

РАСПАД СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ
МОЛЕКУЛ SF_6 И ФОТОННОЕ ЭХО

С. С. Алмишев, Н. В. Карлов

Из теории спонтанного излучения /1/ известно, что если линейные размеры излучающей системы молекул малы по сравнению с длиной волны излучения, то нельзя рассматривать излучение каждой молекулы как независимый акт, а излучение всей системы как сумму элементарных актов. В этом случае при определенном способе возбуждения интенсивность спонтанного излучения $J_{сп} = \hbar\omega^2/4T_1$, т.е. становится пропорциональной квадрату числа излучающих частиц. Здесь T_1 - спонтанное время жизни изолированной молекулы, $\hbar\omega$ - величина кванта излучения.

Такое состояние системы называется "сверхизлучающим", а одним из возможных способов его создания является посильна в резонансно поглощающую среду $\pi/2$ -импульса излучения, т.е. им-

пульса с огибающей $\varepsilon(t)$, удовлетворяющей условию $\int_0^{\tau_u} \varepsilon(t) dt = \frac{\pi}{2}$,

и длительностью τ_u , много меньшей времени поперечной релаксации среды T_2 . Здесь μ - матричный элемент дипольного момента перехода.

Пусть с помощью такого импульса возбуждается система, занимающая объем V с поперечным сечением A и длиной l вдоль направления распространения импульса \vec{k}_z , причем все линейные размеры объема много больше длины волны излучения. В этом случае необходимо просуммировать вклады элементарных объемов, и интенсивность спонтанного излучения всего объема становится равной

$$J_{сп} = \frac{\hbar\omega^2}{\pi^2 16\pi} \int |\exp[i(\vec{k} - \vec{k}_z)\vec{r}_j]|^2_{сп} d\vec{k}. \quad (I)$$

Спонтанное излучение такой системы помимо пропорциональности квадрату числа частиц приобретает направленность и происходит вдоль направления распространения возбуждающего импульса. Интегрирование выражения (I) для малых чисел Френеля согласно /2/ дает

$$J_{\text{сп}} = \frac{h\nu N^2 \lambda}{16T_1}. \quad (2)$$

Последнее выражение обычно записывается в виде

$$J_{\text{сп}} = \frac{h\nu N}{2T_s}, \quad \text{где} \quad T_s = \frac{8T_1 \lambda}{N} = \frac{8T_1}{\lambda n}. \quad (3)$$

Из этой записи становится понятной пропорциональность интенсивности спонтанного излучения квадрату числа частиц. Спонтанное излучение $N/2$ частиц происходит за время, обратно пропорциональное N , причем такое уменьшение радиационного времени жизни связано как раз с кооперативным поведением излучателей, когда фазы излучателей полностью коррелированы.

Наличие неоднородного уширения возбужденного перехода приводит к полной расфазировке излучателей за время $T_2 = 2/\ln 2 / \Delta\omega_g$, где $\Delta\omega_g$ - величина неоднородного уширения линии поглощения, обусловленного в нашем случае эффектом Доплера. Существенной особенностью этой расфазировки является ее обратимость, которая реализуется послышкой в среду второго возбуждающего π -импульса излучения, задержанного относительно первого на время τ . Эффект появления сигнала в момент 2τ является результатом сверхизлучения вновь сфазированного ансамбля и носит название эффекта фотонного эха.

При описании эффекта фотонного эха обычно пренебрегают излучением системы сразу после прохождения первого возбуждающего импульса, создавшего сверхизлучательное состояние, в предположении, что $T_s \gg T_2$, т.е. в предположении, что гораздо более быстрая доплеровская расфазировка препятствует радиационному распаду сверхизлучательного состояния.

Поскольку время T_s уменьшается пропорционально N , то с увеличением концентрации частиц радиационный распад сверхизлучательного состояния сразу после прохождения первого возбуждающего импульса становится все более существенным, что приведет к на-

рушению квадратичной зависимости интенсивности фотонного эха от концентрации /3/.

Эта зависимость была исследована нами экспериментально. В качестве резонансной среды был использован газообразный SF_6 . Этот газ, как известно, имеет ряд точных резонансов с излучением CO_2 -лазера на P-16 - P-20 линиях генерации и нашел широкое применение для исследования всякого рода когерентных взаимодействий совместно с CO_2 -лазерами /5,6/. Применение газообразной среды дает возможность плавно изменять концентрацию частиц в широких пределах, что существенно упрощает и делает более надежным экспериментальное исследование концентрационной зависимости по сравнению с аналогичными экспериментами в рубине /4/.

Импульс фотонного эха формировался в кивете длиной 3 метра вслед за прохождением двух возбуждающих импульсов CO_2 -лазера длительностью $\tau_u = 150$ нсек, разделенных интервалом τ /6/. Давление газа в кивете менялось в широких пределах и измерялось лампой ПМТ-2.

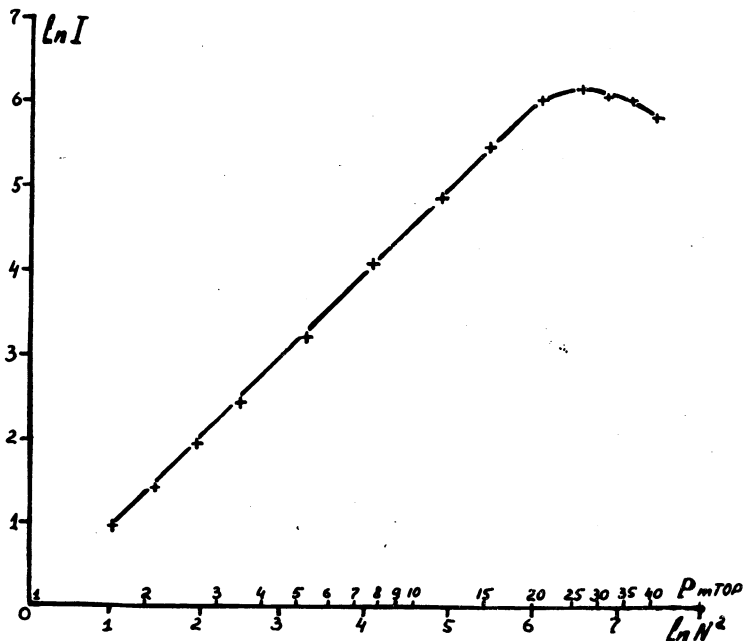
На рис. I представлена зависимость интенсивности импульса фотонного эха от квадрата концентрации газа в логарифмическом масштабе. При построении кривой учитывалось, что интенсивность фотонного эха убывает пропорционально $\exp(-4\tau/T_2)$ с ростом давления в результате необратимой соударительной раофазировки с характерным временем T_2 . Значение времени T_2 измерялось в каждой рабочей точке по методике, описанной в /6/.

Из анализа кривой на рис. I видно, что по мере увеличения концентрации газа интенсивность фотонного эха растет пропорционально n^2 , но далее, при давлении газа 26 мтор, кривая испытывает перегиб.

Как было указано выше, положение перегиба соответствует концентрации частиц, при которой значение времени T_g становится порядка T_2^* . Однако в условиях нашего эксперимента $T_2^* \ll \tau_u$, следовательно, в формировании эха участвует лишь часть доплеровского контура линии поглощения, определяемая главным образом широкой спектра возбуждающего импульса $1/\tau_u$. Таким образом, перегибу кривой на рис. I должно соответствовать значение $T_g \approx \tau_u$.

Время радиационного распада сверхизлучательного состояния T_g в области перегиба можно оценить из соотношения (3) $T_g = 8T_1/n\Delta\lambda$;

при этом необходимо учитывать, что в результате Больцмановского распределения частиц по вращательным подуровням основного колебательного состояния молекулы SF_6 лишь $1/300$ часть общего числа частиц может оказаться в резонансе с излучением $/5/$. Таким



Р и с. I. Зависимость интенсивности фотонного эха от квадрата концентрации в логарифмическом масштабе.

образом, концентрация активных частиц в области перегиба составляет $n = 1,8 \cdot 10^{17}$. Оценка T_1 из известной формулы $T_1^{-1} = 32\pi^3 \mu^2 / 3h\lambda^3$ дает значение $T_1 = 3,3$ сек. При апертуре пучка $A = 1 \text{ см}^2$ значение времени T_2 получается равным $T_2 \approx 150$ нсек (4нсек/тор), т.е. совпадает с длительностью возбуждающих импульсов.

Таким образом, исследование концентрационной зависимости интенсивности фотонного эха позволяет экспериментально установить влияние распада сверхизлучательного состояния на эффект, и, оценив значение времени существования сверхизлучательного

состояния T_g , выявить диапазон давлений, при которых этот распад становится существенным при описании эффектов когерентного взаимодействия излучения с веществом, таких, как фотонное эхо, эффект самоиндуцированной прозрачности и др.

Поступила в редакцию
17 октября 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. H. Dicke. Phys. Rev., 92, 99 (1954).
2. I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartmann. Phys. Rev., 141, 391 (1966).
3. A. M. Ponte Goncalves, A. Tablet, R. Lefebvre. Phys. Rev., 188, 576 (1969).
4. A. Compaan, I. D. Abella. Phys. Rev. Letts., 27, 23 (1971).
5. C. K. N. Patel, R. E. Slusher. Phys. Rev. Letts., 19, 1019 (1967); Phys. Rev. Letts., 20, 1087 (1968).
6. С. С. Алешинев, Н. В. Карлов. ИЭФ, 63, 482 (1972).