

($k \parallel \langle 001 \rangle$) представлена на рис. 2. Точками обозначены экспериментальные данные; сплошная линия представляет кривую, синтезированную из спектра фурье-разложения экспериментальной зависимости с учетом нулевой, второй и четвертой угловых гармоник: именно эти спектральные компоненты определяют НОА в кристаллах класса $42m$ (см. формулу (1)). Установлено, что величины амплитуд нулевой, второй и четвертой гармоник соотносятся между собой, как 3:8:21. Таким образом, основной вклад в эффект нелинейного вращения плоскости поляризации света в тригаллате серебра на длине волны $\lambda = 0,532$ мкм вносит анизотропия нелинейного поглощения ($N=4$). Полученные данные позволяют рассчитать следующие нелинейные восприимчивости:

$$\text{Im} \{ \chi_{XXXX}^{(3)} - 3\chi_{XXYY}^{(3)} \} = (0,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ CGSE},$$

$$\text{Re} \{ \gamma_{XXYZ}^{(3)} \} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-18} \text{ CGSE},$$

$$\text{Re} \{ \gamma_{XYYZ}^{(3)} \} = - (0,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-19} \text{ CGSE}.$$

Экспериментальная ошибка определяется преимущественно точностью измерения абсолютного значения интенсивности возбуждающего излучения. Заметим, что в отличие от кристаллов симметрии цинковой обманки ($43m$) [13] в AgGaS_2 ($42m$) имеется компонента самоиндуцированной НОА, обусловленная пространственной дисперсией нелинейности, не зависящая от ориентации кристалла (нулевая гармоника спектра). При больших плотностях энергии световой волны (порядка 1 ГВт/см^2) нелинейное поглощение и НОА оказывают значительное влияние на условия распространения света, что необходимо учитывать при использовании AgGaS_2 в качестве рабочих элементов нелинейно-оптических устройств.

Авторы выражают благодарность Р. С. Задояну за консультации по технике поляризационных измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bhar C., Smith R. C. // IEEE J. of Quant. Electron. 1974. QE-10. P. 546.
 [2] Kurecek P. J., Chemla D. S., Schwartz C. A. // IEEE J. of Quant. Electron. 1974. QE-10. P. 540. [3] Hanna D. C., Rampal V. V., Smith R. C. // Opt. Comm. 1973. 8. P. 151-153. [4] Elsaesser T., Seilmeier A., Kaiser W. // Appl. Phys. Lett. 1984. 44. P. 383-385. [5] Hobden M. V. // Acta Cryst. 1968. A24. P. 676.
 [6] Yeh P. // Appl. Opt. 1982. 21. P. 4054-4058. [7] Miller A. // Phys. Rev. 1973. B8. P. 5902-5908. [8] Влох О. Г., Царик А. В., Некрасова И. М. // Укр. физ. журн. 1983. 9. С. 1334-1338. [9] Elsaesser T., Davies P. H., Hulme K. F., Robertson D. S. // J. Phys. C. 1970. 3. P. L83. [10] Влох О. Г., Головей М. И., Царик А. В. // Укр. физ. журн. 1982. 4. С. 595-598. [11] Желудев Н. И., Петренко А. Д. // Кристаллография. 1984. 29. С. 1045-1053. [12] Задоян Р. С. Нелинейная поляризационная спектроскопия кристаллов: канд. дис. М. (МГУ), 1986. [13] Dubenskaya M. G., Zadoyan R. S., Zheludev N. I. // J. Opt. Soc. Am. 1985. 2B. P. 1174-1178.

Поступила в редакцию
26.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 621.378.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВЕРХНЕГО ЛАЗЕРНОГО УРОВНЯ $\text{Ag II } 4p^2 D_{5/2}$ ПО СПОНТАННОЙ ЭМИССИИ НА СМЕЖНОМ ПЕРЕХОДЕ

Л. Е. Гринь, О. С. Зарослова, С. С. Карталева, В. В. Лебедева,
 А. И. Одинцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

В работах [1, 2] для исследования времени жизни верхних лазерных уровней в плазме был использован метод, основанный на измерении мощности генерации лазера и спонтанной эмиссии на одном и том же переходе. Регистрация спонтанной эмиссии при этом производится через боковую стенку трубки. Такие измерения всегда сопровождаются значительными погрешностями, возникающими из-за поглощения излучения стенками трубки, неоднородности радиального распределения эмис-

сии, а в ряде случаев из-за особенностей конструкции трубки они вообще невозможны.

Данные о времени жизни верхнего лазерного уровня можно получить, используя спонтанную эмиссию на переходе, смежном с лазерным. Различие длин волн генерирующего перехода ($m-n$) и смежного ($m-l$) позволяет разделить их с помощью спектрального прибора и измерить мощность генерации и спонтанное излучение в одном направлении — по оси трубки.

Заселенности общего верхнего уровня m при наличии генерации N_m и при ее отсутствии N_m^0 связаны со скоростью накачки уровня S_m соотношениями

$$S_m = N_m \gamma_m + P, \quad S_m = N_m^0 \gamma_m, \quad (1)$$

где γ_m — вероятность распада уровня, P — мощность генерации, снимаемая с единицы объема среды, выраженная числом квантов в секунду (предполагается, что скорость накачки верхнего уровня не меняется при включении генерации). Из (1) получаем

$$P = (N_m^0 - N_m) \gamma_m. \quad (2)$$

Величина $\Delta N = N_m^0 - N_m$, представляющая собой уменьшение заселенности уровня m при включении генерации, пропорциональна уменьшению интегральной интенсивности ΔI спонтанной линии смежного перехода $m-l$. (Предполагается, что на этом переходе отсутствует реабсорбция излучения.) Поэтому вместо (2) можно написать

$$\gamma_m = cP/\Delta I, \quad (3)$$

где c — коэффициент, не зависящий от параметров плазмы. Измеряя одновременно величины P и ΔI , можно исследовать изменение скорости распада γ_m в зависимости от условий разряда. Отметим, что зависимость (3) получается и в рамках более строгого подхода, основанного на решении уравнений для матрицы плотности трехуровневой системы [3].

В эксперименте обычно регистрируется излучение из всего объема разрядной трубки. В этом случае соотношение (3), в которое вместо P и ΔI подставляются интегральные по объему величины, дает значение γ_m , являющееся некоторым средним по сечению лазерного луча и длине трубки. В описываемом ниже эксперименте получаемые значения γ_m относятся к приосевой области разряда.

Нами экспериментально изучалось изменение формы контура спонтанной линии $\lambda = 422,8$ нм ($4p^2D_{5/2} - 4s^4P_{3/2}$) иона аргона под действием генерации на смежном переходе $\lambda = 488$ нм ($4p^2D_{5/2} - 4s^2P_{3/2}$) при различных параметрах плазмы лазера. Результаты экспериментов попутно позволили получить данные об изменении скорости распада верхнего уровня $4p^2D_{5/2}$ в зависимости от условий разряда.

Спонтанное излучение линии $\lambda = 422,8$ нм, выходящее из лазерной трубки (диаметр капилляра 2,5 мм, длина 45 см) через одно из зеркал резонатора, направлялось на сканируемый давлением интерферометр Фабри—Перо с расстоянием между пластинами 1 см, далее на дифракционный монохроматор, фотоприемник и регистрировалось самописцем. Во время записи контура линии $\lambda = 422,8$ нм генерация $\lambda = 488,0$ нм (мода TEM_{00}) периодически прерывалась механическим путем. Верхняя огибающая промодулированной части регистраграммы (рис. 1) представляет собой контур спонтанной линии в отсутствие генерации, нижняя огибающая — контур линии в присутствии генерации, а разница их определяет профиль провала, возникающего в контуре спонтанной линии 422,8 нм под действием генерации на переходе 488,0 нм в одночастотном (а) и многочастотном (б) режимах генерации, причем площадь провала пропорциональна величине ΔI^* . Исследования проводились при давлениях аргона от 0,07 до 1 мм рт. ст. и величине тока разряда от 10 до 18 А. В процессе экспериментов при всех давлениях мощность генерации P поддерживалась постоянной.

На рис. 2 показаны результаты, полученные при измерениях в многочастотном режиме. По оси абсцисс даны значения концентрации электронов, найденные по полупырической формуле [4]

$$N_e = \frac{1}{R} [10^{14} p R - 3 \cdot 10^8 (j R - 160 \sqrt{p R})^2],$$

справедливой в области $15 < j R < 300$ А/см и $0,03 < p R < 1$ Тор·см. В этой формуле N_e в см⁻³, R — радиус разрядной трубки в см, p — давление в Тор, j — плотность тока разряда в А/см². Кривая на графике нормирована так, чтобы величина γ_m при $N_e \rightarrow 0$ совпала с величиной $\gamma_m^0 = 1 \cdot 10^8$ с⁻¹, соответствующей вероятности радиационного распада в отсутствие столкновений [5]. Из графика видно, что при увеличении

* Величина ΔI может измеряться и путем регистрации интегральной интенсивности линии до и после включения генерации.

N_e до $1 \cdot 10^{14}$ см⁻³ скорость распада уровня возрастает от $1 \cdot 10^8$ до $2,5 \cdot 10^8$ с⁻¹ и, следовательно, время жизни сокращается с 10 до 4 нс. Полученные цифры согласуются с данными [1, 2], а также с результатами работы [6], в которой время жизни уровня $4p^2D_{5/2}$ измерено по насыщению мощности генерации в синхронизованном режиме.

Таким образом, по нашим данным, при $N_e = 10^{14}$ см⁻³ столкновительные процессы в плазме дают добавку к величине радиационной скорости распада уровня $4p^2D_{5/2}$, равную $1,5 \cdot 10^8$ с⁻¹. Для сравнения этой величины с теоретическими оценками примем во внимание два самых сильных канала дезактивации уровня $4p^2D_{5/2}$ элек-

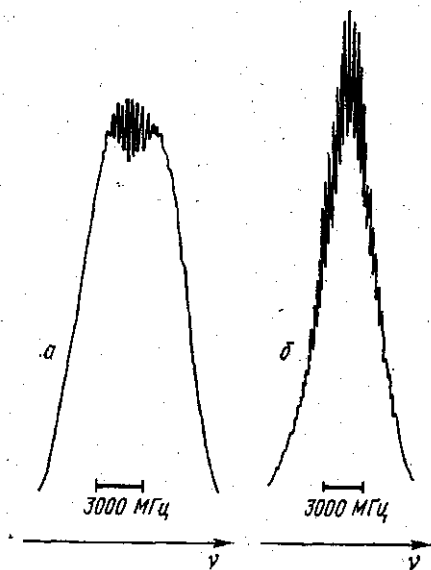


Рис. 1. Интенсивность спонтанного излучения линии $\lambda = 422,8$ нм при модуляции добротности резонатора до срыва генерации на смежном переходе $\lambda = 448,0$ нм в одночастотном (а) и многочастотном (б) режимах

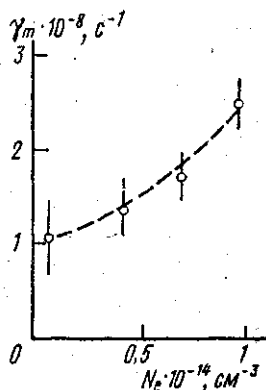


Рис. 2. График изменения скорости распада уровня $4p^2D_{5/2}$ с ростом концентрации электронов в плазме

тронами, а именно $4p \rightarrow 4s$ и $4p \rightarrow 3d$ [7]. Используя теоретические сечения столкновительных электронных переходов $\langle \sigma_e v_e \rangle_{4p \rightarrow 4s} = 7,7 \cdot 10^{-7}$ см³/с и $\langle \sigma_e v_e \rangle_{4p \rightarrow 3d} = 2 \times 10^{-7}$ см³/с, приведенные в [7] для условий, близких к нашим, находим, что скорость дезактивации электронами при $N_e = 10^{14}$ см⁻³ составляет 10^8 с⁻¹. Из этого следует, что наблюдаемая в эксперименте зависимость скорости распада уровня $4p^2D_{5/2}$ от условий разряда может быть объяснена влиянием электронных соударений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Королев Ф. А. и др. // Журн. прикл. спектр. 1969. 11, № 2. С. 351—354.
 [2] Владимирова Н. М., Коньков И. Д., Ровинский Р. Е., Чебуркин Н. В. // ЖЭТФ. 1969. 57, № 11. С. 1506—1512. [3] Попов А. К. Введение в нелинейную спектроскопию. Новосибирск, 1983. [4] Овсепян Ю. И. // Тр. ФИАН. 1984. 145. С. 3—78. [5] Логинов А. В., Груздев П. Ф. // Опт. и спектр. 1978. 44, № 5. С. 845—850. [6] Аполлонский А. А., Донин В. И., Тимофеев Т. Т., Шапиро Д. А. // Квант. электроника. 1986. 13, № 1. С. 123—127. [7] Китаева В. Ф., Одинцов А. И., Соболев Н. Н. // УФН. 1969. 99, № 3. С. 361—416.

Поступила в редакцию
18.08.86