

НАБЛЮДЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КОМПОНЕНТ ОТДАЧИ ЛИНИИ МЕТАНА ($\lambda = 3,39$ мкм) МЕТОДОМ НАСЫЩЕНИЯ ДИСПЕРСИИ

В.А. Алексеев, Н.Г. Басов, М.А. Губин, Д.Д. Крылова, В.В. Никитин, А.В. Никульчин,
Е.Д. Проценко, Д.А. Тюриков, А.С. Шелковников

При спектральном разрешении $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-11}$ зарегистрирована разница интенсивностей компонент дублета отдачи линии метана, достигающая 14% и отличающаяся знаком от соответствующей величины, следующей из соотношения времен жизни уровней. Наблюдаемое отношение интенсивностей объясняется влиянием квадратичного эффекта Доплера.

Расщепление линии из-за эффекта отдачи в оптическом диапазоне составляет величину $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-11}$ и в настоящее время наблюдается методом насыщения поглощения $F_2^{(2)}$ линии метана ($\lambda = 3,39$ мкм) /1,2/ и методом разнесенных пучков на линии кальция $\lambda = 0,65$ мкм /3/. Вопрос об относительной интенсивности компонент дублета отдачи обсуждался в /1/, где было зафиксировано, что низкочастотная компонента по интенсивности на 1-2% меньше высокочастотной. Такое соотношение объяснялось отличием времен жизни верхнего и нижнего состояний /4/, которое для верхнего уровня из-за вклада спонтанного затухания оказывается несколько меньшим.

В настоящей работе наблюдалась гораздо большая разница интенсивностей компонент дублета $F_2^{(2)}$ линии метана ($\lambda = 3,39$ мкм), причем знак этой разницы оказался противоположным наблюдавшемуся в /1/ и вытекающему из представлений о ее связи с временами распада уровней.

Экспериментальная установка представляет собой лазерный спектроскоп, выполненный на основе двухмодового He-Ne лазера, содержащего внутри резонатора телескопический расширитель светового луча и метановую поглощающую ячейку. Методика получения узких линий насыщенной дисперсии основана на регистрации резонансных изменений частоты межмодовых биений ω_{12} и подробно изложена вместе с описанием схемы установки в работах /5,6/. В настоящем варианте установка дополнена двухмодовым He-Ne/ CH_4 лазером с внутренним телескопом, создававшим в два раза больший диаметр каустики поля в ячейке, чем аналогичный лазер в /5,6/. Основные параметры лазера: длина резонатора — 2,3 м, длина метановой ячейки — 0,8 м, диаметр каустики $2a = 6$ см. Ячейка допускала охлаждение стенок до температуры $T = 77$ К.

Спектрограммы резонансов исследовались в двух режимах: при максимальном спектральном разрешении (полуширина резонанса $\gamma \approx 1$ кГц) и при "среднем" разрешении ($\gamma = 3 \div 4$ кГц). В первом режиме, осуществлявшемся при $T = 77$ К и давлении метана $p = 5 \div 20$ мм рт. ст., разрешался дублет отдачи (расстояние между компонентами $2\delta \approx 2,2$ кГц), во втором разрешались лишь компоненты магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) линии $F_2^{(2)}$ ($T = 300$ К, $p = 50 \div 150$ мм рт.ст.).

На рис. 1 приведена спектрограмма МСТС с дублетным расщеплением (регистровалась первая производная резонанса насыщенной дисперсии), из которой видно, что интенсивность низкочастотной компоненты, связанной с выгоранием верхнего уровня, заметно превышает интенсивность низкочастотной, связанной с выгоранием нижнего. Приведенная спектрограмма соответствует максимальной наблюдавшейся разнице интенсивностей ($\sim 14\%$), убывающей как с увеличением, так и с уменьшением однородной ширины линии Γ . Минимальная достигнутая полуширина резонанса γ в производной линии дисперсии составила 600 Гц (или в относительном выражении $7 \cdot 10^{-12}$, рис. 2). Разница интенсивностей дублета здесь меньше, чем в случае, иллюстрируемом спектрограммой рис. 1, где $\gamma \approx 800$ Гц.

На рис. 3 приведена спектрограмма МСТС той же линии, полученная при меньшем разрешении ($T = 300$ К, $\gamma = 4$ кГц). Здесь заметна асимметрия компонент МСТС: правый склон линии более крутой. Отметим, что асимметрия резонансов была зарегистрирована также в пучковых экспериментах с атомами Са /3/, где расщепление дублета отдачи больше, чем у исследуемой линии метана.

Здесь

$$I_1(x) = \int_1^{\infty} \frac{du}{1+u^2} \frac{u+1}{(u+1)^2 + 4x^2}; \quad I_2(x) = \int_1^{\infty} \frac{du}{(1+u^2)^2} \operatorname{arctg} \frac{2x}{u+1}; \quad C_0 = a_0(\kappa\tau)^2/4\Gamma; \quad \kappa = d_{12}\epsilon_0/\hbar;$$

d_{12} – дипольный момент перехода; ϵ_0 – амплитуда насыщающей волны; a_0 – линейная поляризуемость единицы объема газа в поглощающей ячейке. Параметр $\Omega_D\Gamma\tau^2$ обычно мал, $\Omega_D\Gamma\tau^2 \ll 1$. Поэтому две антисимметричные относительно точек $\Delta\omega = \pm\delta$ функции I_2 в (2) составляют небольшие добавки к симметричным относительно этих же точек функциям I_1 , приводя к асимметрии компонент отдачи, сдвигу их максимумов относительно точек $\Delta\omega = \pm\delta$ и изменению относительных интенсивностей компонент. В случае $\delta \gg \Gamma$ сдвиг максимумов компонент отдачи в линии дисперсии относительно точек $\Delta\omega = \pm\delta$ составляет $\Delta\omega_g \cong -0,95(\Gamma\tau)^2\Omega_D$. Поскольку этот сдвиг мал по сравнению с однородной шириной линии Γ , при вычислении разницы интенсивностей компонент отдачи им можно пренебречь. Относительная разница интенсивностей принимает вид:

$$\Delta = [D(-\delta) - D(\delta)]/D(-\delta) \approx 4,1\Gamma\tau^2\Omega_D = 4,1\pi \frac{\Gamma a^2}{\lambda c}, \quad (3)$$

где λ – длина волны излучения. Величина Δ не зависит от температуры газа, так как v_0^2 в формуле (3) сокращается. Поэтому относительная интенсивность компонент отдачи в пролетном пределе, вызванная влиянием КЭД, фактически не зависит от его величины, которая входит только в критерий применимости (1).

В другом предельном случае $\Gamma\tau \gg 1$ при $\Omega_D \ll \Gamma$ интенсивности компонент дублета выравниваются. При этом величина Δ зависит от однородной ширины линии Γ и достигает максимума при $\Gamma\tau \approx 1$.

В условиях эксперимента $\Gamma\tau \approx 1$ и $\delta\tau \approx 1$, т.е. первое и третье из неравенств (1) не выполняются. Поэтому трудно ожидать количественного совпадения вычисленной по формуле (3) величины Δ с экспериментальным значением. Тем не менее подстановка в (3) реализуемых в установке значений $\Gamma = 1400$ Гц, $a = 3$ см, $\lambda = 3,39$ мкм приводит к значению $\Delta = 0,1$, мало отличающемуся от экспериментального значения $\Delta = 0,14$. С уменьшением Γ величина Δ убывает, как это и должно следовать из (3). Заметная на рис. 3 асимметрия компонент МСТС, видимо, так же связана с влиянием КЭД.

Таким образом, в области низких давлений газа, при которых ударная ширина линии сравнивается с расщеплением из-за эффекта отдачи, квадратичный эффект Доплера становится основным фактором, влияющим на форму и интенсивность резонанса насыщенной дисперсии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hall J. L., Borde C. J., Uehara K. Phys. Rev. Lett., 37, 1339 (1976).
2. Chebotayev V. P. In: Proc. 2nd Frequency Standards and Metrology Symposium. Copper Mountain, Colo., USA, 1976, p. 385.
3. Barger R. L. Opt. Lett., 6, 145 (1981).
4. Кольченко А. П., Раутиан С. Г., Соколовский Р. И. ЖЭТФ, 55, 1864 (1968).
5. Басов Н. Г. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 46, 1573 (1982).
6. Басов Н. Г. и др. Квантовая электроника, 10, 702 (1983).
7. Крылова Д. Д. Квантовая электроника, 12, 1962 (1985).

Поступила в редакцию 7 января 1987 г.