

ИЗМЕРЕНИЕ КОНСТАНТ РЕЛАКСАЦИИ УРОВНЕЙ МЕТОДОМ ТРЕХУРОВНЕВОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботова

1. В настоящее время интенсивно развивается новое направление спектроскопии, использующее особенности резонансного взаимодействия атомов и молекул с сильным монохроматическим полем — лазерная спектроскопия. В основе большинства методов, использующих нелинейные эффекты в газе, помещенном в сильное поле, лежит явление образования провалов (пиков) в распределении атомов по скоростям [1] и провала в центре линии усиления (поглощения) в поле стоячей волны [2]. Эффекты насыщения в двухуровневых системах (Лэмбовский провал на зависимости мощности генерации газового лазера от частоты, пик мощности генерации в лазере с нелинейным поглощением, провал в центре линии поглощения во внешней ячейке λ стоячей или для слабой встречной волны и т. д.), или в трехуровневых системах (например, спонтанное излучение на смежном переходе из резонатора газового лазера) позволили наблюдать экспериментально структуру спектральной линии, скрытую в обычных условиях доплеровским уширением и использовать ее для решения различных спектроскопических задач.

Однако, как и ранее, знание формы и ширины линии излучения отдельного атома или молекулы на переходах между возбужденными состояниями не дает информации о константах релаксации, характеризующих каждый уровень в отдельности. В этой работе мы сообщаем об экспериментальном исследовании нового метода спектроскопии с использованием 3-уровневой схемы, который позволяет проводить измерения констант релаксации отдельных уровней.

2. Метод основан на измерении ширины линий вынужденного (или спонтанного) резонансного смещенного рассеяния в газе (рис. 1). Как было показано теоретически в [3–5], при $k_\mu > k^1$ ширины линий рассеяния вперед Γ_- и назад Γ_0 на частотах ω_μ равны соответственно:

$$\begin{aligned}\Gamma_- &= \gamma_n + \gamma_\ell + \left(\frac{k_\mu}{k} - 1 \right) (\gamma_m + \gamma_n), \\ \Gamma_0 &= \gamma_m + \gamma_\ell + \frac{k_\mu}{k} (\gamma_m + \gamma_n),\end{aligned}\quad (1)$$

¹Когда условие $k_\mu > k$ не выполняется, может примешиваться эффект динамического Штарковского расщепления, например [6].

где $\gamma_n, \gamma_m, \gamma_l$ — ширины уровней n, m, l соответственно. Качественно различие в ширинах в спонтанном излучении впервые наблюдалось Х.Холт [4] и затем в вынужденном излучении в [7, 8].

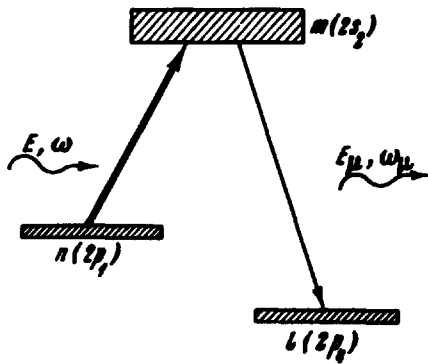


Рис. 1. Схема уровней для наблюдения вынужденного резонансного рассеяния

Здесь мы обращаем внимание на тот факт, что разность ширины линий рассеяния назад и вперед равна ¹⁾ :

$$\Gamma_0 - \Gamma_- = 2\gamma_m, \quad (2)$$

где γ_m — ширина общего уровня. Таким образом, измерения разности ширины линий при рассеянии вперед и назад прямо дает значение ширины общего уровня. В присутствии тушащих или "сильных" столкновений, связанных, например, с резонансным обменом, соотношение (2) может быть записано в виде:

$$\Gamma_0 - \Gamma_- = 2(\gamma_m + 2\nu), \quad (3)$$

где ν — частота столкновений атома или молекулы в состоянии m .

3. Экспериментальные исследования были выполнены на переходах неона $2s_2 - 2p_1$ ($\lambda = 1,52 \mu\text{м}$) и $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1,15 \mu\text{м}$), имеющих общий уровень $2s_2$. В общих чертах экспериментальная установка была аналогична описанной в [8], в которой проводились исследования диффузии возбуждения при пленении резонансного излучения. Важное различие в схеме эксперимента заключалось в том, что установка позволила проводить запись формы линии с исключением влияния доплеровской "подкладки", возникающей из-за пленения резонансного излучения. Это существенно облегчало наблюдение и обработку результатов измерений формы линии рассеяния в той ее части, которая связана с возникновением узких резонансов с ширинами Γ_0, Γ_- . Высокая стабильность частоты лазеров ($\sim 10^{-9}$), тщательное совмещение фазовых фронтов, подбор режима разряда в исследуемой ячейке позволили получить отношение сигнал/шум более 20дБ (рис. 2) и провести детальные исследования ширины в широком диапазоне давлений и интенсивности сильного поля.

¹⁾ Соотношение (2) в точности соответствует классическому результату для разности ширины резонансного рассеяния назад и вперед для движущегося гармонического осциллятора, затухающего за время $1/\gamma_m$.

Обработка результатов с экстраполяцией в нуль поля дала следующие значения для ширин линий рассеяния вперед Γ_+ и назад Γ_- в зависимости от давления:

$$\Gamma_+ = (87 + 46p) \pm 3 \text{ МГц},$$

$$\Gamma_- = (32 + 17p) \pm 2 \text{ МГц},$$

где p — давление неона в мм рт. ст. Тогда для ширины уровня $2s_2$ будем иметь:

$$\gamma_{2s_2} (27,5 + 14p) \pm 5 \text{ МГц}.$$

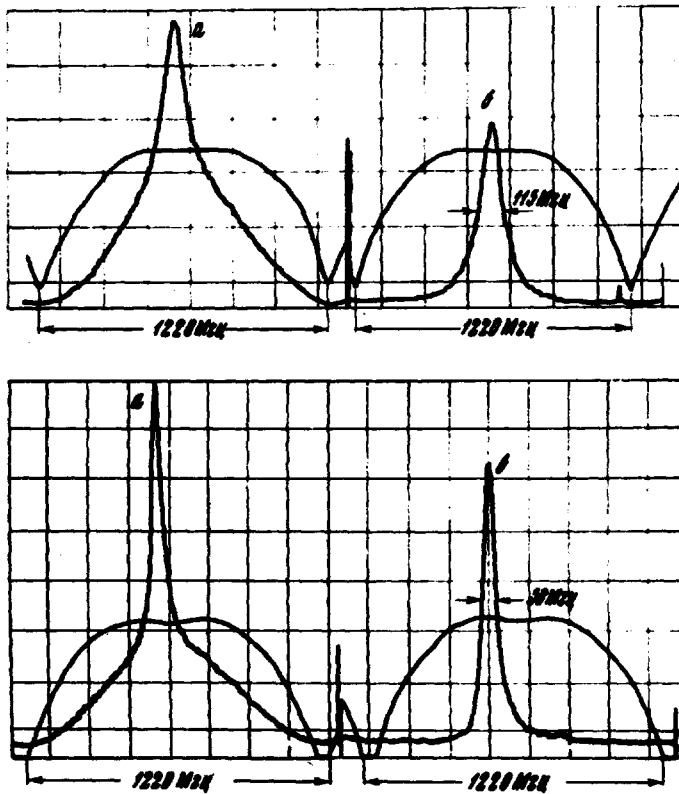


Рис. 2. Форма линии вынужденного смещенного резонансного рассеяния: *a* — без компенсации доплеровской подкладки, *b* — чистая линия рассеяния. Верхний трек — рассеяние назад ($P_{Ne} = 0,5$ мм рт. ст., $I_p = 17$ ма) нижний трек — рассеяние вперед. ($P_{Ne} = 0,9$ тор, $I_p = 15$ ма). Уширение полем составляло 11 МГц для рассеяния вперед и 6 МГц для рассеяния назад

4. В первых экспериментах, в которых мы демонстрируем новый метод, не столь важно получение конкретной константы релаксации, сколько доказательство возможности этого метода в принципе. Уровень допускает сравнение результатов, полученных разными методами. В [9] с использованием многока-

нальной техники задержанных совпадений и регистрацией в области вакуумного ультрафиолета было измерено время жизни $\tau_{2s_2} = 7,78 \cdot 10^{-9}$ сек, что дает для ширины уровня γ_{2s_2} величину $20,5 \pm 2,1$ МГц. Результат обработки ширины лэмбовского провала в мощности генерации на линии $1,15$ мк при низких давлениях Ne с учетом известного времени жизни уровня $2p_4$ дал значение 26 ± 2 МГц [8]. Эти значения находятся в хорошем согласии с выше указанным прямым измерением ширины уровня $2s_2$, что демонстрирует применимость предложенного метода. Наконец, согласие полученных ширин при экстраполяции ширин в нуль поля и нуль давления может рассматриваться как первое количественное подтверждение теории [3-5].

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
7 июля 1970 г.

Литература

- [1] W.R.Bennett. Phys. Rev., 126, 580, 1962.
- [2] W.E.Lamb. Phys. Rev., 134, 1420, 1964.
- [3] Г.Е.Ноткин, С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов. ЖЭТФ, 52, 1973, 1967; Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский. ЖЭТФ, 57, 850, 1969.
- [4] H.K.Holt. Phys. Rev. Lett., 19, 1275, 1967; 20, 410, 1968.
- [5] M.S.Feld, A.Iavan. Phys. Rev. Lett., 20, 578, 1969; Phys. Rev., 177, 540, 1969.
- [6] T.Hänsch, R.Keil, A.Schabert, Ch. Schmelzer, P.Toschek. Zs. Phys., 226, 203, 1969; А.К.Попов. ЖЭТФ, 58, 1623, 1970.
- [7] И.М.Бетеров, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, 9, 216, 1969.
- [8] И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, 10, 296, 1969; И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, С.Г.Раутиан, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 58, 1243, 1970.
- [9] G.M.Lawrence, H.S.Li. Phys. Rev., 178, 122, 1969.