

висимости положения полос, подсчет коэффициента поглощения — позволяют связать эти полосы с ионами хлора, причем вместо явного расщепления длинноволновой полосы, ожидаемого вследствие спин-орбитального взаимодействия, наблюдается асимметрия этой полосы. Из литературы [9] известно, что хлорид тетраметиламмония при комнатной температуре находится обычно в гидратированном состоянии, и поэтому можно предположить, что аномалия его спектра обусловлена этим состоянием.

Спектры иодидов моно- и диметиламмония показывают сложный характер и не обнаруживают четкого расщепления даже при температуре жидкого азота. Природа этого явления пока не ясна.

Следует заметить, что в некоторых случаях в коротковолновой области (вблизи 6.7 эВ) наблюдалось уменьшение интенсивности поглощения (артефакт), и поэтому необходимо в дальнейшем продолжить исследования с применением вакуумного спектрофотометра.

Литература

- [1] J. E. Eby, K. J. Teegarden, D. B. Dutton. *Phys. Rev.*, **116**, 1099, 1959.
- [2] H. Yamashita. *J. Phys. Soc. Japan*, **29**, 1391, 1970.
- [3] M. F. C Ladd. *Zeit. Phys. Chem.*, **72**, 91, 1970.
- [4] M. Stamler. *J. inorg. nucl. Chem.*, **29**, 2221, 1967.
- [5] Z. K. Frevel, H. W. Rinn, H. C. Anderson. *Ind. Eng. Chem.*, **18**, 83, 1946.
- [6] А. П. Мамедов, Л. Я. Панова, Б. М. Алиев, Н. М. Керимов. XI Европ. конгр. по молек. спектр. Таллин, 28 мая—1 июня 1973 г. Тез. докл., Таллин, 1973.
- [7] J. Tsau, D. F. R. Gilson. *J. Phys. Chem.*, **72**, 4082, 1968.
- [8] G. Stühmer, E. Rieflin. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **6**, 329, 1973; *Opt. Commun.*, **6**, 247, 1972; **9**, 103, 1973.
- [9] I. Dufourq, Y. Haget-Bouilland, N. B. Chanh, B. Lemaucseau. *Acta cryst., Sect. B*, **28**, 1305, 1972.

Поступило в Редакцию 19 июля 1976 г.

УДК 537.525

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА ИМПУЛЬСА СУПЕРИЗЛУЧЕНИЯ НЕОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАЗМОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

В. С. Егоров, Н. М. Зацерковнюк и И. Г. Вольфовский

Ранее нами сообщалось [1, 2] о наблюдении эффекта сильного нелинейного поглощения при взаимодействии короткого импульса суперизлучения Ne (переход $2p_{\sigma} - 1s_{\sigma}$, $\lambda = 614.3$ нм, $\tau = 5$ нс) с резонансно-поглощающими метастабильными атомами Ne (уровень $1s_{\sigma}$), возникающими в послесвечении мощного импульсного разряда в смеси Ne—Ne ($p_{Ne} = 0.4$ тор, $p_{He} = 2$ тор). Просветление оптически плотной среды ($k_0 l \sim 10$) предположительно объяснялось нами как результат самоиндуцированной прозрачности.

Упомянутые работы продолжены нами на основе измененной экспериментальной методики. В качестве источника суперизлучения на длине волны Ne 614.3 нм использовался импульсный разряд в узком капилляре, с внутренним диаметром 0.25 мм и длиной 150 мм, позволяющий получать субнаносекундные импульсы света с хорошей временной и пространственной когерентностью [3]. Генерация возникает в диапазоне давлений $p = 1 \div 10$ тор и носит однонаправленный характер. Пиковая мощность импульсов суперизлучения, измеренная нами, имеет максимальное значение ~ 0.5 Вт.

Спектральный состав линии суперизлучения используемого нами источника исследовался с помощью интерферометра Фабри—Перо с распорным кольцом 30 мм. Эталон позволяет разрешать спектральный интервал в 160 МГц. В зависимости от давления в капилляре ширина линии излучения менялась от 600 до 1400–1500 МГц и определялась длительность импульса (0.8–1.7 нс). Нами обнаружено наличие сдвига максимума линии суперизлучения Ne с $\lambda = 614.3$ нм в длинноволновую сторону относительно максимума линии спонтанного излучения невозмущенного атома Ne. Величина сдвига зависит от давления в лазерной трубке и мощности генерации. Максимальное значение сдвига наблюдалось при $p = 4.7$ тор в капилляре и составляло величину 160 МГц. Природа сдвига в настоящий момент не ясна. Однако следует указать, что в условиях, используемых нами, возможно осуществление так называемого кооперативного сдвига частоты суперизлучения, описанного в [4].

При рассмотрении вопроса о пространственной когерентности суперизлучения нужно иметь в виду следующее. Поле излучения представляло собой одно яркое пятно с минимальной расходимостью $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ рад, что несколько превышает дифракционную. Это наблюдение находится в согласии с утверждением о том, что геометрические размеры капилляра соответствуют условиям возникновения лишь одной суперизлучательной моды.

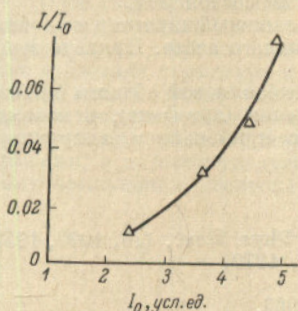


Рис. 1. Нелинейное поглощение импульса суперизлучения с шириной спектра 1200 МГц ($\tau_{\text{имп.}} \approx 0.8$ нс).

I_0 — интенсивность света на входе в поглощающую среду, I — на выходе из трубки поглощения.

Все вышеуказанное позволяет нам считать, что мы имеем дело с одноимодовым источником коротких когерентных импульсов света длительностью $\tau \geq 1/\Delta\nu_{\text{Доп.}}$. Такой взгляд на вопросы временной и пространственной когерентности используемого нами самозапирающегося лазера находится в соответствии с моделью источника суперизлучения, предложенной в работах [4, 5], в основе которой лежит предположение о когерентном распаде нескоррелированно-возбужденного состояния.

В наших опытах резонансно-поглощающей средой служили метастабильные атомы Ne (состояние $2p^53s^3P_2$), возникающие в положительном столбе тлеющего разряда. Трубка поглощения имела длину 600 мм и диаметр 10 мм. При рабочем давлении 3.3 тор и токе ≈ 6 мА концентрация метастабильных атомов по оценкам, основанным на работе [6], составляла $\sim 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$. Оптическая толщина поглощающего слоя $k_0 l \approx 4.5$.

Проведенные нами исследования обнаруживают сильное нелинейное поглощение короткого импульса когерентного света, сопровождающееся изменениями спектра импульса, сложным образом зависящими от его характеристик на входе в поглощающую среду. Наблюдение нелинейного эффекта иллюстрируется рис. 1, где показаны результаты измерения относительной интенсивности прошедшего света как функции ин-

тенсивности падающего на среду импульса. Изменения же спектра импульса иллюстрируются рис. 2. Случай *a* соответствует ширине линии суперизлучения $\Delta\nu = 1200$ МГц и сдвигу центральной частоты импульса суперизлучения в красную область спектра на 160 МГц. Случай *b* соответствует $\Delta\nu = 600$ МГц и отсутствию видимого отступления центральной частоты импульса суперизлучения от резонанса. В первом случае после прохождения через поглощающую среду импульс ослабляется приблизительно в 4 раза и наблюдается характерное расщепление спектра импульса с образованием интен-

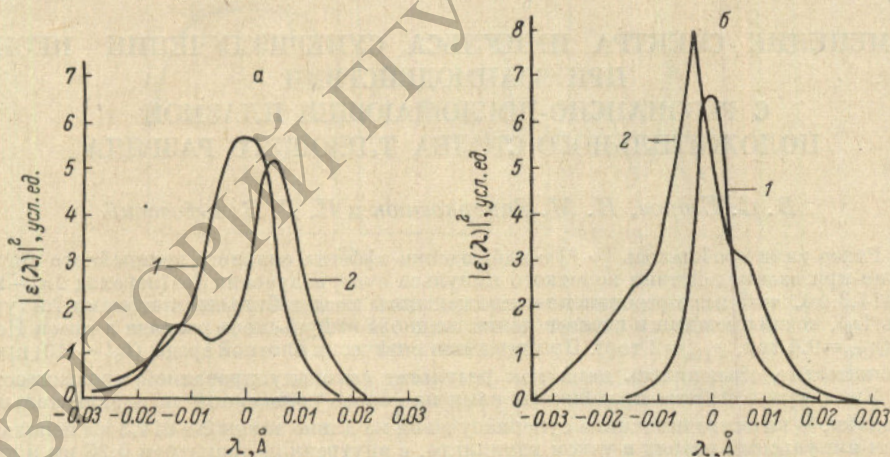


Рис. 2. Результат микрофотометрической обработки интерференционных колец суперизлучения Ne с $\lambda = 614.3$ нм, зарегистрированных до (кривая 1) и после (кривая 2) его взаимодействия с поглощающей средой для двух различных начальных условий взаимодействия.

a — $\Delta\nu \sim 1200$ МГц ($\tau_{\text{имп.}} \approx 0.8$ нс), *b* — $\Delta\nu \sim 600$ МГц ($\tau_{\text{имп.}} \approx 1.7$ нс).

ного максимума в длинноволновой области спектра, отстоящего от центра линии на 400 МГц. Во втором случае импульс поглощается в ~ 10 раз. В спектре импульса наблюдается образование острого пика, сдвинутого относительно центра линии в сторону больших частот на 200 МГц, и двух боковых максимумов, равноотстоящих от центрального пика. В обоих случаях в результате нелинейного поглощения происходит расширение общих границ спектра импульса.

На наш взгляд, экспериментальные результаты качественно могут быть поняты с точки зрения нелинейного когерентного взаимодействия поглощающего вещества с распространяющимся в нем импульсом суперизлучения. Действительно, оценки пока-

зывают, что в нашем случае длительность импульса много меньше, чем время фазовой памяти T_2 в поглощающей среде ($T_2 \sim 8$ нс). Спектр импульса суперизлучения и его пространственная структура (одна мода) также удовлетворяют условиям когерентного взаимодействия света и вещества. Вследствие этого наблюдаемые нами изменения спектра импульса суперизлучения должны быть связаны с его амплитудной и фазовой модуляцией [$7-10$], возникающей при таком процессе.

Литература

- [1] В. С. Егоров, Н. М. Зацерковнюк, А. А. Пастор, Г. А. Плехоткин. *Опт. и спектр.*, 30, 1170, 1974.
- [2] В. С. Егоров, Н. М. Зацерковнюк. Тез. I Всесоюзной конференции по световому эху, Казань, 1972.
- [3] Ф. А. Королев, А. И. Одинцов, И. Г. Туркин, В. В. Якунин. *Квантовая электроника*, 2, 413, 1975.
- [4] G. Bonifasio, R. Vanfi. *Phys. Rev. Lett.*, 33, 1259, 1974.
- [5] И. В. Соколов, Е. Д. Трифонов. *ЖЭТФ*, 67, 481, 1974.
- [6] Н. П. Пенкин. *Опт. и спектр.*, 2, 545, 1957.
- [7] M. D. Crisp. *Phys. Rev.*, A6, 1604, 1970.
- [8] С. М. Захаров, Э. А. Маныкин. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 37, 2179, 1973.
- [9] M. D. Crisp. *Appl. Opt.*, 11, 1124, 1972.
- [10] J. C. Diels, E. L. Hahn. *Phys. Rev.*, A8, 1084, 1973.

Поступило в Редакцию 11 октября 1976 г.

УДК 535.375.5

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ И ИНТЕГРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛИНИЙ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Г. П. Буян, В. Н. Леценко и В. Е. Погорелов

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал о концентрационных изменениях интенсивности линий в спектрах комбинационного рассеяния еще не получил удовлетворительной количественной теоретической интерпретации. Обычно при интерпретации концентрационных изменений рассеивающей способности учитывают изменение электрического поля, в котором находится молекула. Реже учитывают частичную когерентность комбинационного рассеяния. Однако в обоих случаях однозначного количественного совпадения теоретических и экспериментальных концентрационных зависимостей добиться не удается.

Исследования температурных изменений рассеивающей способности молекул и ширины соответствующих поляризованных линий комбинационного рассеяния свидетельствуют об определенной связи этих изменений. Так, как правило, с ростом температуры рассеивающая способность уменьшается [1], а ширина поляризованных линий увеличивается. Этот факт находится в противоречии с теорией рассеяния, учитывающей температурные изменения заселенности колебательных уровней [2].

Корреляцию рассеивающей способности (интегральной интенсивности) и ширины линий комбинационного рассеяния можно объяснить, если принять во внимание предположение о том, что ширина поляризованных линий комбинационного рассеяния определяется временем жизни возбужденных колебательных уровней, участвующих в переходе при комбинационном рассеянии [3].

Из квантовой теории взаимодействия излучения с веществом [4] следует, что вероятность комбинационного рассеяния зависит от ширины колебательных уровней, между которыми реализуется переход. Поэтому если справедливо предположение о природе ширины поляризованных линий комбинационного рассеяния, то упомянутую теорию целесообразно привлечь для объяснения корреляции между изменениями интенсивности и ширины поляризованных линий. Согласно этой теории, интегральная интенсивность I_∞ определяется соотношением

$$I_\infty = a_0 I_{\text{возб.}} A(\omega_{\text{возб.}}, \omega_{\text{рас.}}, M_{il} M_{lk}) F_k(t) B(T). \quad (1)$$

В этой формуле a_0 — комбинация универсальных физических постоянных, $I_{\text{возб.}}$ — интенсивность возбуждающего излучения, A — функция, которая определяется спектром возбуждающего и рассеянного излучения и некоторыми внутримолекулярными