



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

011—84

ЖЛ 3389
ССФН

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ НАСЕЛЕННОСТИ,
ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ

МОСКВА 1984

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

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

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ
НАСЕЛЕННОСТИ, ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ

011-84

Утверждено
редсоветом института

Москва 1984

Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. Новый метод измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания. - М.: Препринт ИЖИ, ОИ-84, 1984. - 24 с.

Найдены интенсивность и поляризация модифицированного стимулированного фотонного эха в газовой среде. Проведено обсуждение результатов экспериментальной работы Келлера и Легуэта, в которой исследовалась эта разновидность фотонного эха. Показано, что наблюдавшаяся в работе Келлера и Легуэта при параллельных поляризациях возбуждающих импульсов малая интенсивность модифицированного стимулированного фотонного эха естественным образом объясняется на основе теоретических результатов, полученных в настоящей работе. Применение найденных в работе формул для обработки результатов Келлера и Легуэта впервые дало возможность получить количественную информацию о временах релаксации населенности и выстраивания методом фотонного эха. Для возбуждающих импульсов прямоугольной формы и произвольной площади определены интенсивность и поляризация фотонного эха, сформированного на резонансных уровнях со сверхтонкой структурой.

Введение

При рассмотрении упругих столкновений возбужденных атомов с невозбужденными атомами буферного газа интеграл столкновений можно представить (см., например, [1]) в виде двух слагаемых. Первое из этих слагаемых описывает перераспределение возбужденных атомов в результате столкновений по зеемановским подуровням, а второе — учитывает рассеяние с изменением скорости.

В ряде случаев [1], когда в основном происходит рассеяние на малые углы, часть интеграла столкновений, связанная с изменением скорости, при исследовании определенного круга задач может быть опущена. Разумеется, это можно делать, когда рассматриваемые эффекты не вызваны изменением скорости атомов в процессе рассеяния. Путем приведенных выше рассуждений приходят к модели упругих деполяризующих столкновений, в которой пренебрегается изменением скорости атома в процессе столкновения, но учитывается изменение распределения возбужденных атомов по зеемановским подуровням.

Если усреднить такой столкновительный интеграл по скорости $\vec{v}$ движения возбужденного атома, то релаксация компонент матрицы плотности, описывающих переходы под действием столкновений между зеемановскими подуровнями уровня ν , будет характеризоваться величинами $\Gamma_{\nu}^{(\alpha)}$ [1]. Здесь $0 \leq \alpha \leq 2J_{\nu}$, а J_{ν} — угловой момент уровня ν . Подчеркнем, что поскольку речь идет об упругих столкновениях, не меняющих общую населенность уровня, то $\Gamma_{\nu}^{(0)} = 0$.

Полная релаксационная характеристика $\gamma_{\nu}^{(\alpha)}$ соответствующих компонент матрицы плотности уровня ν будет складываться из столкновительной релаксационной характеристики $\Gamma_{\nu}^{(\alpha)}$ и релаксационной характеристики $\gamma_{\nu}^{(0)}$, связанной с радиационным распадом и неупругими газокинетическими столкновениями:

$$\gamma_{\nu}^{(\alpha)} = \gamma_{\nu}^{(0)} + \Gamma_{\nu}^{(\alpha)}. \quad (1)$$

Отметим, что именно релаксационные характеристики $\gamma_{\nu}^{(\alpha)}$ будут фигурировать в дальнейшем при расчете конкретных физических эффектов.

Времена $1/\gamma_{\nu}^{(0)}$, $1/\gamma_{\nu}^{(1)}$ и $1/\gamma_{\nu}^{(2)}$ принято соответственно называть временами релаксации населенности, ориентации и выстра-

ивания уровня ν [2]. Напомним, что с временем $1/\gamma_\nu^{(1)}$ релаксации ориентации распадается магнитный момент уровня ν , а с временем $1/\gamma_\nu^{(2)}$ релаксации выстраивания - квадрупольный момент уровня ν .

В настоящей работе предлагается использовать явление модифицированного стимулированного фотонного эха для измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания. Мы надеемся, что явление модифицированного стимулированного фотонного эха станет в один ряд со ставшими уже классическими методами измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания, основанными на использовании эффекта Ханле, эффекта пересечения уровней и т. д. [2].

Стимулированное фотонное эхо (см., например, [3]) наблюдается при последовательном пропускании через газовую среду трех возбуждающих световых импульсов с несущей частотой ω , резонансной частоте ω_0 атомного (молекулярного) перехода $\nu \rightarrow \alpha$ ($E_\alpha < E_\nu$) атомов (молекул) исследуемого газа. Это эхо представляет собой спонтанное когерентное излучение из сверхизлучательного состояния с несущей частотой ω .

В работе Хартмана с сотрудниками [4] было впервые экспериментально реализовано модифицированное стимулированное фотонное эхо (МСФ эхо). МСФ эхо формировалось на трех неэквиливантных энергетических уровнях α , ν и ϵ ($E_\alpha < E_\nu < E_\epsilon$) тремя возбуждающими импульсами. Причем несущая частота ω_1 первых двух возбуждающих импульсов была по-прежнему резонансна частоте ω_0 , а несущая частота ω_2 третьего возбуждающего импульса была резонансна частоте $\bar{\omega}_0$ перехода $\epsilon \rightarrow \nu$.

Отметим, что в письмах [5,6] было рассмотрено формирование МСФ эха прямоугольными возбуждающими импульсами одинаковой длительности и малой площади. В настоящей работе дана последовательная теория МСФ эха в газовых средах при произвольной форме возбуждающих импульсов. Проведенное рассмотрение показывает, что путем различного выбора взаимной ориентации векторов поляризации возбуждающих импульсов можно проводить измерения времен $1/\gamma_\nu^{(\alpha)}$ ($\alpha = 0, 1, 2$) общего уровня ν , исследуя затухание компонент напряженности электрического поля МСФ эха с ростом промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами. Следует подчеркнуть, что в пределе малых площа-

дей [7] возбуждающих импульсов поляризационные свойства МСФ эха не зависят ни от формы возбуждающих импульсов, ни от их площадей. Эти обстоятельства делают формулы, полученные в пределе малых площадей возбуждающих импульсов, наиболее удобными для спектроскопических целей.

1. Основные уравнения и соотношения

Рассмотрим формирование МСФ эха в газовой среде тремя возбуждающими импульсами малой площади и произвольной формы, линейно поляризованными в различных плоскостях. Пусть первый и второй возбуждающие импульсы падают на границу $y = 0$ газовой среды соответственно в моменты времени $t = 0$ и $t = \tau_1 + T_1$. Запишем напряженности электрического поля этих импульсов в виде

$$\vec{E}_1 = e^{(1)} (\vec{\ell}_x \sin \psi_1 + \vec{\ell}_z \cos \psi_1) g_1(\xi) \times \exp[i(\omega_1 t - k_1 y + \varphi_1)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

$$\vec{E}_2 = e^{(2)} (\vec{\ell}_x \sin \psi_2 + \vec{\ell}_z \cos \psi_2) g_2(\xi - \tau_1 - T_1) \times \exp[i(\omega_1 t - k_1 y + \varphi_2)] + \text{к.с.} \quad (3)$$

Пусть третий возбуждающий импульс длительностью T_3 падает на границу $y = 0$ газовой среды в момент времени $t = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2$. Запишем напряженность электрического поля этого импульса в виде

$$\vec{E}_3 = e^{(3)} \vec{\ell}_z g_3(\xi - \tau_1 - T_1 - \tau_2 - T_2) \times \exp[i(\omega_2 t - k_2 y + \varphi_3)] + \text{к.с.} \quad (4)$$

В формулах (2)–(4) величины $e^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) – постоянные амплитуды; φ_i – постоянные сдвиги фаз; $\vec{\ell}_x$ и $\vec{\ell}_y$ – орты соответствующих декартовых осей; $\xi = t - y/c$; ψ_1 и ψ_2 – углы, которые составляют векторы поляризации первого и второго возбуждающих импульсов с вектором поляризации третьего. Функции g_1 , g_2 и g_3 описывают форму возбуждающих импульсов, причем

$$\frac{1}{T_i} \int_0^{T_i} g_i(s) ds = 1, \quad i = 1, 2, 3.$$

Отметим, что в случае прямоугольных возбуждающих импульсов

$$g_1 = g_2 = g_3 = 1.$$

Для нахождения напряженности электрического поля МСФ эха нами решались уравнение Даламбера и квантово-механические уравнения для компонент матрицы плотности резонансных уровней α , β и γ .

В начальный момент времени $\xi = 0$ перед приходом в точку y газовой среды первого возбуждающего импульса имеем

$$\hat{\rho}(\xi=0) = f(\vec{v}) \left\{ n_\alpha \sum_\mu |J_\alpha \mu\rangle \langle \mu J_\alpha| + \right. \\ \left. + n_\beta \sum_m |J_\beta m\rangle \langle m J_\beta| + n_\gamma \sum_\nu |J_\gamma \nu\rangle \langle \nu J_\gamma| \right\}.$$

Здесь $\hat{\rho}$ - матрица плотности, индексы μ , m и ν характеризуют проекции угловых моментов J_α , J_β и J_γ резонансных уровней на ось квантования, $(2J_\alpha + 1)n_\alpha$, $(2J_\beta + 1)n_\beta$ и $(2J_\gamma + 1)n_\gamma$ - плотности населенности атомов на уровнях α , β и γ при $\xi \leq 0$, а $f(\vec{v})$ описывает максвелловское распределение возбужденных атомов по скорости $\vec{v}$.

Использованная в работе методика вычисления напряженности электрического поля МСФ эха аналогична примененной в работах [5,6]. В результате окончательное выражение для напряженности электрического поля МСФ эха имеет вид:

$$\vec{E}_e = \vec{E}_e \exp[i(\omega_2 t - k_2 y + \varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1)] + \text{к.с.}, \quad (5)$$

$$\vec{E}_e = \frac{\pi}{4^3} \omega_2 \frac{L}{c} |d|^2 |\bar{d}|^2 e^{(1)T_1} e^{(2)T_2} e^{(3)T_3} \bar{N}_0 \bar{I} \vec{e}^*.$$

$$\times \exp[-\gamma_{ab}^{(1)} \tau_1 - \gamma_{bc}^{(1)} (t - y/c - \tau_1 - \tau_2 - T_1 - T_2 - T_3)]. \quad (6)$$

Здесь L - протяженность газовой среды, $\bar{N}_0 = n_b - n_a$ - плотность перенаселенности зеемановских подуровней уровней b и a перед падением на газовую среду первого возбуждающего импульса, $\bar{d}$ - приведенный матричный элемент оператора дипольного момента перехода $b \rightarrow a$. Релаксационная характеристика

$$\gamma_{ab}^{(1)} = (\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})/2 + \Gamma_{ab}^{(1)} \quad (7)$$

- однородная полуширина спектральной линии перехода $b \rightarrow a$, $1/\gamma_a^{(0)}$ - время релаксации населенности уровня a , а величина $\Gamma_{ab}^{(1)}$ описывает релаксацию матрицы оптической когерентности перехода $b \rightarrow a$ за счет упругих деполяризующих столкновений возбужденных атомов с атомами буферного газа. Величина $\bar{d}$ - приведенный матричный элемент оператора дипольного момента перехода $c \rightarrow b$, однородная полуширина $\gamma_{bc}^{(1)}$ спектральной линии перехода $c \rightarrow b$ получается из (7) заменой $a \rightarrow b$ и $b \rightarrow c$, а отличные от нуля компоненты вектора $\vec{e}^e$, характеризующего поляризационные свойства ИСФ эха, имеют вид

$$e_x^e = g \, b_1(\tau_2) \sin(\psi_1 - \psi_2) + \frac{1}{4} \, r \, b_2(\tau_2) \sin(\psi_1 + \psi_2), \quad (8)$$

$$e_z^e = 3 b_0(\tau_2) \cos(\psi_1 - \psi_2) + \frac{1}{3} \, r \, b_2(\tau_2) (\cos \psi_1 \cos \psi_2 - \frac{1}{2} \sin \psi_1 \sin \psi_2), \quad (9)$$

где величины $b_x(\tau_2)$ определены формулой

$$b_x(\tau_2) = \exp(-\gamma_b^{(x)} \tau_2). \quad (10)$$

Величины 3 , r и g в выражениях (8) и (9) не зависят от промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами, а являются функциями лишь угловых моментов уровней резонансного перехода

$$3 = 2[9(2J_b + 1)]^{-1}, \quad g = S(J_c)S(J_a)[24(2J_b + 1)X(J_b)]^{-1},$$

$$\nu = T(J_c) T(J_a) [30(4J_b^2 - 1)(2J_b + 3)X(J_b)]^{-1},$$

где

$$X(J) = J(J+1), \quad S(J) = X(J) - X(J_b) - 2,$$

$$T(J) = 3S(J)[S(J) + 1] - 8X(J_b).$$

Далее, величина

$$\bar{I} = \int dv f(v) a_1(v) a_2^*(v) a_3^*(v) \exp[ik_2 v(t - t_e)] \quad (11)$$

характеризует форму импульса МСФ эха, где

$$t_e = \tau_2 + \tau_1(1 + k_1/k_2) + \frac{1}{2}(\tau_1 + \tau_2)(2 + k_1/k_2) + \frac{1}{2}\tau_3 + y/c, \quad (12)$$

$$a_1(v) = \int_{-T_1/2}^{T_1/2} g_1(\xi + T_1/2) \exp(ik_1 v \xi) d\xi / T_1, \quad (13)$$

$a_2(v)$ получается из (13) заменой $T_1 \rightarrow T_2$ и $g_1 \rightarrow g_2$,
 $a_3(v)$ - заменой $T_1 \rightarrow T_3$, $g_1 \rightarrow g_3$ и $k_1 \rightarrow k_2$, а $f(v)$ описывает максвелловское распределение возбужденных атомов по проекциям v скорости на ось Y . Подчеркнем, что формулы (5) - (13) выписаны для случая точного резонанса $\omega_1 = \omega_0 + \Delta_{av}^{(1)}$ и $\omega_2 = \omega_0 + \Delta_{bc}^{(1)}$. Здесь величины $\Delta_{av}^{(1)}$ и $\Delta_{bc}^{(1)}$ - сдвиги соответствующих спектральных линий под действием упругих деполяризующих столкновений. Следует, однако, заметить, что ограничение точным резонансом не является принципиальным, а позволяет записать результаты в более компактном виде.

МСФ эхо (5) - (13) распространяется вдоль оси Y с несущей частотой ω_2 и линейно поляризовано. Как следует из (5) - (13), поляризационные свойства МСФ эха, сформированного возбуждающими импульсами малой площади, не зависят от их формы. Это обстоятельство является важным аргументом в пользу применения возбуждающих импульсов малой площади в поляризационной спектроскопии газовых сред методом фотонного эха. Отметим, что в случае прямоугольных возбуждающих импульсов одинаковой длительности выражения (5) - (13) переходят в соответствующие выражения [5].

Рассмотрим теперь случай, который также был реализован в эксперименте [4], когда третий возбуждающий импульс, распространяющийся в отрицательном направлении оси Y , падает на границу $y = L$ газовой среды в момент времени $t = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2$. В этом случае имеет место эффект запаздывания, заключающийся в том, что для различных точек y газовой среды между вторым и третьим возбуждающими импульсами пройдут разные промежутки времени. В результате напряженность электрического поля МСФ эха в данном случае определяется формулами (5)–(13), если в них провести замены: $k_2 \rightarrow -k_2$, $\varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2$ в формуле (5); $y \rightarrow L - y$ в формуле (6); $\vartheta_x(\tau_2) \rightarrow \vartheta_x(\tau_2) \operatorname{sh}(\gamma_6^{(x)} L/c) (\gamma_6^{(x)} L/c)^{-1}$, $\psi_1 \leftrightarrow \psi_2$ в формулах (8) и (9); $y \rightarrow L - y$ в формуле (12).

2. Обсуждение результатов

При теоретическом описании формирования МСФ эха в газовой среде важную роль играет соотношение между обратными длительностями $1/T_i$ ($i = 1, 2, 3$) возбуждающих импульсов и шириной резонансной спектральной линии $k u$. Здесь u – средняя тепловая скорость атомов газа, а $k = \omega/c$. Если $k u T_i \ll 1$, то говорят, что спектральная линия – узкая для данного возбуждающего импульса. Если, наоборот, $k u T_i \gg 1$, то говорят, что спектральная линия – широкая для данного возбуждающего импульса.

Рассмотрим сначала формирование МСФ эха на узких для всех трех возбуждающих импульсов спектральных линиях ($k_1 u T_1 \ll 1$, $k_2 u T_2 \ll 1$ и $k_3 u T_3 \ll 1$). В этом случае из (II) получим

$$\bar{I} = \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left[k_2 u (t - \tau_1 - \tau_2 - k_1 \tau_1 / k_2 - T_1 - T_2 - y/c) \right]^2 \right\}. \quad (14)$$

Таким образом, максимум интенсивности МСФ эха, сформированного на узких спектральных линиях, имеет место в момент времени $t = \tau_1 (1 + k_1/k_2) + \tau_2 + T_1 + T_2 + y/c$, а длительность импульса эха – порядка $1/(k_2 u)$.

Интересны также случаи формирования МСФ эха на широкой для одного из возбуждающих импульсов и узких для двух других спектральных линиях. Если $k_1 u T_1 \gg 1$, $k_2 u T_2 \ll 1$ и $k_3 u T_3 \ll 1$, то из (II) получим

$$\bar{I} = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_1 u T_1} g_1 \left[-\frac{k_2}{k_1} (t - t_e) + \frac{1}{2} T_1 \right]. \quad (15)$$

Следовательно, в этом случае импульс МСФ эха повторяет форму первого возбуждающего импульса, обращенную во времени. При этом длительность импульса МСФ эха равна $k_1 T_1 / k_2$. Далее, если $k_1 u T_1 \ll 1$, $k_1 u T_2 \gg 1$ и $k_2 u T_3 \ll 1$, то из (II) имеем

$$\bar{I} = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_1 u T_2} g_2 \left[-\frac{k_2}{k_1} (t - t_e) + \frac{1}{2} T_2 \right]. \quad (16)$$

Таким образом, в этом случае импульс МСФ эха повторяет форму второго возбуждающего импульса, а его длительность равна $k_1 T_2 / k_2$. Наконец, если $k_1 u T_1 \ll 1$, $k_1 u T_2 \ll 1$ и $k_2 u T_3 \gg 1$, то из (II) получаем

$$\bar{I} = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_2 u T_3} g_3 (t - t_e + \frac{1}{2} T_3). \quad (17)$$

Итак, в этом случае импульс МСФ эха повторяет форму третьего возбуждающего импульса. Подчеркнем, что три разобранных случая могут быть реализованы изменением длительности возбуждающих импульсов.

Отметим, что зависимость формы импульсов обычного фотонного эха и стимулированного фотонного эха от формы возбуждающих импульсов уже наблюдалась Самарцевым с сотрудниками [8]. Поскольку в экспериментах по МСФ эху влияние формы возбуждающих импульсов на форму импульса эха еще не наблюдалось, то представляет интерес постановка экспериментов по МСФ эху в газах с целью проверки полученных теоретически соотношений (15)–(17), так как в отличие от обычного фотонного эха и стимулированного фотонного эха корреляция формы МСФ эха с формой возбуждающего импульса может сопровождаться одновременным растяжением (сжатием) в отношении k_1 / k_2 .

Интегрирование в (II) может быть выполнено аналитически также при формировании МСФ эха на широких для всех трех возбуждающих импульсов спектральных линиях в случае, если импульсы являются прямоугольными. Например, для $T_1 = T_2 = T_3 = T$ из (II) при $k_2 / k_1 \gg 2$ имеем

$$\begin{aligned} \bar{I} = \sqrt{\pi} [k_2 u T]^{-1} \{ (a+1)^2 [\theta(a+1) - \theta(a)] - (a^2 - \\ - 2a - 1) [\theta(a) - \theta(a-1)] + 2 [\theta(a-1) - \theta(a-b+1)] - \\ - (a^2 - 2ab + 2a + b^2 - 2b - 1) [\theta(a-b+1) - \theta(a-b)] + \\ + (a-b-1)^2 [\theta(a-b) - \theta(a-b-1)] \}, \quad (18) \end{aligned}$$

где

$$a = b(t - t_e + \frac{1}{2}T)/T, \quad b = k_2/k_1, \quad \theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

а t_e получается из (12) при $T_1 = T_2 = T_3 = T$. Таким образом, длительность импульса МСФ эха, сформированного на широких спектральных линиях, — порядка $k_2 T/k_1$.

Как следует из (5)–(13), зависимость напряженности электрического поля МСФ эха от промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами определяется зависимостью от τ_2 только компонент вектора $\vec{E}^e$. Поэтому проекция напряженности электрического поля МСФ эха на направление вектора поляризации третьего возбуждающего импульса зависит от τ_2 посредством E_z^e , а на перпендикулярное направление — посредством E_x^e . Используя отмеченное свойство, покажем, каким образом на эксперименте можно получать информацию о временах релаксации населенности, ориентации и выстраивания уровня ν .

Как вытекает из (8) и (9), при $\psi_2 = \psi_1$

$$(E_e)_x \sim \exp(-\gamma_\nu^{(2)} \tau_2). \quad (19)$$

Эта формула позволяет проводить непосредственное измерение времени $1/\gamma_\nu^{(2)}$ релаксации выстраивания уровня ν . Для этого необходимо при $\psi_2 = \psi_1$ исследовать затухание $(E_e)_x$ с ростом промежутка времени τ_2 .

Если $\psi_2 = -\psi_1$, то, как следует из (8) и (9),

$$(E_e)_x \sim \exp(-\gamma_\nu^{(1)} \tau_2). \quad (20)$$

Поэтому исследование затухания с ростом τ_2 проекции напряжен-

ности электрического поля МСФ эха на направление, перпендикулярное вектору поляризации третьего возбуждающего импульса, дает при $\psi_2 = -\psi_1$ возможность проводить непосредственное измерение времени $1/\gamma_{\theta}^{(1)}$ релаксации ориентации уровня θ .

При ψ_1 и ψ_2 таких, что $\operatorname{tg} \psi_1 \operatorname{tg} \psi_2 = 2$, как вытекает из (8) и (9),

$$(E_e)_z \sim \exp(-\gamma_{\theta}^{(0)} \tau_2). \quad (21)$$

Эта формула позволяет проводить непосредственное измерение времени $1/\gamma_{\theta}^{(0)}$ релаксации населенности уровня θ .

Анализ (8) и (9) показывает, что существуют и другие соотношения между ψ_1 и ψ_2 , позволяющие выделять в (8) или (9) затухание с каким-либо одним временем релаксации (населенности, ориентации или выстраивания).

3. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов и обсуждение возможных направлений дальнейших экспериментальных исследований.

Остановимся теперь на недавнем эксперименте Келлера и Легуэта [9], в котором МСФ эхо формировалось в парах иттербия на переходах с угловыми моментами резонансных уровней $J_a = 0$ и $J_{\theta} = J_c = 1$.

Авторами работы [9] была отмечена сильная зависимость интенсивности МСФ эха от поляризаций возбуждающих импульсов. Ими были рассмотрены следующие два случая. В первом из них линейные поляризации всех трех возбуждающих импульсов совпадали ($\psi_1 = \psi_2 = 0$). Во втором случае векторы поляризации первого и второго возбуждающих импульсов были перпендикулярны вектору поляризации третьего ($\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$). Интенсивность МСФ эха $I_{MSE}(\psi_1 = 0, \psi_2 = 0)$ в первом случае была на три порядка меньше интенсивности МСФ эха $I_{MSE}(\psi_1 = \pi/2, \psi_2 = \pi/2)$ во втором случае.

Этот результат может быть легко понят из анализа формул (8) и (9). Действительно, как следует из формул (8) и (9), на переходах с угловыми моментами резонансных уровней $J_a = 0$ и $J_{\theta} = J_c = 1$ для отличных от нуля компонент вектора $\vec{E}^e$, характеризующего поляризационные свойства МСФ эха, имеем

$$e_x^e = \frac{1}{18} [\exp(-\gamma_\theta^{(1)} \tau_2) \sin(\psi_1 - \psi_2) - \exp(-\gamma_\theta^{(2)} \tau_2) \sin(\psi_1 + \psi_2)], \quad (22)$$

$$e_z^e = \frac{2}{27} [\exp(-\gamma_\theta^{(0)} \tau_2) \cos(\psi_1 - \psi_2) - \exp(-\gamma_\theta^{(2)} \tau_2) (\cos \psi_1 \cos \psi_2 - \frac{1}{2} \sin \psi_1 \sin \psi_2)]. \quad (23)$$

Как следует из (22) и (23) в обоих случаях ($\psi_1 = \psi_2 = 0$ и $\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$) поляризация МСФ эха - линейная и совпадает с поляризацией третьего возбуждающего импульса, что и было наблюдеено в эксперименте [9]. В первом случае ($\psi_1 = \psi_2 = 0$) для единственной отличной от нуля компоненты вектора $\vec{e}^e$ из формулы (23) получаем

$$e_z^e = \frac{2}{27} [\exp(-\gamma_\theta^{(0)} \tau_2) - \exp(-\gamma_\theta^{(2)} \tau_2)]. \quad (24)$$

Во втором случае ($\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$) из формулы (23) имеем

$$e_z^e = \frac{2}{27} [\exp(-\gamma_\theta^{(0)} \tau_2) + \frac{1}{2} \exp(-\gamma_\theta^{(2)} \tau_2)]. \quad (25)$$

Результаты эксперимента [9] могут быть поняты, если предположить, что величины $\gamma_\theta^{(0)}$ и $\gamma_\theta^{(2)}$ достаточно близки, поскольку в этом случае отношение

$$\begin{aligned} \varrho &= I_{MSE}(\psi_1=0, \psi_2=0) / I_{MSE}(\psi_1=\pi/2, \psi_2=\pi/2) = \\ &= [\exp(-\gamma_\theta^{(0)} \tau_2) - \exp(-\gamma_\theta^{(2)} \tau_2)]^2 \times \\ &\times [\exp(-\gamma_\theta^{(0)} \tau_2) + \frac{1}{2} \exp(-\gamma_\theta^{(2)} \tau_2)]^{-2} \end{aligned} \quad (26)$$

становится много меньше единицы. К сожалению, в работе [9] не приведены давление буферного газа и значение промежутка времени τ_2 , при которых $\varrho \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

Если воспользоваться формулой (26), в качестве отношения интенсивностей взять значение $2 \cdot 10^{-3}$, а τ_2 положить равным

75 нс (в работе [9] величина τ_2 менялась в интервале от 60 до 90 нс), то для величины $\Gamma_{\theta}^{(2)} = \gamma_{\theta}^{(2)} - \gamma_{\theta}^{(0)}$ получим $0,9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Принимая во внимание приведенное в работе [9] время жизни уровня θ $1/\gamma_{\theta}^{(0)} = 875 \text{ нс}$, имеем $\gamma_{\theta}^{(0)} \cong 1,15 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, релаксационная характеристика $\gamma_{\theta}^{(2)} \cong 2,05 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ одного порядка с релаксационной характеристикой $\gamma_{\theta}^{(0)}$.

Отметим, что, к сожалению, в работе [9] отношение η не исследовалось при различных давлениях ρ , поэтому из данных этого эксперимента нельзя извлечь информацию о величине $d\Gamma_{\theta}^{(2)}/d\rho$.

Подчеркнем, что возможности эксперимента [9] позволяют, по-видимому, определить и релаксационную характеристику $\gamma_{\theta}^{(1)}$. Действительно, как следует из (22) и (23), при $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi/2$ для единственной отличной от нуля компоненты вектора $\vec{e}^e$ имеем

$$e_x^e = -\frac{1}{18} [\exp(-\gamma_{\theta}^{(1)}\tau_2) + \exp(-\gamma_{\theta}^{(2)}\tau_2)]. \quad (27)$$

В случае $\psi_1 = \pi/2$ и $\psi_2 = 0$ из (22) и (23) аналогично предыдущему получаем

$$e_x^e = \frac{1}{18} [\exp(-\gamma_{\theta}^{(1)}\tau_2) - \exp(-\gamma_{\theta}^{(2)}\tau_2)]. \quad (28)$$

Из теории [1,2] следует, что величины $\gamma_{\theta}^{(1)}$ и $\gamma_{\theta}^{(2)}$ близки. Поэтому отношение интенсивностей

$$I_{MSE}(\psi_1 = \pi/2, \psi_2 = 0) / I_{MSE}(\psi_1 = 0, \psi_2 = \pi/2)$$

МСФ эха должно быть малым. Если, тем не менее, это отношение будет зарегистрировано, то аналогично тому, как это было показано выше, можно получить информацию о разности $\Gamma_{\theta}^{(2)} - \Gamma_{\theta}^{(1)}$. В совокупности с известной величиной $\Gamma_{\theta}^{(2)}$ это даст возможность определить и величину $\Gamma_{\theta}^{(1)}$. Кроме того, если позволит точность эксперимента, то можно будет проверить правильность теоретических расчетов для отношения $\Gamma_{\theta}^{(2)}/\Gamma_{\theta}^{(1)}$. Отметим, что теоретический расчет отношения $\Gamma_{\theta}^{(2)}/\Gamma_{\theta}^{(1)}$ в предположении ван-дер-ваальсовского взаимодействия между резонансными атомами и атомами буферного газа дает значение 1,12.

4. Заключение

Подчеркнем, что все предыдущие вычисления были сделаны в предположении, что релаксационные характеристики среды не зависят от скорости движения возбужденных атомов. Последовательный расчет такой зависимости является чрезвычайно сложной задачей. Поэтому для того, чтобы проанализировать, к каким изменениям приводит такая зависимость, используют модельные представления. Так, в работе [10] исследовалось формирование фотонного эха с учетом зависимости однородной полуширины $\gamma_{ab}^{(1)}$ резонансной спектральной линии от модуля скорости возбужденных атомов. При этом было показано, что учет такой зависимости приводит к отличию закона затухания интенсивности фотонного эха с ростом промежутка времени τ между возбуждающими импульсами от простого экспоненциального. Можно показать, что аналогичный результат получится и в случае МСФ эха.

Отметим, что отклонения от простой экспоненциальной зависимости интенсивностей фотонного эха [11] и МСФ эха [9] как функций промежутков времени между возбуждающими импульсами на парах иттербия уже наблюдались экспериментально. Однако авторы работ [9, 11] связывают эти отклонения с влиянием столкновений с изменением скорости. Не отвергая такую возможность, мы хотим обратить внимание, что к отклонению от простого экспоненциального закона приводит и учет зависимости релаксационных характеристик среды от модуля скорости резонансных атомов в модели упругих деполяризующих столкновений.

Итак, поляризационная спектроскопия газовых сред методом МСФ эха позволит проводить измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания резонансного уровня ν . Причем наиболее удобными для этой цели являются формулы (5) – (13), полученные в пределе малых площадей возбуждающих импульсов. Поэтому при проведении экспериментов по МСФ эху с целью извлечения спектроскопической информации о временах релаксации населенности, ориентации и выстраивания нужно поступать следующим образом. Необходимо найти оптимальные значения площадей возбуждающих импульсов, при которых интенсивность МСФ эха максимальна. Далее следует уменьшать эти площади до тех пор, пока поляризационные свойства МСФ эха перестанут зависеть от площадей возбуждающих импульсов. При таких площадях возбуждающих световых

импульсов поляризационные свойства МСФ эха уже можно описывать формулами (8) и (9).

Приложение

За последние годы все большее число экспериментов по фотонному эху и его разновидностям выполняется на парах щелочных металлов. Во всех этих экспериментах (см., например [4]) спектральная ширина возбуждающих световых импульсов, как правило, больше или порядка сверхтонкого расщепления одного или обоих резонансных уровней, так что формирование фотонного эха происходит на целой совокупности переходов между сверхтонкими компонентами резонансных уровней.

Теоретическое исследование фотонного эха, сформированного на резонансных уровнях со сверхтонкой структурой возбуждающими импульсами малой площади было выполнено в работе [12]. В настоящем приложении результаты работы [12] обобщаются на случай произвольных площадей возбуждающих импульсов.

Пусть фотонное эхо, как и в [12], формируется под действием прямоугольных возбуждающих импульсов длительностью T_1 и T_2 , разделенных промежутком времени τ . Их несущая частота ω резонансна частоте ω_0 оптически разрешенного перехода $\beta \rightarrow \alpha$, уровни энергии которого имеют сверхтонкое расщепление. Ось Z совпадает с вектором поляризации второго возбуждающего импульса, а вектор поляризации первого возбуждающего импульса составляет с вектором поляризации второго угол φ . Тогда напряженности электрического поля возбуждающих импульсов задаются формулами (2) и (3), в которых следует сделать замену $\omega_1 \rightarrow \omega$, $\varphi_1 \rightarrow \varphi$, $\varphi_2 \rightarrow 0$, $\tau_1 \rightarrow \tau$, $k_1 \rightarrow k$ и положить $g_1 = g_2 = 1$.

Использованная в работе методика вычисления напряженности электрического поля фотонного эха аналогична примененной в работе [12]. В частности, как и в [12], считалось, что частоты сверхтонких расщеплений $\Delta E_{F_a} / \hbar$ и $\Delta E_{F_b} / \hbar$ резонансных уровней малы по сравнению с обратными длительностями возбуждающих импульсов. Это позволяло не учитывать сверхтонкое расщепление во время прохождения через газовую среду возбуждающих импульсов. Кроме того, подобно [12], предполагалось, что релак-

сационные характеристики различных электронных мультипольных моментов поляризации среды достаточно близки, т. е.

$$|\gamma_{\alpha\beta}^{(\alpha)} - \gamma_{\alpha\beta}^{(1)}| \tau < 1, \quad |\Delta_{\alpha\beta}^{(\alpha)} - \Delta_{\alpha\beta}^{(1)}| \tau < 1.$$

Здесь $\gamma_{\alpha\beta}^{(\alpha)}$ и $\Delta_{\alpha\beta}^{(\alpha)}$ ($|J_\alpha - J_\beta| \leq \alpha \leq J_\alpha + J_\beta$) характеризуют релаксацию различных мультипольных моментов резонансного электронного перехода $\beta \rightarrow \alpha$ [1].

В результате проделанных вычислений получим, что напряженность электрического поля фотонного эха имеет вид

$$\vec{E} = -\frac{\pi}{\hbar^3} \omega \frac{L}{c} |d|^4 e^{(1)} T_1 e^{(2)2} T_2^2 N_0 \vec{E}^* \times \exp[i(\omega t - ky + 2\varphi_2 - \varphi_1) - \gamma_{\alpha\beta}^{(1)}(t' + \tau)] + \text{к.с.}, \quad (29)$$

Здесь $(-N_0)$ — плотность населенности зеемановских подуровней сверхтонких компонент резонансного уровня α до падения на среду первого возбуждающего импульса, $t' = t - \tau - T_1 - T_2 - y/c$. Далее, вектор $\vec{E}$, характеризующий поляризационные свойства и форму импульса фотонного эха, равен

$$\vec{E} = \epsilon_0 \vec{\ell}_z - \sqrt{2} \epsilon_1 \vec{\ell}_x, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_q &= 2(2J_\alpha + 1)^{1/2} (-1)^{I+J_\alpha+q} \int d\nu \sum H \times \\ &\times (-1)^{F_\alpha'' - F_\alpha' - F_\beta'} (2x' + 1)(2x + 1) P_x^q(\cos \psi) g_{x'} \times \\ &\times \left[\frac{(x - q)!}{(x + q)!} \right]^{1/2} \begin{pmatrix} x' & 1 & x_2' \\ -q & q & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' & x & x_1' \\ q & -q & 0 \end{pmatrix} \times \\ &\times \begin{pmatrix} x_2 & x_1 & x \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I & F_\alpha' & J_\alpha \\ x_1 & J_\alpha & F_\alpha'' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} x_2 & x_1 & x \\ F_\alpha' & F_\beta' & F_\alpha'' \end{Bmatrix} \times \end{aligned}$$

$$\times [(2F_a' + 1)(2F_a'' + 1)]^{1/2}; \quad (31)$$

$$g_{x'} = (-1)^{F_\theta' - F_\theta} \left\{ \begin{matrix} x' & x_2' & 1 \\ F_\theta & F_a & F_a' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} x' & x & x_1' \\ F_\theta' & F_a & F_a' \end{matrix} \right\} \times$$

$$\times G_{F_\theta F_a}(1) G_{F_\theta' F_a}(x_1') G_{F_\theta' F_a''}(x_2') G_{F_\theta F_a'}(x_2') \times$$

$$\times \exp[i(\Delta_{F_\theta F_a} t' - \Delta_{F_\theta' F_a'} \tau)]; \quad (32)$$

$$G_{F_\theta F_a}(x) = [(2F_a + 1)(2F_\theta + 1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} I & F_a & J_a \\ x & J_\theta & F_\theta \end{matrix} \right\}, \quad (33)$$

$$H = (-1)^{J_a} (2J_a + 1)^{-1/2} f(v) \exp[i\delta(t' - \tau)] \times$$

$$\times A_1(x_2) B(x_1) A_2(x_1') A_2(x_2'); \quad (34)$$

$$A_i(x) = \sum_m \begin{pmatrix} J_\theta & J_a & x \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_\theta & J_a & 1 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} (2x+1) \times$$

$$\times \sin(\Omega_m^{(i)} T_i / 2) (\Omega_m^{(i)} T_i / 2)^{-1}, \quad i = 1, 2, \quad (35)$$

$$B(x) = \sum_m (-1)^m \begin{pmatrix} J_a & J_a & x \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} (2x+1) \times$$

$$\times [\cos(\Omega_m^{(1)} T_1 / 2) - i\delta \sin(\Omega_m^{(1)} T_1 / 2) / \Omega_m^{(1)}], \quad (36)$$

$$(\hbar \Omega_m^{(i)})^2 = (2|d|e^{(i)} a_m)^2 + (\hbar \delta)^2, \quad i=1, 2; \quad (37)$$

$$a_m = \begin{pmatrix} J_\theta & 1 & J_\alpha \\ -m & 0 & m \end{pmatrix}, \quad \delta = kv - (\omega - \omega_0 - \Delta_{\alpha\theta}^{(1)}). \quad (38)$$

Здесь J_α и J_θ - электронные угловые моменты уровней резонансного перехода $\theta \rightarrow \alpha$, F_α и F_θ - полные угловые моменты; I - спин ядра резонансного атома; $P_x^q(\cos \psi)$ - присоединенные полиномы Лежандра, $\Delta_{F_\theta F_\alpha} = (\Delta E_{F_\theta} - \Delta E_{F_\alpha}) / \hbar$; $3j$ - и $6j$ -символы обозначены обычным образом, а остальные величины определены выше. Суммирование в (31) осуществляется по $x_1, x_2, x'_1, x'_2, x, x'$ и всем значениям полных угловых моментов сверхтонких компонент резонансных уровней, которые участвуют в формировании фотонного эха.

Из формул (29)-(38) следует, что на переходах с электронными угловыми моментами $J_\theta = 1 \rightarrow J_\alpha = 0$, $J_\theta = 1/2 \rightarrow J_\alpha = 1/2$ и $J_\theta = 3/2 \rightarrow J_\alpha = 1/2$ поляризационные свойства фотонного эха, вытекающие из формул (29)-(38), совпадают с найденными в работе [12] для случая малых площадей возбуждающих импульсов. Действительно, как следует из (35)-(38), на этих переходах

$$A_i(x) \sim \delta_{x,1}, \quad B(x) \sim \delta_{x,0}.$$

Последнее обстоятельство приводит к тому, что величина $\mathcal{J}_{x'}$, просуммированная по всем значениям полных угловых моментов сверхтонких компонент резонансных уровней, которые участвуют в формировании фотонного эха, переходит в величину $C_{x'}$ работы [12]. При этом величина $\mathcal{V}_q$, определяемая формулой (31), становится равной

$$\mathcal{V}_q = [\delta_{q,0} \frac{2}{3} (C_0 + 2C_2) \cos \psi +$$

$$+ \delta_{g,1} \frac{1}{\sqrt{2}} (c_1 - c_2) \sin \psi] R, \quad (39)$$

где функция R , характеризующая форму импульса фотонного эха, имеет вид

$$R = \int dv f(v) \exp[i\delta(t' - \tau)] \sin(\Omega^{(1)} T_1 / 2) \times \\ \times [\cos(\Omega^{(1)} T_1 / 2) - i\delta \sin(\Omega^{(1)} T_1 / 2) / \Omega^{(1)}] \times \\ \times \sin^2(\Omega^{(2)} T_2 / 2) (\Omega^{(1)} T_1 / 2)^{-1} (\Omega^{(2)} T_2 / 2)^{-2}.$$

Здесь $\Omega^{(i)}$ связана с площадью θ_i возбуждающего импульса соотношением

$$(\Omega^{(i)} T_i)^2 = \theta_i^2 + (\delta T_i)^2.$$

Площадь возбуждающего импульса для переходов

$J_g = 1/2 \rightarrow J_a = 1/2$ и $J_g = 3/2 \rightarrow J_a = 1/2$ равна

$$\theta_i = \sqrt{2} (e^{(i)} |d| T_i) / (\sqrt{3} \hbar), \quad i = 1, 2.$$

Для перехода $J_g = 1 \rightarrow J_a = 0$ площадь возбуждающего импульса имеет вид

$$\theta_i = 2 (e^{(i)} |d| T_i) / (\sqrt{3} \hbar), \quad i = 1, 2.$$

Сравнение формул (29), (30) и (39) с соответствующими формулами работы [12] позволяет сделать вывод, что поляризационные свойства фотонного эха на переходах $J_g = 1 \rightarrow J_a = 0$, $J_g = 1/2 \rightarrow J_a = 1/2$ и $J_g = 3/2 \rightarrow J_a = 1/2$ не зависят от площадей возбуждающих импульсов.

Таким образом, на обоих представляющих интерес с точки зрения

экспериментов с парами щелочных металлов резонансных переходах ($J_g = 1/2 \rightarrow J_a = 1/2$ и $J_g = 3/2 \rightarrow J_a = 1/2$) поляризационные свойства фотонного эха даются формулами работы [12], найденными в пределе малых площадей возбуждающих импульсов.

Литература

1. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо в газах: влияние деполаризующих столкновений. Препринт ИАЗ, 3602/I, 1982.

2. Omont A. Irreducible components of the density matrix. Application to optical pumping. - Prog. Quant. Electron., 1977, v. 5, p. 69-138.

3. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. О возможности измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания методом фотонного эха. - ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 6, с. 2213-2221.

4. Mossberg T., Flusberg A., Kachru R., Hartmann S.R. Total scattering cross section fo Na on He measured by stimulated photon echoes. - Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, No 25, p. 1665-1669.

5. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Стимулированное фотонное эхо как метод определения спектроскопических характеристик отдельного резонансного уровня. - Докл. АН СССР, 1981, т. 256, № 1, с. 57-60.

6. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M. Nonlinear spectroscopy of resonant levels by the photon-echo technique. - Phys. Lett., 1980, v. 80A, No 4, p. 253-255.

7. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо при малых площадях возбуждающих импульсов. - ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 5, с. 1538-1546.

8. Зуйков В.А., Самарцев В.В., Усманов Р.Г. Корреляция формы сигналов светового эха с формой возбуждающих импульсов. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 4, с. 293-296.

9. Keller J.-C., Le Gouët J.-L. Stimulated photon echo for collisional study in Yb vapor. - Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, No 23, p. 2034-2037.

10. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Об интеграле столкновений в

задачах когерентной оптики газовых сред. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 8, с. 388-391.

II. Forber R.A., Spinelli L., Thomas J.E., Feld M.S. Observation of quantum diffractive velocity-changing collisions by use of two-level heavy optical radiators. - Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, No 5, p. 331-335.

12. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. Теория фотонного эха, сформированного на резонансных уровнях со сверхтонкой структурой. - ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 10, с. 1200-1210.

Содержание

Введение	3
1. Основные уравнения и соотношения	5
2. Обсуждение результатов	9
3. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов и обсуждение возможных направлений дальнейших экспериментальных исследований	12
4. Заключение	15
Приложение	16
Литература	21

Игорь Викторович Евсеев,
Валерий Михайлович Ермаченко,
Владимир Александрович Решетов

Новый метод измерения времен релаксации
населенности, ориентации и выстраивания

Рукопись поступила в издательский отдел 26.II.84

Ответственный за выпуск И.М.Евсеев

Л.-83621	Подписано в печать 19/XII-84г.	Формат 60x84 1/16
П.л. 1,5	Уч.-изд.л. 1,5	Тираж 120 экз.
Изд. № ОИ-84	Заказ 3224	Цена 10 коп.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д. 31