

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ МСФ ЭХА В ПАРАХ ИТТЕРБИЯ

И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. А. Решетов

Объяснен эксперимент Келлера и Легуэта по модифицированному стимулированному фотонному эху в парах иттербия. Впервые методом фотонного эха извлечена информация о времени релаксации выстраивания. Указано, как следует видоизменить условия эксперимента для извлечения времени релаксации ориентации.

Модифицированное стимулированное фотонное эхо (МСФ эхо) в газовой среде формируется под действием трех возбуждающих импульсов. Первые два из них имеют несущую частоту ω_1 , резонансную частоте оптически разрешенного перехода $b \rightarrow a$. Третий возбуждающий импульс имеет несущую частоту ω_2 , резонансную частоте оптически разрешенного перехода $c \rightarrow b$ ($E_a < E_b < E_c$). Если возбуждающие импульсы распространяются через исследуемую среду в одном направлении, то сигнал МСФ эха, формируемый в момент времени приблизительно равный $\tau_2 + (1 + \omega_1/\omega_2)\tau_1$, распространяется в том же направлении с несущей частотой ω_2 (см., например, ¹). Здесь τ_1 (τ_2) — промежуток времени между первым и вторым (вторым и третьим) возбуждающими импульсами.

В недавнем эксперименте Келлера и Легуэта ² МСФ эхо наблюдалось в парах ^{174}Yb на переходах с угловыми моментами резонансных уровней $J_a = 0$ и $J_b = J_c = 1$. При этом авторы эксперимента ² нашли, что отношение интенсивностей МСФ эха η в случаях, когда все возбуждающие импульсы поляризованы в одной плоскости и когда первые два возбуждающих импульса поляризованы ортогонально третьему, приблизительно равно $2 \cdot 10^{-3}$. Этот факт не был интерпретирован в ². Отметим, что площади возбуждающих импульсов в ², вообще говоря, нельзя считать малыми.

В работах ^{1, 3} впервые было предложено использовать МСФ эхо для измерения времени релаксации населенности $1/\gamma_b^{(0)}$, ориентации $1/\gamma_b^{(1)}$ (времена распада магнитного момента) и выстраивания $1/\gamma_b^{(2)}$ (времена распада квадрупольного момента) общего уровня b . Для этого предлагалось соответствующим образом выбирать углы ψ_1 и ψ_2 между векторами поляризации возбуждающих импульсов и исследовать затухание проекций напряженности электрического поля МСФ эха с ростом промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами. Здесь ψ_1 (ψ_2) — угол между векторами поляризации первого и третьего (второго и третьего) возбуждающих импульсов. Подчеркнем, что расчеты в ^{1, 3} были сделаны для случая произвольных угловых моментов резонансных уровней, но малых площадей возбуждающих импульсов.

Если, тем не менее, применить для интерпретации эксперимента ² формулы работы ¹, то его результаты могут быть легко объяснены. Во-первых, как следует из ¹, на переходах с угловыми моментами резонансных уровней $J_a = 0$ и $J_b = J_c = 1$ в случаях, когда все возбуждающие импульсы поляризованы в одной плоскости ($\psi_1 = \psi_2 = 0$) и когда первые два возбуждающих импульса поляризованы ортогонально третьему ($\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$), МСФ эхо поляризовано вдоль вектора поляризации третьего возбуждающего импульса. Этот результат согласуется с экспериментом ². Во-вторых, отношение интенсивностей МСФ эха в этих случаях равно

$$\eta = \{1 - \exp[-(\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})\tau_2]\}^2 \left\{1 + \frac{1}{2} \exp[-(\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})\tau_2]\right\}^{-2}. \quad (1)$$

Как известно, разность $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$ целиком обусловлена упругими деполаризующими столкновениями и при низких давлениях, имеющих место в эксперименте ², достаточно мала. Именно этот факт, как следует из (1), и объясняет малое значение величины η ,

полученное в эксперименте ². Однако, результат (1), следующий из работы ¹, относится к случаю малых площадей возбуждающих импульсов, в то время как в эксперименте ² площади возбуждающих импульсов, вообще говоря, были не малыми. Поэтому в настоящей работе нами были проделаны вычисления сигнала МСФ эха для переходов с угловыми моментами резонансных уровней $J_a = 0$ и $J_b = J_c = 1$, соответствующими эксперименту ², при произвольных площадях возбуждающих импульсов.

Оказалось, что для реализованных в эксперименте ² взаимных расположений векторов поляризации возбуждающих импульсов ($\psi_1 = \psi_2 = 0$ и $\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$) направление вектора поляризации МСФ эха и отношение (1) не зависят от величин их площадей. Такая же независимость от площадей имеет место и для двух других случаев взаимного расположения векторов поляризации возбуждающих импульсов: $\psi_1 = \pi/2, \psi_2 = 0$ и $\psi_1 = 0, \psi_2 = \pi/2$. Для этих случаев отношение интенсивностей МСФ эха ξ равно

$$\xi = \{1 - \exp[-(\gamma_b^{(1)} - \gamma_b^{(2)})\tau_2]\}^2 \{1 + \exp[-(\gamma_b^{(1)} - \gamma_b^{(2)})\tau_2]\}^{-2}, \quad (2)$$

а вектор поляризации МСФ эха ортогонален вектору поляризации третьего возбуждающего импульса.

Формулы (1) и (2) дают другой, отличный от предложенного в ^{1, 3}, способ нахождения времен релаксации выстраивания и ориентации при известном времени релаксации населенности. Для этого следует изучать рост отношений η и ξ с увеличением промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами. Этот способ имеет определенное преимущество, поскольку отличие от нуля этих отношений связано с разностями величин $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$ и $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(1)}$. Отметим, что одновременное определение величин $\gamma_b^{(2)}$ и $\gamma_b^{(1)}$ дало бы возможность проверить правильность теоретических расчетов для отношения $(\gamma_b^{(1)} - \gamma_b^{(0)}) / (\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})$, которое в предположении ван-дер-ваальсовского взаимодействия между резонансными атомами и атомами буферного газа должно быть равно 1,13 ⁴.

Поскольку, к сожалению, эксперимент ² был выполнен лишь для случаев $\psi_1 = \psi_2 = 0$ и $\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$, то мы можем воспользоваться лишь соотношением (1) для получения значения величины $\gamma_b^{(2)}$. Беря для η экспериментальное значение $2 \cdot 10^{-3}$ и полагая τ_2 равным 75 нс (в ² величина τ_2 менялась в интервале от 60 до 90 нс), для величины $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$ получим $0,9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Принимая во внимание приведенное в работе ² время жизни уровня b $1/\gamma_b^{(0)} = 875 \text{ нс}$, имеем, что релаксационная характеристика $\gamma_b^{(2)} \cong 2,05 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Подчеркнем, что хотя возможность извлечения величин $\gamma_b^{(k)}$ ($k \neq 0$) из экспериментов по МСФ эху обсуждалась в литературе ^{1, 3}, только в настоящей работе впервые получено конкретное значение времени релаксации выстраивания резонансного уровня.

В заключение отметим, что по-видимому, можно выполнить эксперимент и для случаев взаимного расположения векторов поляризации возбуждающих импульсов $\psi_1 = \pi/2, \psi_2 = 0$ и $\psi_1 = 0, \psi_2 = \pi/2$. Это дало бы возможность с использованием формулы (2) при известной величине $\gamma_b^{(2)}$ найти релаксационную характеристику $\gamma_b^{(1)}$.

Литература

1. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. ДАН СССР, 1981, 256, 57.
2. Keller J.-C., Le Gouët J.-L. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 2034.
3. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M. Phys. Lett., 1980, 80 A, 253.
4. Мацкевич В.К. Оптика и спектроскопия, 1974, 37, 411.

Поступила в редакцию
10 декабря 1984 г.

После переработки
17 января 1985 г.