

УДК 535.2

КОГЕРЕНТНЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗАХ

Н.Н. Рубцова

Аннотация

Работа посвящена изложению физики когерентных переходных процессов (типа фотонного эха, затухания свободной поляризации и нутации) в газовых средах и демонстрации возможностей этих процессов в получении информации о временах необратимой релаксации на примере собственных экспериментов.

Ключевые слова: когерентные переходные процессы, газы, фотонное эхо, затухание свободной поляризации, нутация, необратимая релаксация.

Введение

Когерентные переходные процессы (КПП) – это когерентный нестационарный отклик среды на один или несколько быстрых переключений взаимодействия между электромагнитным излучением и веществом, причем время этого переключения должно быть существенно меньше всех характерных времен релаксации среды. Основные явления, относящиеся к типу КПП: осцилляции Раби (в оптическом диапазоне это нестационарные оптические нутации), индукция (свободная поляризация), эхо и его различные модификации – первоначально исследовались для ансамблей электронных или ядерных спинов в радио- или микроволновом диапазоне спектра [1, 2]. В оптическом диапазоне спектра размеры образца всегда превышают на много порядков длину волны резонансного излучения. В отличие от спиновых эхо, для явлений типа фотонного эха (ФЭ) возникают условия пространственного синхронизма, связывающие волновой вектор когерентного отклика с волновыми векторами возбуждающих импульсов излучения [3, 4].

В газах низкого давления спектральные линии уширены неоднородно из-за эффекта Доплера. Хаотическое движение атомов или молекул – неотъемлемая особенность газовых сред. Длительность столкновения обычно мала по сравнению с интервалом свободного движения, поэтому для объяснения основных свойств КПП в газах часто применялась модель газа двухуровневых атомов, движущихся независимо друг от друга [3]. При этом описание релаксационных процессов делалось феноменологически, путем введения времен релаксации. Однако именно для оптических переходов газовых сред вырождение рабочих уровней велико и его необходимо учитывать. Поэтому модель газа двухуровневых атомов применима далеко не всегда. Вместо этой модели для газовых сред было развито новое направление – поляризационная эхо-спектроскопия [5].

Для корректного описания вырожденного оптического перехода $J_b \leftrightarrow J_a$ между уровнями b и a с угловыми моментами J_b и J_a используется матрица плотности $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. Здесь \mathbf{r} – вектор положения атома или молекулы в момент времени t , \mathbf{v} – вектор скорости активной частицы. Элементы матрицы плотности вида $\hat{\rho}_{bb}^{mm1}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ относятся к состоянию b ; индексы m , $m1$ соответствуют проекции углового момента на ось квантования, $J_b \leq |m|$. Элементы матрицы плотности

типа $\hat{\rho}_{aa}^{mm1}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ аналогично описывают состояние a . Вышеуказанные элементы матрицы плотности, относящиеся к верхнему и нижнему рабочему уровням, в результате упругих столкновений могут изменять населенности отдельных зеемановских подуровней (равные индексы m и $m1$), а также зеемановскую когерентность (разные индексы m и $m1$). Именно этот тип столкновений и относят к деполаризующим. Недиagonальные элементы матрицы плотности $\hat{\rho}_{ba}^{mm1}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ описывают оптический переход между уровнями b и a , или так называемую оптическую когерентность. Эта часть матрицы плотности «ответственна» за поглощение резонансного излучения, а также за испускание собственного излучения среды. Деполаризующие столкновения изменяют и эту часть матрицы плотности и в конечном счете определяют амплитуду и поляризацию когерентного отклика. Матрица плотности подчиняется известному уравнению Лиувилля, где в качестве гамильтониана берется сумма невозмущенного гамильтониана атома (молекулы), а в качестве возмущения выступает взаимодействие излучения с веществом (чаще всего – в приближении взаимодействия электрического поля электромагнитного излучения с электрическим дипольным моментом перехода):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \hat{\Gamma} \right) \hat{\rho} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}, \hat{H}_0 + \hat{V}].$$

В этой формуле $\hat{\Gamma}$ – релаксационная матрица, \hat{H}_0 – невозмущенный гамильтониан атома (молекулы) в системе его (ее) центра инерции (без внешних полей, в том числе без внешнего излучения), $\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}_{\text{ext}}$ представляет возмущение внешним полем, то есть взаимодействие электрического поля излучения \mathbf{E}_{ext} с атомом (молекулой) в дипольном приближении, $\hat{\mathbf{d}}$ – оператор дипольного момента.

Входящая в уравнение матрица релаксации $\hat{\Gamma}$ может быть рассчитана ab initio на основании выбранной модели взаимодействия между сталкивающимися частицами. Обычно матрица $\hat{\Gamma}$ усреднена по скоростям буферных частиц, но сохраняет зависимость от вектора скорости активных частиц; число ее элементов велико, особенно при высоком вырождении рабочих уровней. Существенное упрощение вычислений может быть достигнуто путем разложения матрицы плотности в ряд по неприводимым тензорным операторам. Эта техника, известная уже более полувека, и сегодня используется во многих задачах нелинейной оптики. В результате такого разложения вместо матрицы плотности возникают соответствующие коэффициенты разложения; распределение населенностей магнитных подуровней каждого из рабочих уровней, созданное поляризованным излучением, теперь можно описать в терминах моментов поляризации уровней.

Наибольший вклад в сигналы ФЭ (или его модификаций) [5] дают низшие, с нулевого по второй, ранги разложения (населенность, ориентация, выстраивание), что существенно уменьшает число переменных. Релаксационная матрица также разлагается по тензорным операторам. Соответствующие скорости релаксации населенности $\gamma_i^{(0)}$, ориентации $\gamma_i^{(1)}$ (то есть магнитного дипольного момента i -го уровня, наведенного поляризованным излучением) и выстраивания $\gamma_i^{(2)}$ (электрического квадрупольного момента) i -го уровня оказываются независимыми, если исходная релаксационная матрица была усреднена по направлениям скорости активных атомов. В то же время зависимость от модуля скорости может быть сохранена. Усреднение по направлениям скорости оправдано, если столкновительная релаксация носит преимущественно изотропный характер, что обычно верно.

Решение уравнения для матрицы плотности позволяет найти микроскопическую поляризацию среды с помощью соотношения $P(\mathbf{v}) = \text{Sp}\{\hat{\rho}, \mathbf{d}\}$. Для нахождения макроскопической поляризации необходимо провести усреднение по равновесному

максвелловскому распределению частиц по скоростям. Макроскопическая поляризация позволяет рассчитать собственное излучение среды в виде ФЭ или другого когерентного отклика с помощью уравнения Даламбера

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}.$$

Указанный выше алгоритм расчета когерентных откликов использует ряд приближений. При нахождении решения для матрицы плотности для оптической области спектра используется приближение вращающейся волны (это приближение не годится для радиочастотного и микроволнового диапазонов). При решении волнового уравнения часто используется приближение медленно меняющихся амплитуд и фаз. Это приближение нельзя использовать для случая ультракоротких импульсов. Наконец, нахождение когерентного отклика среды часто возможно в приближении заданного поля. Это хорошее приближение для сред малой оптической плотности. В обратном предельном случае придется учитывать собственное излучение среды, и задача станет самосогласованной.

1. Природа КПП в газах и типы столкновений

Модель газа двухуровневых атомов, несмотря на свою ограниченность, позволяет дать наглядное представление о природе сигналов затухания свободной поляризации (ЗСП) и фотонного эха. Если когерентный отклик формируется импульсами излучения, резонансного исследуемому спектроскопическому переходу, то первый короткий импульс излучения создает группу активных атомов (молекул) с проекциями продольных скоростей v_z на направление волнового вектора возбуждающего излучения. Ширина этой группы определяется спектральной шириной импульса излучения, и сразу после окончания импульса волны микроскопических поляризаций, характеризующихся разными скоростями v_z внутри этой группы, складываются в фазе, несмотря на то что их собственные частоты $\omega_0 + kv_z$ (k – волновое число) различны. В этот момент ансамбль атомов (молекул) испускает когерентное излучение – сигнал ЗСП. Различие частот приводит к затуханию сигнала ЗСП на интервале времени, определяемом спектральной шириной ансамбля возбужденных частиц.

При формировании сигнала фотонного эхо на протяжении времени задержки между возбуждающими импульсами доплеровская фаза каждой группы частиц в окрестности скорости v_z нарастает линейно по закону $kv_z t$, где время t отсчитывается от начала первого светового импульса. Роль второго светового импульса заключается в преобразовании знака фаз, то есть в обращении волнового фронта волны поляризации, созданной в газовой среде первым импульсом. В результате этого преобразования создаются условия для фазировки ансамбля активных атомов приблизительно через интервал времени после второго импульса, равный времени задержки между световыми импульсами. Эволюция доплеровской фазы при формировании ФЭ приведена на рис. 1.

Для формирования стимулированного фотонного эха (СФЭ) необходимо использовать три импульса резонансного излучения; роль первого по-прежнему заключается в создании когерентного ансамбля активных частиц, второй импульс преобразует оптические когерентности в населенности уровней, и на интервале задержки между вторым и третьим импульсами излучения доплеровские фазы сохраняются без изменения. Третий импульс преобразует населенности в оптическую когерентность и инвертирует фазы, создавая таким образом предпосылки для формирования когерентного отклика в виде СФЭ (рис. 2).

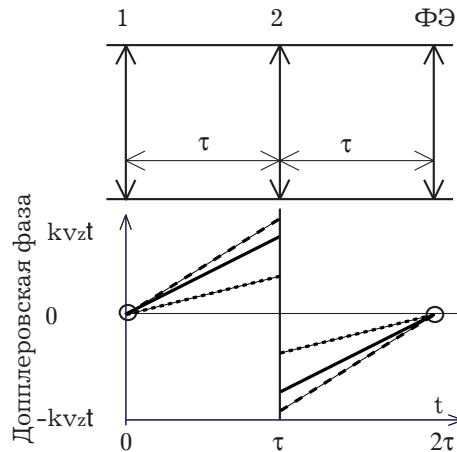


Рис. 1. Эволюция доплеровской фазы при формировании ФЭ

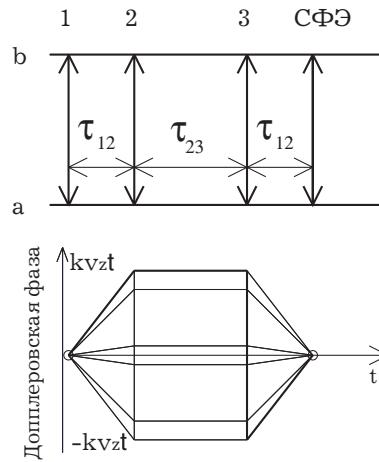


Рис. 2. Эволюция доплеровской фазы при формировании СФЭ

Кажущееся мистическим обращение времени в эволюции фаз (обращение фронта волн поляризации) может быть интуитивно понято на основании простых рассуждений. Взаимодействие непрерывного резонансного излучения с двухуровневым переходом приводит к тому, что амплитуда наведенной полем поляризации среды и разность населенностей уровней начинают осциллировать с частотой Раби $\Omega_R = dE_{\text{ext}}/\hbar$, определяемой напряженностью электрического поля излучения и дипольным моментом перехода. Для частиц, отстроенных от резонанса из-за эффекта Доплера, частота Раби модифицируется: $\Omega_R = [(dE_{\text{ext}}/\hbar)^2 + (kv_z)^2]^{1/2}$. Как видно из этой формулы, для частиц с большими скоростями и частота Раби больше. Первый импульс, формирующий когерентный ансамбль атомов или молекул, должен быть коротким, чтобы захватить частицы со всеми скоростями в пределах доплеровски уширенной линии. При оптимальной площади импульса $\theta_1 = \Omega_R \circ T_1$, равной $\pi/2$ (четверть периода осцилляций Раби), наведенная в среде поляризация имеет наибольшую амплитуду. На интервале времени τ , свободном от излучения, происходит свободная эволюция доплеровских фаз, причем больший набег фазы приобретают более быстрые частицы. Оптимальная площадь второго импульса

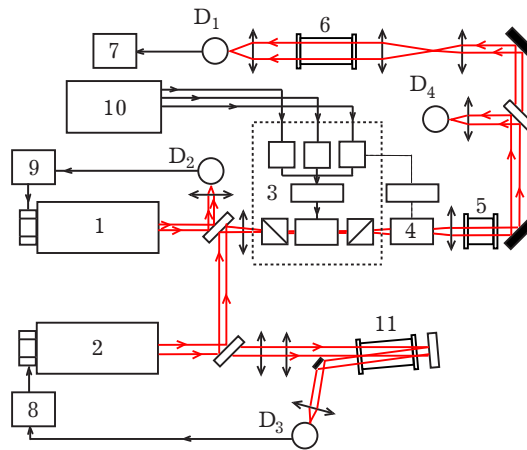


Рис. 3. Схема формирования КПП методом амплитудной модуляции непрерывного лазерного излучения

излучения равна π , а модифицированные частоты Раби, как было отмечено, больше для атомов с большими скоростями. В результате заметная часть когерентного ансамбля, созданного первым импульсом, совершает половину периода осцилляций Раби, в результате чего поляризация среды оказывается комплексно сопряженной, что и соответствует обращению волнового фронта. Такая картина помогает понять природу формирования ФЭ и СФЭ. Строгое рассмотрение требует применения использованного выше аппарата матрицы плотности и учета столкновений.

Причины необратимой релаксации, влияющей на амплитуду КПП оптического диапазона в газовых средах, многочисленны. Это радиационное уширение (характерные времена от 10^9 до 10 с $^{-1}$); столкновения со сбоем фазы излучения; упругое рассеяние с изменением скорости поступательного движения (его квантовый аналог – упругое дифракционное рассеяние, то есть дифрагирование волны де Бройля на мишени – партнере по столкновению); неупругие столкновения (для молекул – вращательная релаксация) и деполаризующие столкновения. Последний канал – один из наиболее важных упругих процессов для атомов. Эти каналы не вполне независимы, но методы КПП позволяют выделить основные вклады тех или иных процессов, в особенности это верно для деполаризующих столкновений [5–7].

2. Методы формирования КПП в газах

Наиболее известны методы импульсной амплитудной модуляции резонансного излучения. Источник резонансного излучения может быть непрерывным, как это показано на рис. 3.

Из излучения непрерывного CO_2 -лазера 1 с помощью электрооптического затвора 3 и генераторов импульсов высокого напряжения 10 вырезается в реальном времени необходимая последовательность световых импульсов, амплитуда и форма которых регистрируется приемником D_4 . Дополнительный кристалл 4 служит для поворота на 90° поляризации излучения. Нелинейный фильтр 5 удаляет помехи, возникающие из-за паразитного пьезоэлектрического эффекта. Регистрация когерентных откликов от рабочей ячейки с газом 6 приемником D_1 может быть проведена в гетеродинном режиме, для чего служит лазер-гетеродин 2. Сигнал с фотоприемника преобразуется АЦП, лазер-гетеродин настраивается на центр линии исследуемого перехода (ячейка 11, приемник D_3 , автоподстройка 8), а рабочий

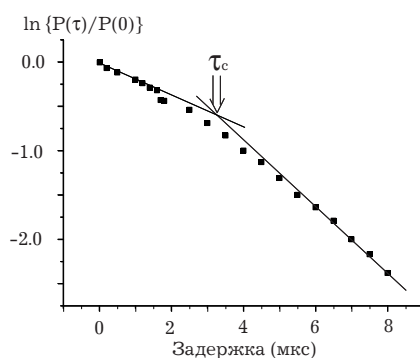


Рис. 4. Неэкспоненциальность затухания ФЭ с ростом временной задержки между возбуждающими импульсами

лазер может быть привязан к нему по частоте с заданной отстройкой (приемник для регистрации биений лазеров D_2 , система 9). Лазер работает в одномодовом режиме, что позволяет перестраивать частоту излучения, выбирая группы резонансных переходов внутри неоднородно уширенной спектральной линии. Это, в свою очередь, позволяет исследовать влияние скорости поступательного движения на скорость необратимой релаксации в исследуемом газе. Установка на рис. 3 использовалась для исследования КПП в газах SF_6 , $HSOF$, $^{15}NH_3$ и их смесях с атомарными буферами [6].

Среди методов, основанных на переключении параметров излучения, назовем также использование импульсных лазеров с оптическими или электрическими линиями задержки; метод «переключения» частоты излучения, а также методы «переключения» поляризации или фазы излучения [6]. Альтернативный подход основан на «переключении» частоты резонансного перехода атомов или молекул с использованием эффектов Штарка или Зеемана.

3. Исследование столкновений в газах

ФЭ позволяет исследовать столкновения по кинетике его затухания. Как видно на рис. 4, кинетика ФЭ в газе не может быть аппроксимирована одной экспонентой типа $P(t) = P(0) \exp(-\Gamma t)$. Причиной является упругое рассеяние на малые углы, которое дает существенный вклад в релаксационную константу для задержек τ , при которых изменение фазы $k\Delta v_z \tau$ за счет изменения скорости Δv_z при рассеянии становится порядка единицы. При меньших задержках основной вклад в затухание ФЭ дают неупругие процессы (для молекул это процессы вращательной релаксации).

Экспериментально найденное значение критической задержки τ_c позволяет оценить характерное изменение скорости при упругих столкновениях. Другой подход основан на моделировании экспериментальной кривой кинетики затухания ФЭ с определенным ядром рассеяния. Для малых задержек между возбуждающими импульсами излучения основной канал релаксации связан с квазирезонансным обменом колебательными квантами, что приводит к взаимодействию с потенциалом типа диполь-дипольного (что не вполне обычно для неполярных молекул SF_6).

Доказательством именно этого механизма релаксации служит полученная в [7] зависимость скорости релаксации $\Gamma(v_z)$ от скорости поступательного движения, точнее, ее отсутствие, характерное для потенциала взаимодействующих частиц типа диполь-дипольного. Отметим, что в смеси $SF_6 + Kr$ эта зависимость обнаруживается, что выглядит разумным, так как атомарный буфер не дает возможности

квазирезонансного обмена и потенциал взаимодействия, вероятнее всего, ван-дер-ваальсового типа.

СФЭ позволяет при правильном выборе площадей возбуждающих импульсов, их поляризаций и соответствующей обработке экспериментальных данных в соответствии с рекомендациями поляризационной эхо-спектроскопии [5] получить подробные данные о релаксации поляризационных моментов уровней. Моменты поляризации возникают на каждом из рабочих уровней спектроскопического перехода под действием резонансного поляризованного излучения [8] («свет поляризует атом»). В наиболее простых случаях этим моментам можно сопоставить соответствующие распределения населенностей магнитных подуровней рабочего уровня. Низшие моменты поляризации – населенность, ориентация и выстраивание – имеют физический смысл общей населенности уровня, магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов соответственно. Наиболее важным оказалось то, что именно низшие моменты поляризации дают основной вклад в формирование сигналов ФЭ, СФЭ и их модификаций [5, 6]. На основании «рецептов» поляризационной эхо-спектроскопии удалось исследовать релаксацию моментов поляризации в газе SF_6 и его смесях с гелием и криптоном [9].

Особый интерес представляет использование рекомендаций [5] для исследования атомарных газов. Так, для перехода типа 0–1 в парах иттербия не только удалось экспериментально доказать наличие разницы в скоростях разрушения выстраивания и ориентации и верхнего рабочего уровня [10], но и измерить ее величину как функцию давления буферного газа. На этом переходе удалось впервые доказать, что зависимость релаксационной матрицы от направления скорости активных атомов (анизотропия релаксации) приводит к качественно новому эффекту [11] формирования столкновительного ФЭ, свойства которого отличны от «обычного».

4. Влияние внешних полей на КПП в газах

Присутствие внешних статических или электромагнитных полей может существенно изменить характеристики когерентных переходных процессов. В качестве примера приведем краткое описание результатов исследований нефарадеевского вращения плоскости поляризации в парах иттербия для ФЭ и СФЭ [12, 13]. Природа этого явления связана с прецессией вектора наведенной в газе поляризации вокруг вектора магнитного поля. Явление нефарадеевского поворота плоскости поляризации ФЭ и СФЭ исследовано в металлических парах иттербия на интеркомбинационном переходе $6(s^2) ^1S_0 - (6s6p) ^3P_1$ (угловые моменты рабочих уровней $J = 0 \leftrightarrow J = 1$) в присутствии продольного магнитного поля. Для ФЭ в области «слабых» магнитных полей (зеemanовское расщепление меньше спектральной ширины возбуждающих импульсов) эхо сохраняет линейную поляризацию, а плоскость поляризации поворачивается вокруг вектора магнитного поля на угол, пропорциональный напряженности поля, времени задержки между возбуждающими импульсами и g -фактору верхнего уровня. В области «сильных» полей ФЭ оказывается «неполяризованным». СФЭ формировалось тремя световыми импульсами одинаковой линейной поляризации, такой же была и поляризация СФЭ в нулевом магнитном поле. В слабом магнитном поле наблюдался поворот вектора поляризации СФЭ вокруг вектора магнитного поля; одновременно зарегистрирована деполаризация сигнала СФЭ, гораздо более значительная, чем для ФЭ в том же поле при близких значениях задержек между возбуждающими импульсами.

Еще один пример влияния внешних полей – возможность когерентного контроля нестационарных оптических процессов в газе [14]. Когерентные процессы типа нестационарных оптических нутаций, затухания свободной поляризации и ФЭ

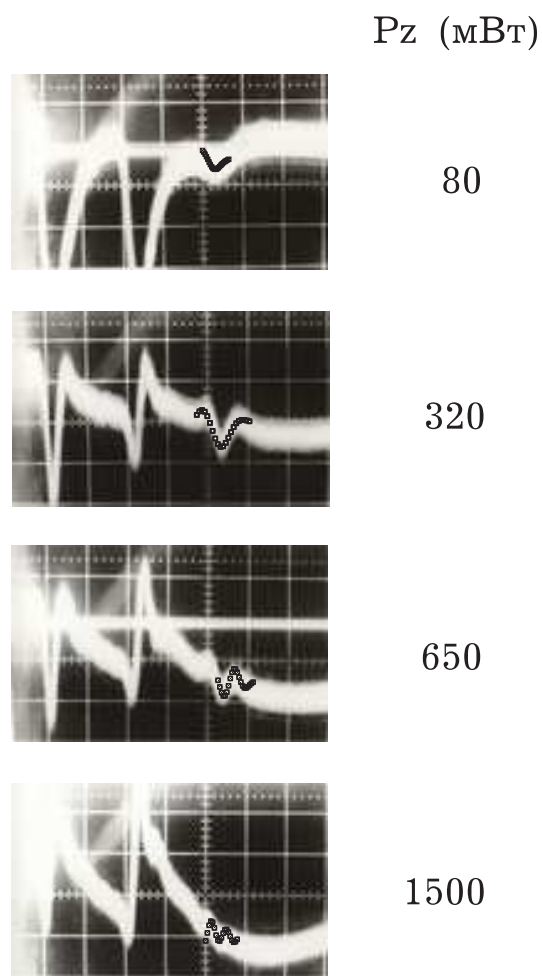


Рис. 5. Подавление ФЭ контролирующим когерентным излучением

формировались в газе $^{13}\text{CH}_3\text{F}$ на вращательном переходе R(4,3) колебательной полосы 0-1 моды ν_3 методом переключения уровней вещества с помощью эффекта Штарка. Для явлений нестационарных оптических нутаций и затухания свободной поляризации использовались импульсы статического поля длиной в несколько микросекунд, для формирования ФЭ использовалась пара коротких импульсов (100–200 нс) с задержкой между ними около 1 мкс. Все КПП формировались относительно маломощным линейно поляризованным излучением, которое проходило в рабочую штарковскую ячейку с газом низкого давления как остаточное пропускание электрооптического затвора. Подача регулируемого высоковольтного напряжения на затвор приводила к распространению в ячейке гораздо более мощного «контролирующего» излучения, поляризация которого была ортогональна поляризации излучения, формирующего КПП. Для всех явлений – нестационарных оптических нутаций, затухания свободной поляризации и ФЭ – когерентные отклики подавлялись более мощным «контролирующим» излучением. Пример такого подавления сигналов ФЭ показан на рис. 5. Природа такого подавления КПП связана с динамическим эффектом Штарка, приводящим к расщеплению и сдвигам рабочих уровней вплоть до их выхода из резонанса с излучением, формирующим КПП.

5. Выводы

Когерентные переходные процессы в оптической области спектра оказались мощным инструментом исследования процессов столкновений в газе. На основе ФЭ, сформированного стоячими волнами, развит метод когерентной спектроскопии высокого разрешения [6, 9]. Дальнейшие перспективы КПП в газах связаны с совершенствованием экспериментальной техники и теоретического анализа явлений КПП.

Summary

N.N. Rubtsova. Coherent Transient Processes in Gases.

The article describes the physics of coherent transient processes (photon echo, free polarization decay, and nutation) in gaseous media and demonstrates possibilities of this processes to obtain the data on irreversible relaxation times on the example of our own experiments.

Key words: coherent transient processes, gases, photon echo, free polarization decay, nutation, irreversible relaxation.

Литература

1. Салихов К.М., Семенов А.Г., Цветков Ю.Д. Электронное спиновое эхо и его применение. – Новосибирск: Наука, 1976. – 342 с.
2. Макомбер Дж. Динамика спектроскопических переходов. – М.: Мир, 1979. – 347 с.
3. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. – М.: Мир, 1978. – 222 с.
4. Самарцев В.В., Манькин Э.А. Оптическая эхо-спектроскопия. – М.: Наука, 1984. – 270 с.
5. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Самарцев В.В. Деполяризующие столкновения в нелинейной электродинамике в газах. – М.: Наука, 1992. – 246 с.
6. Евсеев И.В., Рубцова Н.Н., Самарцев В.В. Фотонное эхо и фазовая память. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2009. – 490 с.
7. Василенко Л.С., Рубцова Н.Н., Чеботаев В.П. Изучение столкновительной релаксации в зависимости от скорости методом фотонного эха // Письма ЖЭТФ. – 1983. – Т. 38, № 8. – С. 391–393.
8. Чайка М.П. Интерференция вырожденных атомных состояний. – Ленинград: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975. – 192 с.
9. Рубцова Н.Н. Фотонное эхо и некоторые его модификации в молекулярных газах: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Новосибирск, 1997. – 210 с.
10. Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Yevseyev I.V. Depolarizing collisions in ytterbium vapour: isotropic and anisotropic relaxation // Laser Phys. – 2008. – V. 18, No 5. – P. 547–553.
11. Рубцова Н.Н., Гольдорт В.Г., Евсеев И.В., Иценко В.Н., Кочубей С.А., Хворостов Е.Б. Анизотропия деполяризующих столкновений и столкновительное эхо в парах иттербия // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 87, Вып. 2. – С. 110–113.
12. Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Reshetov V.A., Yevseyev I.V. Non-Faraday rotation of photon echo polarization in ytterbium vapour // Phys. Rev. – 2004. – V. 70, No 2. – P. 023403-1–023403-11.

13. *Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Reshetov V.A., Yevseyev I.V.* Stimulated photon echo in magnetic field: research for optical memory // *Laser Phys. Lett.* – 2005. – V. 2, No 6. – P. 309–313.
14. *Рубцова Н.Н., Решетов В.А.* Когерентный контроль оптических переходных процессов в газе // *Письма в ЖЭТФ.* – 2008. Т. 87, Вып. 6. – С. 326–330.

Поступила в редакцию
29.12.09

Рубцова Наталия Николаевна – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией Отдела квантовой электроники Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск.

E-mail: rubtsova@isp.nsc.ru