ , в работах [5, 6]  $\varepsilon=0.4$  при давлении 1.9 тор и  $\varepsilon=0.5$  при 2.9 тор), т. е. качественно согласуется с результатами других работ. Полученная в нашей работе величина  $\gamma_{ab}$  согласуется с общепринятыми значениями  $\Gamma_0 \approx 10$  МГц и  $\partial \Gamma / \partial p = 60$  МГц/тор в формуле  $\gamma_{ab} = \Gamma_0 + p (\partial \Gamma / \partial p)$ .

#### Литература

- [1] С. Г. Раутиан. ЖЭТФ, 51, 1176, 1966.
- [2] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 1090, 1970.
- [3] И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, С. Г. Раутиан, Н. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 58, 1243, 1970.
- [4] Ю. А. Матюгин, А. С. Проворов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 63, 2043, 1972.



- [5] В. М. Ермаченко. В сб.: Квантовая электроника, 134, 1973.  
 [6] Г. А. Михненко, Е. Д. Проценко. В сб.: Вопросы теории атомных столкновений. Атомиздат, 1970.

Поступило в Редакцию 23 марта 1978 г.

УДК 539.184.52 : 546.668

## РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ YbI и YbII

К. Б. Благоев, В. А. Комаровский и Н. П. Пенкин

Радиационные времена жизни возбужденных уровней YbI и YbII измерялись различными методами в работах [1-7]. Целью настоящей работы является уточнение существующих результатов измерений и получение новых данных по временам жизни возбужденных состояний YbI и YbII. Для этого нами многоканальным методом задержанных совпадений измерены времена жизни ряда уровней YbI и YbII.

Экспериментальная установка, которой мы пользовались, описана в статьях [8, 9]. Чтобы повысить точность измерений, в нее были внесены следующие изменения: усовершенствован источник излучения и повышена чувствительность измерительной части установки.

Ряд линий YbI, по которым измерялись времена жизни возбужденных состояний атома иттербия, возникают при переходах, оканчивающихся на его основном состоянии  $4f^{14}6s^21S_0$ . В этих случаях пленение излучения может исказить результаты измерений. Чтобы исключить влияние пленения излучения на результаты измерений, выбирались такие условия эксперимента, при которых оно заметной роли не играло. Для этого по самой сильной резонансной линии YbI 3988 Å ( $6s6p^1P^{\circ} - 6s^21S_0$ ) изучалась зависимость времени жизни уровня  $6s6p^1P^{\circ}$  от температуры оторстка с иттербием. Измерения  $\tau$ , проведенные в интервале температур от 430 до 550° С, показали, что пленение излучения начинает влиять на результаты измерений, если температура оторстка с металлом превышает 520° С. Поэтому во всех случаях измерения производились при температурах, меньших 520° С.

Таблица 1

Времена жизни возбужденных уровней YbI

$\lambda$ , Å	Переход, см <sup>-1</sup>	Классификация	Настоящая работа, $\tau$ , нс
5720.01	27678—45155		$14 \pm 1$
5556.48	0—17992	$6s^2 1S_0 - 6s6p^3P^{\circ}q$	$850 \pm 80$
3987.98	0—25068	$6s^2 1S_0 - 6s6p^1P^{\circ}q$	$5.8 \pm 0.8$
3770.40	17288—43805		$15 \pm 1$
3464.36	0—28857	$6s^2 1S_0 - 5d6s^2 [7/2, 7/2]$	$15 \pm 1$
2671.98	0—37415	$6s^2 1S_0 - 6s7p^3P^{\circ}q$	$82 \pm 6$
2464.49	0—40564	$6s^2 1S_0 - 6s7p^1P^{\circ}q$	$9.8 \pm 0.6$
2271.82	0—44018	$6s^2 1S_0 - 6s8p^1P^{\circ}q$	$47 \pm 4$

Результаты наших измерений приведены в табл. 1. Сравнение наших данных с данными, полученными другими авторами методом пучка и пленки [6] и методом пересечения уровней [1, 3, 4, 7], а также с нашими ранними измерениями [2, 5], выполненными методом крюков и полного поглощения и методом задержанных совпадений, указывает на их хорошее согласие между собой.

Полученные нами времена жизни возбужденных уровней YbI позволили уточнить значения  $f_{абс}$  спектральных линий атома иттербия, относительные значения которых ( $f_{отн.}$ ) измерялись нами ранее методом крюков [2]. Для этого с помощью  $\tau$  пяти уровней YbI был вычислен коэффициент перевода  $f_{отн.}$  к  $f_{абс}$ . Он оказался равным  $(133 \pm 7) \times 10^{-3}$ .

Как видно из табл. 1, в нашей работе измерены  $\tau$  возбужденных уровней, принадлежащих к трем первым членам серии  $6snp^1P^{\circ}q$ . Известно [10, 11], что для одной и той же серии уровней в некоторых атомах хорошо выполняется зависимость  $\tau = cn^{\alpha}$ , где  $c$  и  $\alpha$  — константы, а  $n^*$  — эффективное главное квантовое число. Представляло интерес проверить, выполняется ли это соотношение для атома иттербия. На рис. 1 представлен график зависимости  $\lg \tau$  от  $\lg n^*$  для серии  $6snp^1P^{\circ}q$ . Кружочками отмечены наши данные, а крестиками — результаты, которые были рассчитаны из  $f_{абс}$ , измерен-