

отношении A/R составляет $\leq 5\%$). Это свидетельствует о том, что при сильной накачке доминирующую роль в кинетике цикла играют релаксационные процессы в основном состоянии (действительно, для сопоставленных двух случаев матрицы релаксационных переходов между подуровнями $S_{1/2}$ -состояния и матрицы коэффициентов оптического поглощения этого состояния соответственно одинаковы). В этом смысле режим сильной накачки ($A/R > 10$) существенно отличается от режима слабой накачки ($A/R \ll 1$), при котором достижимая поляризация $\langle S_z \rangle$ существенно зависит от параметра смешивания в $P_{1/2}$ -состоянии [9].

Автор выражает благодарность Е. И. Дашевской за советы, высказанные при обсуждении работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Е. И. Дашевская, Ю. Л. Малинкевич. *Опт. и спектр.*, 49, 460, 1980.
- [2] M. Elbel, W. B. Schneider. *Physica*, 68, 146, 1973.
- [3] W. Harrer. *Rev. Mod. Phys.*, 44, 169, 1972.
- [4] J. P. Varrat, C. Cohen-Tannoudji. *J. Phys. Radium.*, 22, 329, 1961; 22, 443, 1961.
- [5] W. Harrer, A. C. Tam. *Phys. Rev.*, A16, 1877, 1977.
- [6] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, М., 1963.
- [7] В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. *Опт. и спектр.*, 33, 405, 1972.
- [8] B. R. Bulos, W. Harrer. *Phys. Rev.*, A4, 849, 1971.
- [9] Е. И. Дашевская, Е. А. Кобзева. *Опт. и спектр.*, 51, 589, 1981.

Поступило в Редакцию 5 марта 1981 г.

УДК 621.373 : 535+539.184.28

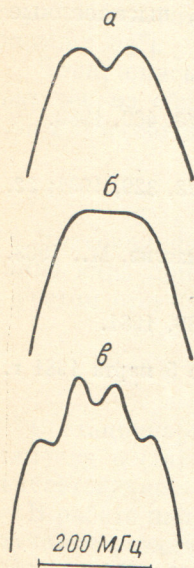
О НЕЛИНЕЙНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ЗЕЕМАНОВСКОГО МУЛЬТИПЛЕТА

И. П. Коновалов, Е. Д. Проценко и Е. С. Шабаев

Мультиплетная структура в аномальном эффекте Зеемана несет богатую информацию о свойствах квантовых состояний [1]. В ряде экспериментов достигнуто ее разрешение методами нелинейной лазерной спектроскопии для σ -компоненты двухфотонных переходов [2]. В настоящей работе впервые предложен и осуществлен способ разрешения мультиплета π -компоненты однофотонного перехода. Его суть в расщеплении лэмбовского провала мощности газового лазера, когда внешнее магнитное поле, наложенное на активную среду, параллельно электрическому вектору поляризованного лазерного излучения. При такой геометрии опыта в генерации участвуют только переходы без изменения магнитного квантового числа $\Delta m = 0$. Из теории Лэмба известно, что мощность газового лазера $\sim \alpha/\beta$, где α — усиление активной среды с учетом потерь, а β — насыщение усиления собственным полем. Можно показать, что при $\gamma \ll |\delta| \ll \nu_D$ (γ — однородная, ν_D — доплеровская полуширина перехода, $\delta = \Delta g \mu_B H$, Δg — разность факторов Ланде уровней, μ_B — магнетон Бора, H — напряженность магнитного поля) $\alpha(H) \approx \alpha(0)$ и особенности частотной формы мощности лазера определяет $\beta \sim 1 + \sum_{m=-j}^{m=j} a_m \gamma^2 / [\gamma^2 + (\omega - \omega_0 - m\delta)^2]$, где ω — частота генерации, ω_0 — центральная частота перехода, j — значение полного момента уровней (при $|j|=1$ — значение меньшего из двух полных моментов). Видно, что должно наблюдаться несколько провалов с шириной, определяемой γ , сдвинутых друг от друга по частоте на $|\delta|$. Их относительные веса $a_m \left(\sum_{m=-j}^{m=j} a_m = 1 \right)$ зависят как от полных моментов

уровней, так и от величины деполаризующих столкновений. Из теоретического расчета [3] следует, что при перемешивании m -подуровней столкновениями $a_0 \neq 0$ даже при равенстве полных моментов, когда в отсутствие столкновений переход $m=0 \rightarrow m=0$ запрещен. Поэтому в общем случае следует ожидать в расщепленном лэмбовском провале $2j+1$ -компонент как для переходов с $\Delta j = \pm 1$, так и с $\Delta j = 0$.

В эксперименте использовался одномодовый He—Ne лазер на 3.3922 мкм ($3s_2-3p_4, j=1 \rightarrow j=2$). Газоразрядная трубка с брюстеровскими окнами была помещена в зазор электромагнита так, что силовые линии магнитного поля параллельны электрическому вектору генерируемого излучения. Неоднородность магнитного поля по длине активной среды не более 1%. Поведение частотной зависимости мощности представлено осциллограммами. При $H=0$ наблюдается обычный провал Лэмба (кривая *a*). С ростом H он уширяется. Плоская вершина кривой δ объясняется тем, что расщепление компонент мультиплета еще недостаточно для их разрешения. Дальнейший рост H приводит к четкому разделению трех провалов (кривая *в*). Характерное расположение — не меняющий своего положения центральный и симметрично удаляющиеся от него с ростом H боковые — позволяет связать их с переходами $m=0 \rightarrow m=0$, $m=\pm 1 \rightarrow m=\pm 1$ соответственно, т. е. трактовать расщепление лэмбовского провала как прямое проявление аномального эффекта Зеемана.



Частотная зависимость мощности излучения лазера при $H=0$ (*a*), 300 (*б*), 450 (*в*) Э.

Очевидно, значение полученного результата для спектроскопии — это простой способ непосредственного измерения модуля разности g -факторов уровней переходов оптического диапазона. Известные экспериментальные значения g уровней $3s_2$ и $3p_4$ дают в среднем величину (0.11 ± 0.03) . Из нашего эксперимента следует $|\Delta g| = 0.11$ с погрешностью, не превышающей 10%. Точность измерений нетрудно повысить, применив технику двойной модуляции и синхронного детектирования.

Метод может быть развит путем использования лазеров с внутренней поглощающей ячейкой, помещенной в поперечное магнитное поле. Зеемановский мультиплет проявится в расщеплении пика мощности, который обычно контрастнее и уже лэмбовского провала. Эта схема позволит распространить метод на нелазерные переходы.

Л и т е р а т у р а

- [1] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. «Наука», М., 1977.
- [2] Нелинейная спектроскопия. Под ред. Н. Бломбергена. «Мир», М., 1979.
- [3] В. М. Ермаченко, А. Ч. Измайлов. Опт. и спектр., 46, 840, 1979.

Поступило в Редакцию 9 марта 1981 г.