

Фабри—Перо с базой 30 и 42 мм. Точность измерения смещения компоненты ВРМБ составляла $\pm 0.5\%$. В спектре рассеянного излучения всегда наблюдались только одна компонента ВРМБ с шириной линии $\delta\nu_c \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, и ее сдвиг не зависел от превышения порога ВР. Все измерения проводились при одной и той же геометрии эксперимента и постоянной температуре ($t = +25^\circ \text{ C}$).

На рисунке приведена зависимость величины смещения компоненты ВРМБ от объемной концентрации для раствора ацетон—четырёххлористый углерод. Кривая имеет явно немонотонный характер, она проходит через минимум при концентрации четырёххлористого углерода около 70%. Из графика видно, что диапазон перестройки частоты увеличился более, чем в два раза по сравнению с разностью смещений чистого ацетона и четырёххлористого углерода. Аналогичные зависимости были получены в смеси этиловый спирт—четырёххлористый углерод. Однако пространственная структура ВРМБ в этом случае была многомодовая, что связано, по-видимому, с наличием поглощения в спирте на $\lambda = 1.054 \text{ мкм}$. В двух других смесях бензол—четырёххлористый углерод и бензол—ацетон зависимость частотного сдвига ВРМБ от концентрации описывалась монотонной кривой.

Из приведенных выше результатов следует, что имеются бинарные смеси, где зависимость смещения компоненты ВРМБ от концентрации раствора имеет немонотонный характер. Наличие минимума на кривой, представленной на рисунке, по-видимому, связано с тем, что разнородные молекулы в таких смесях взаимодействуют между собой с образованием комплексов, имеющих малое время жизни, и на гиперзвуковых частотах начинает сказываться релаксационный механизм, связанный с их образованием и распадом [7, 8].

Таким образом, наличие немонотонной зависимости величины сдвига компоненты ВРМБ (или скорости гиперзвука) от концентрации раствора может свидетельствовать о присутствии в нем комплексов и ассоциатов и возможно дать информацию об их составе и структуре, а, следовательно, оказаться полезной для исследования физико-химических свойств жидкостей.

В заключение автор выражает признательность А. М. Кубареву, Г. А. Пасманику и И. Л. Фабелинскому за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Н. Ф. Андреев, В. И. Беспалов, А. М. Киселев, А. З. Матвеев, Г. А. Пасманик, А. А. Шилов, Письма ЖЭТФ, 32, 639, 1980.
- [2] А. Л. Гюламерян, А. В. Мамаев, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов. Опт. и спектр., 57, 204, 1981.
- [3] Н. Ф. Андреев, В. И. Беспалов, А. М. Киселев, Г. А. Пасманик, А. А. Шилов. ЖЭТФ, 82, 1057, 1982.
- [4] В. И. Беспалов, А. М. Кубарев. Письма ЖЭТФ, 6, 500, 1967.
- [5] F. Varocchi, M. Mancini, R. Vallauri. Nuovo Cimento, 49, 233, 1967.
- [6] И. М. Арефьев. Тр. ФИАН, 58, 123, 1972.
- [7] Т. Н. Мусаев, Л. В. Ланшина, П. К. Хабибуллаев. Современные проблемы физической химии, 5, 284, 1970.
- [8] М. И. Шахматов. Механизмы быстрых процессов в жидкостях. «Высшая школа», М., 1980.

Поступило в Редакцию 16 марта 1982 г.

УДК 539.184+621.373 : 535

О ЗАДЕРЖКЕ СПОНТАННОГО РАСПАДА В РЕЗОНАТОРЕ

И. В. Соколов

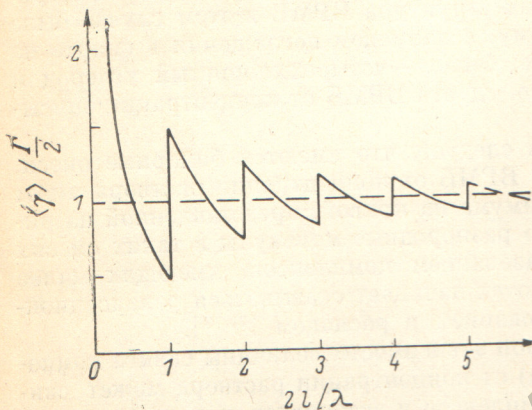
Уже давно было отмечено [1], что скорость спонтанного распада атомного возбуждения в резонаторе может отличаться от скорости распада в свободном пространстве. Если линейные размеры полости с отражающими стенками сравнимы с длиной волны λ , то частотный интервал между собственными колеба-

ниями полости сравним с оптической частотой ω . При этом спонтанный распад подавляется, если частота ω атомного перехода далека от всех собственных частот полости, и ускоряется примерно в Q раз, где Q — добротность полости, если атомный переход имеет частоту собственного колебания. Эти явления никем не наблюдались в оптическом эксперименте, так как малость длины волны приводит к очевидным трудностям.

В недавней работе [2] Клепшнер показал, что спонтанный распад может быть заторможен в трубке — волноводе с отражающими стенками. Известно, что для такого волновода существует критическая длина волны и соответствующая частота (частота отсечки), так что свет с большей длиной волны не распространяется. На частотах, меньших частоты отсечки, спектральная плотность электромагнитных колебаний в волноводе равна нулю. Если направить в такой волно-

вод возбужденный атом с частотой перехода меньше критической, то спонтанного распада не произойдет, пока атом не выйдет из другого конца трубки.

Цель данного сообщения — указать на возможность управлять ско-



Зависимость усредненной скорости спонтанного распада верхнего уровня от расстояния между зеркалами, здесь

$$\langle \gamma \rangle = \frac{1}{2J_b + 1} \sum_m \gamma_m.$$

ростью спонтанного излучения в интерферометре с близкими плоскопараллельными зеркалами (типа Фабри—Перо). Известно [3], что собственные ТЕМ колебания в такой системе имеются во всем диапазоне частот, т. е. спонтанное излучение возбужденного атома всегда возможно. Однако ТМ и ТЕ колебания, у которых характерная зависимость от координаты x (в поперечном к зеркалам направлении) есть $\sin(n\pi x/l)$ или $\cos(n\pi x/l)$, $n=1, 2, \dots$, имеют частоты не ниже, чем $\omega_n = n\pi c/l$. Спонтанное излучение на оптическом переходе с частотой ω , меньшей, чем $\pi c/l$ (т. е. при малом расстоянии между зеркалами, $l < \lambda/2$), происходит только за счет ТЕМ колебаний, электрический вектор которых ортогонален к плоскости зеркал. Отсюда следует очевидное правило отбора при спонтанном распаде: $m = \mu$, где J_b , m и J_a , μ — магнитные квантовые числа соответственно верхнего и нижнего уровней, ось квантования направлена по электрическому вектору ТЕМ волн.

Если выполнено условие $J_b > J_a$, то подуровни $m = J_b$ в резонаторе метастабильны.

При раздвижении зеркал на расстояние $l > \lambda/2$ подключается канал распада всех верхних подуровней через ТЕ и ТМ колебания со значком $n=1$, и указанный запрет на распад «скачком» снимается. Одновременно увеличится скорость распада верхних подуровней, не бывших метастабильными. При толщине интерферометра $l = n\lambda/2$, $n=2, 3, \dots$, также будут происходить скачкообразные изменения скорости спонтанного распада, причем размах этих изменений постепенно уменьшается.

Расчет показывает, что вероятность γ_m распада в секунду подуровня J_b , m , усредненная по верхним подуровням и по положению атома в зазоре шириной l , имеет следующий вид:

$$\frac{1}{2J_b + 1} \sum_m \gamma_m = \Gamma \frac{\lambda}{4l} \left\{ 1 + 2 \operatorname{Cч} \left(\frac{2l}{\lambda} \right) \right\}, \quad (1)$$

где Γ — радиационная константа для свободного пространства, через $\operatorname{Cч}(\dots)$ обозначена целая часть аргумента. На рисунке хорошо видны изменения усредненной радиационной константы при толщине зазора $l = n\lambda/2$, $n=1, 2, \dots$

Парциальные вклады в радиационную константу γ_m колебаний ТЕМ, а также ТЕ и ТМ волн со значком n есть

$$\left. \begin{aligned} \gamma_m(\text{ТЕМ}) &= \Gamma \frac{3\lambda}{4l} (2J_b + 1) \sum_{\mu} \left(\begin{matrix} J_b & 1 & J_a \\ -m & 0 & \mu \end{matrix} \right)^2, \\ \gamma_m(\text{ТЕ}, n) &= \begin{cases} \Gamma \frac{3\lambda}{8l} \left\{ 1 - (2J_b + 1) \sum_{\mu} \left(\begin{matrix} J_b & 1 & J_a \\ -m & 0 & \mu \end{matrix} \right)^2 \right\}, & \omega > \omega_n, \\ 0, & \omega < \omega_n, \end{cases} \\ \gamma_m(\text{ТМ}, n) &= \begin{cases} \gamma_m(\text{ТЕМ}) + \left(\frac{n\lambda}{2l} \right)^2 \{ \gamma_m(\text{ТЕ}, n) - \gamma_m(\text{ТЕМ}) \}, & \omega > \omega_n, \\ 0, & \omega < \omega_n. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В пределе $l \gg 1$ скорость распада (1) становится такой же, как в свободном пространстве. Этому пределу соответствует рассмотрение в [4] интерферометра с внутренним освещением.

Как видно из сказанного, сканирование толщины интерферометра около значения $l = \lambda/2$ приводит к изменению усредненной радиационной константы в три раза и к полной задержке распада для некоторых подуровней. Для демонстрации на опыте задержки спонтанного распада существенно, что рассмотренный резонатор требует коллимации атомного пучка лишь по одной координате. В отличие от трубки-волновода, здесь можно применить сканирование толщины зазора около критического значения с тем, чтобы выделить эффект задержки спонтанного распада на фоне побочных явлений (например, тушения атомов на стенках).

Литература

- [1] Е. М. Purcell. Phys. Rev., 69, 681, 1946.
 [2] D. Керрнер. Phys. Rev. Lett., 47, 233, 1981.
 [3] Дж. Джексон. Классическая электродинамика. «Мир», М., 1965.
 [4] Л. Д. Вильнер, С. Г. Раутиан, А. С. Хайкин. Опт. и спектр., 12, 437, 1962.

Поступило в Редакцию 16 марта 1982 г.