

## ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, СВОБОДНАЯ ОТ ВЛИЯНИЯ КВАДРАТИЧНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

*С.Н.Багаев, А.К.Дмитриев, Ю.В.Некрасов,  
Б.Н.Скворцов, В.П.Чеботаев*

Сообщается о первом прямом наблюдении влияния квадратичного эффекта Доплера (КЭД) на форму линии насыщенного поглощения и получении самых узких оптических резонансов с полушириной  $\sim 100$  Гц. Анализируются возможности оптической спектроскопии, свободной от влияния КЭД.

1. Как хорошо известно, методы нелинейной лазерной спектроскопии позволяют получать резонансы с однородной шириной линии  $2\Gamma$ , максимум которых соответствует частоте перехода  $\omega_0$ . При получении очень узких резонансов с относительной шириной  $n$  менее  $10^{-11}$  становится существенным влияние квадратичного эффекта Доплера (КЭД). Движущаяся частица с поперечной скоростью  $v$  излучает (поглощает) на частоте, смещенной относительно частоты перехода на величину  $\Delta = -1/2 (v/c)^2 \omega_0$ . Если  $\Delta_0 \gg \Gamma$  ( $\Delta_0$  – сдвиг для частицы со среднетепловой скоростью  $v_0$ ), то резонанс насыщенного поглощения представляет собой совокупность резонансов, сдвиг частоты которых зависит от скорости частицы. Здесь мы сталкиваемся с новым механизмом неоднородного уширения резонанса, ширина и сдвиг которого будут иметь значение порядка  $\Delta_0$ . Получение резонансов с однородной шириной  $2\Gamma$  в этом случае требует исключения влияния КЭД и обусловленного им неоднородного уширения. Это можно осуществить двумя путями. Первый связан с использованием глубокого радиационного охлаждения частиц<sup>1</sup>. Второй – с оптической селекцией частиц в газе<sup>2</sup>. Как было экспериментально показано в<sup>2</sup>, ширина дисперсионного резонанса в пролетных условиях ( $\Gamma\tau_0 \ll 1$ ,  $\tau_0 = a/v_0$  – время пролета частицы со скоростью  $v_0$  через пучок радиусом  $a$ ) определяется однородной шириной  $2\Gamma$ . В этих условиях основной вклад в резонанс вносят “холодные” частицы, эффективная температура которых  $T_{ef} = (\Gamma\tau_0)^2 T_0$ ,  $T_0$  – температура газа. Сдвиг резонанса  $\delta$  соответственно равен  $\delta = (\Gamma\tau_0)^2 \Delta_0$ , который при  $\Gamma\tau_0 \ll 1$  становится очень малым.

В этой работе сообщается о первых прямых наблюдениях влияния КЭД на форму нелинейных резонансов и получении самых узких оптических резонансов благодаря исключению влияния КЭД. Эксперименты были выполнены с помощью специально созданного лазерного спектрометра, предназначенного для наблюдения резонансов с относительной шириной  $10^{-13} - 10^{-14}$ .

2. Получение резонансов, когда  $\Gamma \ll \Delta_0$ , возможно лишь при очень низких давлениях поглощающего газа  $< 10^{-6}$  торр. Из-за низкой плотности частиц, селекции их по скоростям и малого насыщения интенсивность резонанса резко уменьшается. Чтобы преодолеть эту трудность в лазерном спектрометре был использован телескопический расширитель пучка внутри резонатора. Это позволило осуществить не только эффективную селекцию частиц, но и повысить интенсивность резонансов.

Первые эксперименты были выполнены с помощью He–Ne-лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм. Резонансы поглощения наблюдались на отдельных компонентах МСТС  $F_2^{(2)}$  – линии метана. Резонатор лазера был образован системой из шести зеркал (рис. 1). Диаметр пучка в ячейке 30 см, ее длина 800 см. Спектрометр включал в себя лазер – гетеродин и стабильный по частоте лазер. Использование фазовой синхронизации частот лазеров обеспечивало узкую линию генерации в исследуемом лазере  $\sim 1$  Гц и длительную стабильность частоты  $\sim 10^{-14}$ . Регистрация резонанса осуществлялась по сигналу второй гармоники в мощности излучения при модуляции частоты генерации лазера. На рис. 2 показана запись сигнала при давлении

метана  $\approx 10^{-5}$  торр. На этом же рисунке дана расчетная форма сигнала второй производной резонанса в пролетных условиях с учетом влияния КЭД<sup>3</sup>. Наблюдается удовлетворительное согласие эксперимента и теории. Влияние КЭД проявляется в возникновении асимметрии крыльев резонансов, которая особенно подчеркивается наличием дублета отдачи. Заметим, что при ширинах резонансов порядка 1 кГц асимметрия проявлялась в различии интенсивностей компонент дублета, что связывалось с разными временами жизни уровней<sup>4-5</sup>. Наблюдаемое в<sup>6</sup> заметное различие интенсивностей компонент  $\sim 14\%$ , которое авторы связывали с влиянием КЭД, не подтверждается результатами теоретического анализа, экспериментов<sup>4,5</sup> и настоящей работы.

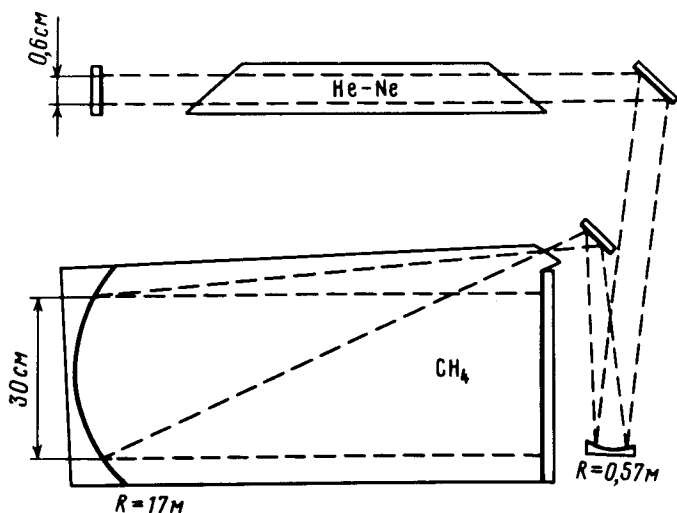


Рис. 1. Схема He-Ne-CH<sub>4</sub>-лазера с внутренним телескопическим расширителем пучка

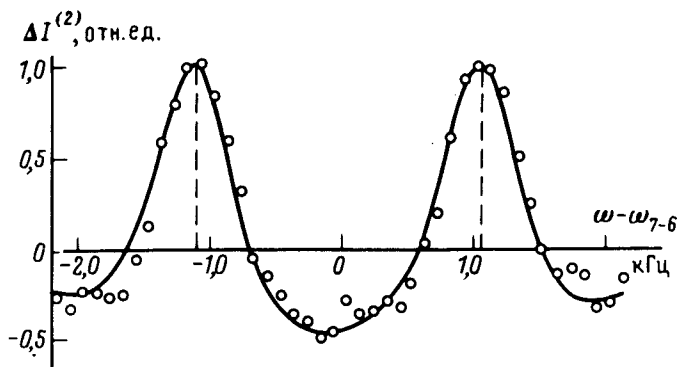


Рис. 2. Запись дублета отдачи 7-6 компоненты сверхтонкой структуры  $F_2^{(2)}$  линии P(7) перехода  $v(3)$  полосы метана при давлении  $10^{-5}$  торр и температуре газа  $T_g = 300$  К. Точки - экспериментальные данные для сигнала второй гармоники в мощности излучения лазера; частота модуляции 230 Гц, амплитуда девиации - 200 Гц, время усреднения - 4 с. Сплошная кривая - расчетная форма с использованием (1)

Полученная в первых экспериментах линия с полушириной  $\sim 100$  Гц, является самой узкой в ИК и оптическом диапазонах. Сдвиг резонанса из-за КЭД здесь составлял  $\sim 1$  Гц. Получению меньших ширин препятствовали шумы из-за акустических и механических воздействий, которые приводили к угловой расстройке резонатора и к шумовой модуляции излучения лазера. Амплитудный шум в генерации превосходил шум приемника более, чем в 100 раз. Устранение этого шума путем автоматической юстировки зеркал позволит перейти к регистрации резонансов с шириной  $\sim 10$  Гц.

3. Влияние КЭД на форму резонанса в пролетных условиях для случая  $\Gamma \gg \Delta_0$  исследовалось теоретически в работе<sup>7</sup>. Результаты ее могут быть распространены и на случай  $\Gamma \ll \Delta_0$ . В общем случае форма резонанса с учетом КЭД описывается очень сложным выра-

жением. Поэтому здесь, мы ограничимся простым приближенным выражением

$$\alpha_s = \alpha_0 \left[ 1 - \kappa (\Gamma\tau_0)^2 \Gamma^2 / 4 \int_0^\infty \frac{W(v) dv}{[\Omega + (v/c)^2 \omega / 2]^2 + (\Gamma + v/a)^2} \right] . \quad (1)$$

где  $W(v)$  — максвелловское распределение частиц по поперечным скоростям,  $\alpha_0, \alpha_s$  — ненасыщенный и насыщенный коэффициент поглощения  $\kappa = [2dE/\hbar\Gamma]^2$  — параметр насыщения для холодных частиц,  $2E$  — амплитуда поля,  $d$  — матричный элемент дипольного момента рабочего перехода. Физический смысл (1) очевиден: форма резонанса представляется совокупностью резонансов, каждый из которых расположен на частоте  $\omega = \omega_0 - (v/c)^2 \omega_0 / 2$  и имеет полуширину  $\gamma = \Gamma + v/a$ . Как показал анализ, (1) не только качественно, но и количественно хорошо описывает форму резонанса в пролетной области.

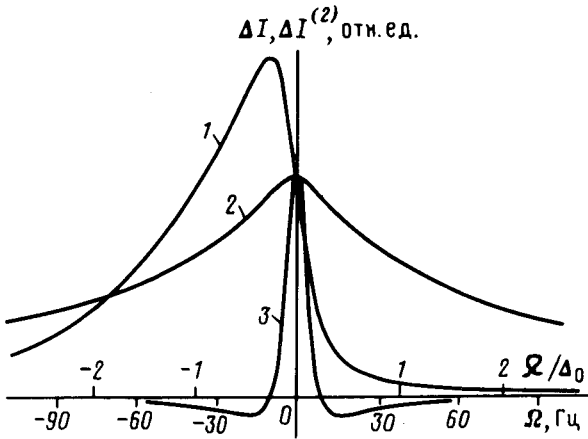


Рис. 3. Форма резонансов в метане для отдельной компоненты дублета отдачи при  $\Delta_0 = 40$  Гц. Кривые нормированы на величину сигнала при  $\Omega = 0$

На рис. 3 представлены результаты численного эксперимента с использованием (1) без учета радиационной ширины для реальных условий работы описанной выше установки при давлении поглощающего газа  $2 \cdot 10^{-7}$  торр и температуре газа  $T_0 = 77$  К. Кривые 1 и 2 показывают форму резонанса в метане для однородного случая ( $\tau_0 \rightarrow \infty$ ) и для  $\Gamma\tau_0 = 10^{-2}$  соответственно. Форма резонанса второй производной линии поглощения представлена кривой 3. Ее полуширина 4 Гц (относительная полуширина  $4 \cdot 10^{-14}$ ). Эффективная температура холодных молекул, определяющих форму резонанса,  $T_{ef} = 0,01$  К, а сдвиг из-за КЭД  $\delta = 0,006$  Гц. Дальнейший прогресс мы связываем с использованием запрещенных переходов между основным и метастабильным состояниями инертных газов. Здесь можно надеяться на получение резонансов с относительными ширинами  $10^{-15}$ . Основная трудность связана с созданием перестраиваемых источников излучения с очень узкими линиями в УФ области спектра.

Авторы выражают благодарность Е.А.Титову за обсуждение работы В.М.Семибаламуту за помощь в численных расчетах, В.Г.Гольдурту и А.Э.Ому за разработку электронной аппаратуры.

#### Литература

1. Миногин В.Г., Летохов В.С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.
2. Багаев С.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **45**, 371.; Appl. Phys. B, 1989, **48**, 31..
3. Бакланов Е.В., Дубецкий Б.Я. КЭ, 1975, **2**, 2041.
4. Chebotayev V.P. Proc. of the 2-nd Frequency Standards and Metrology Symposium (Copper Mountain, USA, July, 1976) p. 385.

5. *Hall J.L. et al.* Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 1339.

6. *Алексеев В.А. и др.* Крат. сообщения по физике, 1987, **4**, 36.

7. *Семибаламут В.М. и др.* В сб. Оптические стандарты времени и частоты. Под ред. В.П.Чеботаева. Новосибирск, ИТ СОАН СССР, 1985, с. 98.

Институт теплофизики  
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
21 июля 1989 г.

---