

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИН УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ ГАЗА
МЕТОДОМ ФОТОН-ЭХА

А.И.Алексеев, И.В.Евсеев

Подобно спиновому эху [1] явление фотон-эха с успехом применяется для определения времен релаксации в твердом теле [2] и столкновительных ширин уровней молекул газа [3,4]. Метод фотон-эха полезен также для определения g -факторов уровней [5] и других характеристик молекул газа [6,7]. Однако, до сих пор методом фотон-эха измерялась лишь сумма ширин верхнего и нижнего резонансных уровней путем возбуждения газа двумя световыми импульсами.

В данной работе доказана возможность измерения методом фотон-эха ширины каждого резонансного уровня в отдельности. Для этого газовую среду следует возбуждать тремя световыми импульсами и исследовать фотон-эхо, сформированное вторым и третьим импульсами. Ширины уровней определяются по затуханию интенсивности этого фотон-эха в зависимости от промежутков времени между посланными импульсами. Наибольший эффект достигается, когда первый, второй и третий возбуждающие импульсы являются соответственно 180-, 90- и 180-градусными, а движутся они в одинаковом направлении.

Ради конкретности рассмотрим фотон-эхо в газе на атомном переходе с изменением полного момента $1/2 \rightarrow 1/2$. В качестве основных уравнений возьмем уравнение Даламбера и уравнение для матрицы плотности с учетом релаксационных членов и вырождения уровней.

Пусть на среду с максвелловским распределением молекул (атомов) по скоростям падает в момент $t=0$ линейно поляризованный импульс продолжительности T_1 , резонансный к данному атомному переходу. После прохождения первого возбуждающего импульса индуцированный ток поляризации $j(\nu)$ группы молекул, движущихся со скоростью v , затухает со временем как $\exp[-(\gamma_1 + \gamma_2)t/2]$, где $\hbar\gamma_1$ и $\hbar\gamma_2$ – ширины нижнего и верхнего уровней, а эффект запаздывания везде учитывается

ся заменой $t \rightarrow t - z/c$. Макроскопический ток поляризации $\int j(\nu) d\nu$ вследствие хаотического движения молекул распадается значительно быстрее, как

$$\exp[-t^2/T_0^2 - (\gamma_1 + \gamma_2)t/2],$$

где \hbar/T_0 — доплеровская ширина уровня ($1/T_0 \gg \gamma_1 + \gamma_2$). В отличие от фотон-эха на двух возбуждающих импульсах здесь необходимо учитывать распределение атомов по подуровням и закон затухания матриц плотности ρ_1 и ρ_2 со временем как верхнего ρ_2 , так и нижнего ρ_1 уровней

$$\rho_2 \sim \exp(-\gamma_2 t), \quad \rho_1 = c_1 \exp(-\gamma_1 t) + c_2 \exp(-\gamma_2 t),$$

где c_1 и c_2 — постоянные матрицы.

В момент времени $t = \tau_1 \gg T_1$ в том же направлении посылается второй возбуждающий импульс продолжительностью $T_1 \ll \tau_1$, вектор поляризации которого составляет угол ψ_1 с поляризацией первого импульса. В результате фазовой синхронизации отдельных излучателей в момент $t = 2\tau_1$ возникает первичное фотон-эхо с интенсивностью, пропорциональной

$$\sin^2 \Omega_1 T_1 (1 - \cos \Omega_2 T_2)^2 \exp[-2(\gamma_1 + \gamma_2)\tau_1] \quad (1)$$

и поляризацией под углом $2\psi_1$ к поляризации первого импульса. Здесь $\Omega_i^2 = \gamma a_i^2 / \hbar \omega$, γ — вероятность спонтанного излучения кванта $\hbar\omega$, a_i — амплитуда векторного потенциала i -го посылаемого импульса света частоты ω и $(\Omega_i T_0)^2 \gg 1$. По затуханию интенсивности первичного фотон-эха находится сумма ширины $\hbar\gamma_1 + \hbar\gamma_2$ обоих возбужденных резонансных уровней.

Для определения ширины нижнего $\hbar\gamma_1$ и верхнего $\hbar\gamma_2$ уровней в отдельности следует послать на среду сначала 180° -градусный $\Omega_1 T_1 = \pi$, а затем 90° -градусный $\Omega_2 T_2 = \pi/2$ импульсы. Тогда первичное эхо (1) не возникает. Для формирования фотон-эха в этом случае, необходимо послать в момент $t = \tau_2$ третий возбуждающий импульс продолжительностью T_3 и вектором поляризации направленным под углом ψ_2 к поляризации второго импульса. После прохождения третьего импульса в момент $t = 2\tau_2 - \tau_1$ возникает фотон-эхо с поляризацией, направленной под углом $2\psi_2$ к поляризации второго импульса, и интенсивностью, пропорциональной

$$\left[\left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma_2}\right) e^{-\gamma_2 \tau_1} - \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{2\gamma}{\gamma_2}\right) e^{-\gamma_1 \tau_1} \right]^2 e^{-2(\gamma_1 + \gamma_2)(\tau_2 - \tau_1)}, \quad (2)$$

где n_1 и n_2 — плотность активных молекул на нижнем и верхнем уровнях, обусловленная бoльцмановским распределением. Множитель перед выражением (2) в формуле для интенсивности фотон-эха не выписан в явном виде, так как он не зависит от τ_1 и τ_2 . Этот множитель максимален, когда третий импульс является 180-градусным. Измеряя интенсивность фотон-эха от трех импульсов в зависимости от τ_1 и τ_2 и зная сумму $\gamma_1 + \gamma_2$, полученную по затуханию первичного эха (1), нетрудно при помощи (2) определить γ_1 и γ_2 в отдельности.

Если $n_2 \ll n_1$ и $\gamma_1 \ll \gamma_2$, то характерный множитель (2) принимает простой вид

$$\exp \{ 2[-\gamma_2 \tau_2 - \gamma_1 (\tau_2 - \tau_1)] \} \quad (3)$$

Найденные поляризационные эффекты позволяют сравнительно просто отделять возбуждающие импульсы друг от друга и от фотон-эха, что представляет большие затруднения, когда поляризация фотон-эха совпадает с поляризацией посылаемых импульсов. Для этой цели достаточно положить $\psi_1 = \psi_2 = \pi/4$, тогда вектора поляризации всех трех импульсов и фотон-эха образуют веер из четырех векторов, наклоненных друг к другу под углом $\pi/4$.

Выше рассмотрено фотон-эхо (2), сформированное вторым и третьим возбуждающими импульсами. Если первый импульс не является 180-градусным, то возникает фотон-эхо, сформированное первичным фотон-эхо и третьим возбуждающим импульсом, а также фотон-эхо от первого и третьего посылаемых импульсов. Однако их интенсивность не содержит множителя (2) и поэтому не дает возможность определять γ_1 и γ_2 в отдельности.

Для определения γ_1 и γ_2 можно, в принципе, использовать также многократное фотон-эхо в газе, которое возникает после прохождения двух возбуждающих импульсов. Однако интенсивность многократного эха значительно слабее, что отражается на точности измерения.

Поляризационные особенности фотон-эха на других атомных переходах отличаются от рассмотренных выше. Изменяются также предэкспоненциальные множители в выражении (2), однако, в области $n_2 \ll n_1$ и $\gamma_1 \ll \gamma_2$ характерный множитель (3) сохраняется для атомных переходов $1 \rightleftharpoons 0$, $1 \rightarrow 1$ и $1/2 \rightleftharpoons 3/2$.

Авторы признательны В.М.Галицкому за обсуждение.

Литература

- [1]. А.Абрагам. Ядерный магнетизм, М., ИИЛ, 1963.
 - [2]. *I.D.Abella, N. A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys.Rev., 141, 391, 1966.*
 - [3]. *C.K.N.Patel, R.E.Slusher. Phys.Rev.Lett., 20, 1087, 1968.*
 - [4]. *B.Bölger, J.C.Diels. Phys.Lett. 28A, 401, 1968.*
 - [5]. А.И.Алексеев. Письма в ЖТЭ, 9, 472, 1969.
 - [6]. А.И.Алексеев., И.В.Евсеев. ЖТФ, 56, 2018, 1969.
 - [7]. *M.Scully, M.J.Stephen, D.C.Burnham. Phys.Rev., 171, 213, 1968*
-