

ОБ ИНТЕГРАЛЕ СТОЛКНОВЕНИЙ В ЗАДАЧАХ КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКИ ГАЗОВЫХ СРЕД

И.В.Евсеев, В.М.Ермаченко

Показано, что недавние эксперименты по неэкспоненциальному затуханию интенсивности фотонного эха с ростом промежутка времени между возбуждающими импульсами могут быть объяснены в рамках модели упругих деполяризующих столкновений без привлечения дополнительных механизмов релаксации типа столкновений с изменением скорости.

Вопрос о написании интеграла столкновений в уравнении для матрицы оптической когерентности резонансных атомов является одним из важнейших в задачах когерентной оптики газовых сред. Напомним, что в результате упругого рассеяния резонансного атома на нерезонансном атоме буферного газа происходит изменение внутреннего состояния резонансного атома (деполяризация), а также изменение скорости его движения. При этом интеграл столкновений в уравнении для матрицы оптической когерентности можно разбить на две части ¹. Первая из которых определяется полным сечением рассеяния сталкивающихся атомов и описывает изменение поляризации резонансного атома в процессе столкновения, а вторая учитывает рассеяние с изменением скорости. Если эффективный угол рассеяния достаточно мал и в основном происходит рассеяние на малые углы, то вторая часть интеграла столк-

новений содержит малый параметр и в ряде задач когерентной оптики газовых сред может быть опущена. Очевидно, что пренебрегать этой частью в интеграле столкновений можно тогда, когда она не приводит к новым качественным эффектам.

В этой связи авторы работы ² предположили, что таким качественно новым эффектом является неэкспоненциальность затухания интенсивности фотонного эха с ростом промежутка времени τ между возбуждающими световыми импульсами, обнаруженная в недавних экспериментах ^{3, 4} с атомными газами. Однако, как найдено в настоящей работе, эта неэкспоненциальность может быть объяснена в рамках модели упругих деполаризующих столкновений.

В модели упругих деполаризующих столкновений релаксационная характеристика $\mathcal{J}(v)^{(1)}$, описывающая релаксацию за счет столкновений вектора поляризации среды, относящегося к группе атомов, движущихся со скоростью v , зависит от v и определяется амплитудами рассеяния резонансного атома в состояниях a и b на нерезонансных атомах собственного или буферного газов ¹. В свою очередь для вычисления амплитуд рассеяния необходимо знать потенциалы взаимодействия сталкивающихся атомов. Следовательно, нахождение явного вида функции $\mathcal{J}(v)^{(1)}$ представляет собой сложную задачу. Поэтому в качестве примера будут рассмотрены лишь простые случаи.

Отметим, что в ² для объяснения неэкспоненциальности затухания интенсивности фотонного эха, сформированного на резонансных уровнях, принадлежащих различным электронным состояниям, использовалась модель абсолютно твердых сфер. В рамках этой модели авторы работы ² учли влияние изменения скорости резонансных атомов в процессе столкновения на затухание интенсивности фотонного эха.

В отличие от работы ² мы обращаем внимание, что уже зависимость $\mathcal{J}(v)^{(1)}$ от v приводит к неэкспоненциальности затухания интенсивности фотонного эха. Причем для получения величины $\mathcal{J}(v)^{(1)}$ воспользуемся сначала той же моделью непроницаемых сфер, которая была использована в ². В случае, когда масса атома буферного газа много больше массы резонансного атома, имеем

$$\mathcal{J}(v)^{(1)} = \Gamma(v/u). \quad (1)$$

Здесь Γ – пропорциональна плотности атомов буферного газа и не зависит от v , а u – среднепепловая скорость резонансных атомов.

Методика нахождения напряженности электрического поля фотонного эха аналогична использованной в ⁵. Однако в отличие от ⁵ в настоящей работе считаем релаксационную характеристику $\mathcal{J}(v)^{(1)}$ матрицы оптической когерентности не константой, а функцией скорости v возбужденных атомов. В результате получим, что интенсивность I_3 фотонного эха, сформированного возбуждающими импульсами малой площади на узкой спектральной линии ⁵, как функция промежутка времени τ пропорциональна множителю

$$I_3 \sim \exp[-2(\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})\tau] J^2(\Gamma\tau). \quad (2)$$

Здесь $1/\gamma_a^{(0)}$ и $1/\gamma_b^{(0)}$ – времена релаксации резонансных уровней a и b за счет радиационного распада и неупругих газокинетических столкновений,

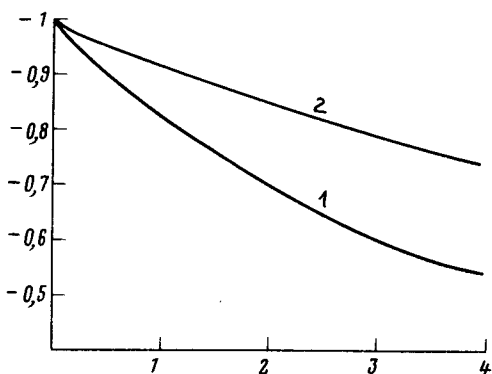
$$J(y) = -\frac{2}{\sqrt{\pi}}y + (1 + 2y^2) \exp(y^2) [1 - \Phi(y)], \quad (3)$$

а $\Phi(y)$ – интеграл ошибок.

Как видно из выражения (2), интенсивность фотонного эха представляет собой произведение экспоненты на функцию, зависящую от параметра $\Gamma\tau$. Следовательно, отклонение в формуле (2) от экспоненциального закона может быть связано лишь с поведением функции (3). Степень этого отклонения видна из графика функции

$$\sqrt{\pi}(4\Gamma\tau)^{-1} \ln[J(\Gamma\tau)], \quad (4)$$

представленного на рисунке кривой 1. Отметим, что выбор функции (4) для характеристики отклонения затухания интенсивности фотонного эха с ростом τ от экспоненциального закона обусловлен следующим обстоятельством. Если бы величина $J(\Gamma\tau)$ экспоненциальным образом зависела от параметра $\Gamma\tau$, то функция (4) равнялась бы константе, и эта константа путем соответствующей нормировки выбрана равной -1 . Поэтому любое отклонение в функции (4) от значения -1 означает в той или иной степени нарушение экспоненциального закона затухания интенсивности фотонного эха с ростом τ .



Графики функций: (4) – кривая 1 и (7) – кривая 2. При построении кривой 1 по оси абсцисс отложены значения параметра $\Gamma\tau$, а кривой 2 – параметра $\Gamma_B\tau$

Для того чтобы убедиться, что обнаруженный нами эффект проявляется и для других (более реальных, чем потенциал абсолютно твердых сфер) потенциалов в работе был проведен расчет $\overline{\mathcal{J}}(v)^{(1)}$ для потенциала типа Ван-дер-Ваальса в случае, когда отношение массы атома буферного газа к массе резонансного атома велико. В результате имеем

$$\overline{\mathcal{J}}(v)^{(1)} = \Gamma_B (v/u)^{3/5}, \quad (5)$$

где Γ_B – пропорциональна плотности атомов буферного газа и не зависит от v . Если $\overline{\mathcal{J}}(v)^{(1)}$ описывается формулой (5), то для интенсивности фотонного эха вновь получаем формулу (2), в которой однако

$$J(y) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} x^2 dx \exp(-x^2 - 2yx^{3/5}). \quad (6)$$

В этом случае график функции

$$\sqrt{\pi} [4\Gamma_B\tau\Gamma(1,8)]^{-1} \ln [J(\Gamma_B\tau)], \quad (7)$$

характеризующей нарушение экспоненциального закона затухания интенсивности фотонного эха, дается кривой 2 на рисунке. Здесь $J(\Gamma_B\tau)$ определено формулой (6), а $\Gamma(1,8)$ – Γ -функция. Как следует из сравнения кривых 1 и 2, отклонение от экспоненциального закона при затухании интенсивности фотонного эха с ростом τ зависит от потенциала взаимодействия сталкивающихся атомов. Поэтому при сравнении результатов теоретического расчета с экспериментальными данными следует обращать внимание на выбор адекватной модели взаимодействия атомов.

В заключение отметим, что как вытекает из результатов настоящей работы, вопрос о причине неэкспоненциальности затухания интенсивности фотонного эха в газовых средах требует проведения дополнительных экспериментов.

Авторы признательны В.А.Алексееву и И.И.Собельману за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

1. Алексеев В.А., Андреева Т.Л., Собельман И.И. ЖЭТФ, 1972, 62, 614; Вдовин Ю.А. Гончуков С.А., Губин М.А. и др. Препринт ФИАН, № 116, 1972.
2. Berman P.R. et al. Phys. Rev. A, 1982, 25, 2550.
3. Mossberg T.W. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 73.
4. Kachru R. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 902.
5. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. ЖЭТФ, 1979, 76, 1538.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
12 сентября 1983 г.
