

НАБЛЮДЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В ПРЕДЕЛАХ ОДНОРОДНОЙ ШИРИНЫ ЛИНИИ

Ю. А. Вдовин, В. М. Ермаченко, А. И. Попов, Е. Д. Проценко

В ряде теоретических работ для газовых, жидких и твердых сред [1 - 4] показано, что в сильном резонансном оптическом поле частотная зависимость усиления (поглощения) слабого поля на насыщаемом переходе содержит провал более узкий, чем однородная ширина линии. Его ширина определяется временами жизни уровней перехода [2]. Изучение указанных структур, во-первых, полезно для понимания физических процессов в лазере [1, 5], во-вторых, может дать эффективный способ определения времен жизни и других характеристик уровней.

Мы сообщаем здесь о наблюдении и качественном анализе тонкой структуры в насыщенной линии $5s^2 [1/2]_1^0 - 4p^2 [3/2]_2 \quad 3,3912 \text{ мкм}$.

Из приведенных ниже экспериментальных результатов следует, что влияние атомных столкновений на тонкую структуру насыщенной линии не может быть объяснено без учета вырождения уровней. Учет вырождения при наличии столкновений проведен только в работе [3] для перехода $J = 1 \rightarrow J = 0$. Так как в данной работе использован переход $J = 1 \rightarrow J = 2$, то был проделан расчет насыщенной линии усиления в третьем порядке теории возмущений с учетом деполаризующих столкновений для указанного перехода. При однонаправленном движении линейно-поляризованных волн сильного и слабого поля частотная зависимость усиления слабого поля $f(\Omega)$ в предельных случаях неоднородного и однородного уширения следующая:

$$f(\Omega) \propto \begin{cases} \exp\left[-\left(\frac{\Omega}{kv}\right)^2\right] - \frac{E^2 d^2}{1800} L_2 \gamma [B + b(\Omega)]; & kv \gg \gamma, & (1) \\ L_\gamma \left(1 - \frac{E^2 d^2}{900} [B + b(\Omega) L_\gamma]\right); & kv \ll \gamma, & (2) \end{cases}$$

где Ω - расстройка частоты слабого и сильного полей, последнее настроено на центр линии (ω_0); $L_x = x^2 / (\Omega^2 + x^2)$, E^2 - интенсивность сильного поля, d - модуль приведенного матричного элемента перехода, 2γ - однородная ширина перехода, k - волновой вектор, v - средняя тепловая скорость атома;

$$B = \begin{cases} B^{\uparrow\uparrow} = 100/\gamma_a^{(0)} + 2/\gamma_a^{(2)} + 60/\gamma_b^{(0)} + 42/\gamma_b^{(2)} & (3) \\ B^{\uparrow\downarrow} = 100/\gamma_a^{(0)} - 1/\gamma_a^{(2)} + 60/\gamma_b^{(0)} - 21/\gamma_b^{(2)} & (4) \end{cases}$$

$$b(\Omega) = \begin{cases} b^{\uparrow\uparrow}(\Omega) = L_{\gamma_a^{(o)}} 100/\gamma_a^{(o)} + L_{\gamma_a^{(2)}} 2/\gamma_a^{(2)} + L_{\gamma_b^{(o)}} 60/\gamma_b^{(o)} + L_{\gamma_b^{(2)}} 42/\gamma_b^{(2)}, \\ b^{\uparrow\downarrow}(\Omega) = L_{\gamma_a^{(1)}} 37,5/\gamma_a^{(1)} + L_{\gamma_a^{(2)}} 1,5/\gamma_a^{(2)} + L_{\gamma_b^{(1)}} 67,5/\gamma_b^{(1)} + \\ + L_{\gamma_b^{(2)}} 31,5/\gamma_b^{(2)}. \end{cases} \quad (5) \quad (6)$$

Знаками $\uparrow\uparrow$ и $\uparrow\downarrow$ указано взаимное положение плоскостей поляризации полей, $\gamma_a^{(o)}$, $\gamma_b^{(o)}$ — скорость распада верхнего и нижнего уровней, $\gamma_a^{(1)}$, $\gamma_a^{(2)}$, $\gamma_b^{(1)}$, $\gamma_b^{(2)}$ — константы, учитывающие деполаризующие столкновения [6]. При отсутствии столкновений $\gamma_a^{(1,2)} = \gamma_a^{(o)}$, с ростом давления константы $\gamma_a^{(1,2)}$ увеличиваются [7, 8]. Формулы (1), (2) даны в предположении $2\gamma \gg \min \gamma_a^{(o)}, \gamma_b^{(o)}$, что обычно для лазеров.

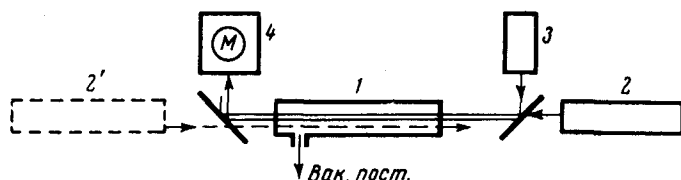


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — оптический квантовый усилитель, 2, 2' — насыщающий ОКГ 3 — ОКГ слабого сигнала, 4 — регистрирующая схема с осциллографом

В формулах (1), (2) члены $\sim B$ описывают известные эффекты насыщения — беннетовский провал (член $L_{2\gamma}$) в неоднородной линии и подобное уменьшение контура усиления однородной линии (2); кроме них в (1), (2) имеется узкий провал (член $b(\Omega)$), содержащий лоренцианы с шириной γ , чем 2γ .

При встречном движении волн тонкая структура существует, если $2k\nu \ll \min \gamma_a^{(o)}, \gamma_b^{(o)}$, что возможно в твердых и жидких средах [4], но в газах мало вероятно. В нашем случае зависимость $f(\Omega)$ для встречного движения волн получим из (1), (2) положив $B(\Omega) = 0$ и заменяя B на $B/2$. Последнее означает, что при встречном движении волн усиление слабого поля насыщается медленнее, чем при однонаправленном движении, что совпадает с выводом работы [9].

Наблюдение рассмотренной тонкой структуры проведено с помощью установки, показанной на рис. 1.

Линия усиления ОКУ (1) насыщалась линейно-поляризованным излучением частоты $\approx \omega_0$ от лазера (2) и исследовалась слабым полем от ОКГ (3). Частота ОКГ (3) перестраивается в пределах $\approx \omega_0 \pm 225 \text{ МГц}$ при постоянной мощности, поэтому усиленный сигнал ОКГ (3), регистрируемый схемой (4), представляет собой частотную форму усиления ОКУ. Плоскость поляризации излучения ОКГ (3) периодически переключается. Были приняты меры развязки лазеров.

На рис. 2 с указанием масштаба показаны при двух давлениях внутри ОКУ (1) осциллограммы ненасыщенной линии усиления ОКУ (рис. 2, а, б)

и насыщенной линии при встречном движении (рис. 2, в, г) и однонаправленном движении полей (рис. 2, д, е). Вид кривых рис. 2, в, г, д, е хорошо согласуется с (1), (2).

Во-первых, кривые рис. 2, в, г выше соответствующих кривых рис. 2, д, е как было указано выше, усиление слабого поля насыщается при встречном движении волн меньше, чем при однонаправленном движении.

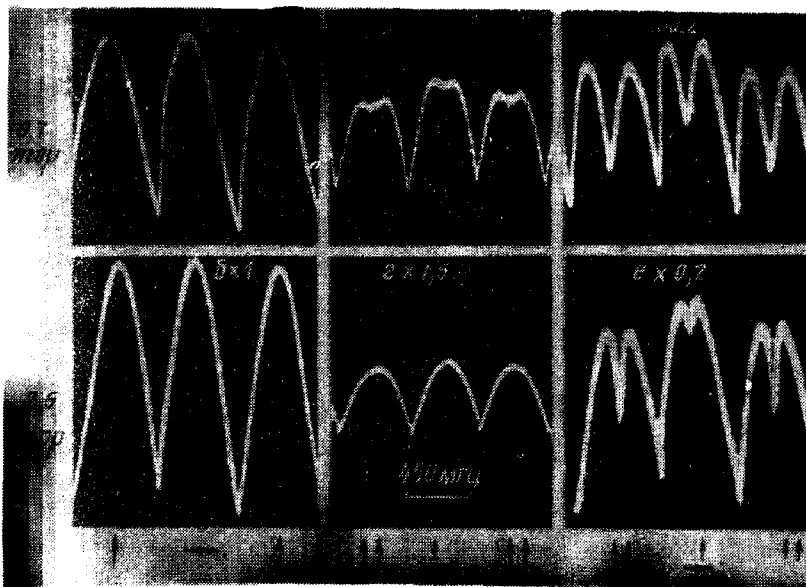


Рис. 2. Зависимость усиления слабого поля от его частоты при наличии в центре линии сильного насыщающего поля: а, б — в отсутствие насыщающего поля, в, г — встречное движение полей. Знаками †† и † показаны взаимные ориентации плоскостей поляризации слабого и сильного полей. Указано давление газа внутри ОКУ и числовые коэффициенты, на которые следует домножить значения по оси y осциллограмм при сопоставлении их между собой

Во-вторых, кривые для параллельных поляризаций полей ниже кривых для ортогональных поляризаций (рис. 2, в, г, д, е). Действительно, во втором случае поля частично развязаны по магнитным подуровням и поэтому $V^{\uparrow} < V^{\uparrow\uparrow}$.

В-третьих, при встречном движении волн в насыщенной линии наблюдается лишь широкий беннетовский провал (рис. 2, в), исчезающий с ростом давления из-за уширения (рис. 2, г). И, наконец, в-четвертых, при однонаправленном движении волн в линии усиления виден провал (рис. 2, д, е) значительно более узкий, чем беннетовский (рис. 2, в, г). Интересно отметить, что с ростом давления тонкая структура на параллельных поляризациях сужается от 90 до 40 $M\mu$ (рис. 2, д, е††). Этот факт объясняется следующим образом. Известно, что скорости распада $\gamma_{a,b}^{(o)}$ зависят от давления существенно меньше, чем $\gamma_{a,b}^{(2)}$ [7, 8]. В результате, если при малых давлениях в $b^{\uparrow\uparrow}$ (Ω) заметен вклад уширенных членов $L_{\gamma_a}^{(2)}$, $L_{\gamma_b}^{(2)}$ (рис. 2, д††), то с ростом давления этот

вклад падает как $1/\gamma_a^{(2)}$, $1/\gamma_b^{(2)}$, остаются малоуширенные члены $L\gamma_a^{(0)}$, $L\gamma_b^{(0)}$ и в целом структура $B^{\uparrow\uparrow}(\Omega)$ сужается (рис. 2, $e^{\uparrow\uparrow}$) до ширины, определяемой ширинами уровней $\gamma_a^{(0)}$, $\gamma_b^{(0)}$.

При перпендикулярных поляризациях полей тонкая структура становится менее контрастной с ростом давления, так как $b^{\uparrow}(\Omega)$ содержит только члены, зависящие от давления.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
29 февраля 1972 г.

Литература

- [1] С.Г.Раутиан. Труды ФИАН, 43, 3, 1968.
- [2] Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 61, 922, 1971.
- [3] А.И.Алексеев. ЖЭТФ, 58, 2064, 1970.
- [4] С.V.Shank, S.E.Schwarz. Appl. Phys. Lett., 13, 113, 1968.
- [5] М.А.Губин, А.И.Попов, Е.Д.Проценко. Квантовая электроника №4, 34, Изд. Советское радио.
- [6] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 48, 345, 1965.
- [7] V.Decomps, M.Dumont. IEEEQE-4, 916, 1968.
- [8] Е.Котликов, Г.Тодоров, М.Чайка. Оптика и спектроскопия, 30, 185, 1971.
- [9] Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 60, 552, 1971.