

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ МЕТОДОМ МОДИФИЦИРОВАННОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В АТОМАРНОМ ГАЗЕ

Е. Б. Хворостов, С. А. Кочубей, Н. Н. Рубцова*

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 27 декабря 2024 г.,
после переработки 27 декабря 2024 г.
Принята к публикации 30 января 2025 г.

Зарегистрировано явление модифицированного стимулированного фотонного эха на двух смежных квантовых переходах атомов ^{174}Yb . Для возбуждения атомов использовались световые импульсы линейной поляризации со специально подобранными взаимными ориентациями векторов поляризации, что позволило измерить времена релаксации ориентации и выстраивания троекратно вырожденного промежуточного квантового уровня. Проводится сравнение метода модифицированного стимулированного фотонного эха с методом обычного стимулированного фотонного эха.

DOI: 10.31857/S0044451025050050

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонное эхо (ФЭ) и его модификации используются не только для исследования релаксационных процессов в различных средах (в случае газов — для изучения столкновений), но также в приложениях, связанных с записью, обработкой и воспроизведением информации. В этом отношении наиболее важно явление стимулированного фотонного эха (СФЭ), наблюдаемого при возбуждении резонансной среды тремя возбуждающими импульсами [1–3]. Классическое СФЭ формируется при возбуждении тремя импульсами, приложенными к одному и тому же квантовому переходу. В данном случае эхо-отклик излучается после третьего возбуждающего импульса на той же длине волны, что и возбуждающие импульсы, спустя время, примерно равное времени задержки τ_{12} между первым и вторым возбуждающими импульсами. Отдельный интерес представляет модифицированное стимулированное фотонное эхо (МСФЭ), которое формируется на двух смежных квантовых переходах по следующей схеме: два

первых импульса взаимодействуют с квантовым переходом между основным и промежуточным квантовыми уровнями, а третий возбуждающий импульс взаимодействует с квантовым переходом с промежуточного на верхний квантовый уровень, абсолютная энергия которого больше, чем у промежуточного уровня. МСФЭ излучается на длине волны, совпадающей с длиной волны третьего возбуждающего импульса, т. е. на квантовом переходе с верхнего на промежуточный уровень. Время задержки сигнала МСФЭ относительно третьего импульса примерно равно величине $(\lambda_2/\lambda_1)\tau_{12}$, где λ_1 и λ_2 — длины волн для нижнего и верхнего квантовых переходов соответственно. При определенных соотношениях спектральных ширин импульсов возбуждения и неоднородной ширины линий поглощения вещества в сигнале МСФЭ может наблюдаться воспроизведение временной формы какого-то определенного возбуждающего импульса, т. е. это выглядит как запоминание в ансамбле резонансных частиц некоей информации, скрытой в форме импульса, и последующее считывание этой информации через промежутки времени, определяемый задержками между импульсами. Хотя в некоторых случаях сигналы ФЭ могут быть достаточно мощными, даже сравнимыми с возбуждающими импульсами [4],

* E-mail: eugeny@isp.nsc.ru

но все же, как правило, эксперименты по ФЭ проводят в оптически тонкой среде, поэтому эхо-отклики среды на 2–3 порядка менее интенсивны в сравнении с возбуждающими импульсами. Поскольку любое ФЭ представляет собой спонтанное когерентное излучения ансамбля частиц, очень многое определяется временами жизни возбужденных квантовых уровней объекта исследования, а также наличием внешних деструктивных факторов (для газовых сред главным образом столкновениями частиц).

В данной работе изложены результаты исследования кинетики столкновительной релаксации для газа атомов иттербия методом МСФЭ со специфически выбранными поляризациями возбуждающих импульсов. Измерены времена столкновительной релаксации ориентации и выстраивания промежуточного квантового уровня для газовой смеси Yb с буферным инертным газом Хе. Проведено сравнение полученных результатов с данными, полученными нами ранее методом классического СФЭ. Обсуждаются преимущества и недостатки обоих методов исследования и пути развития экспериментов по регистрации явления МСФЭ в иттербии.

2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА МСФЭ В ИТТЕРБИИ

Когда мы рассматриваем упругие столкновения атомов газа, в некоторых случаях (упругое рассеяние на малые углы) ядро столкновений можно разбить на две части, первая из которых описывает перераспределение атомов по зеемановским подуровням (упругие деполаризующие столкновения), а вторая — столкновения с изменением скорости возбужденных частиц. Важно отметить, что деполаризующие столкновения не сводятся к простому перераспределению населенностей зеемановских подуровней, а также разрушают их взаимно когерентные состояния. После усреднения первой части ядра столкновений по скоростям атомов оказывается, что деполаризующие столкновительные переходы между зеемановскими подуровнями могут быть описаны конечным набором релаксационных констант $\Gamma^{(\kappa)}$ ($0 \leq \kappa \leq 2J$), где J — полный момент квантового уровня [5]. А релаксационные характеристики соответствующих компонент матрицы плотности, описывающих когерентную суперпозицию квантовых подуровней, получают эти константы $\Gamma^{(\kappa)}$ в качестве аддитивных добавок к константе релаксации $\gamma^{(0)}$, ответственной за неупругие столкновения (разрушающие населенность уровня):

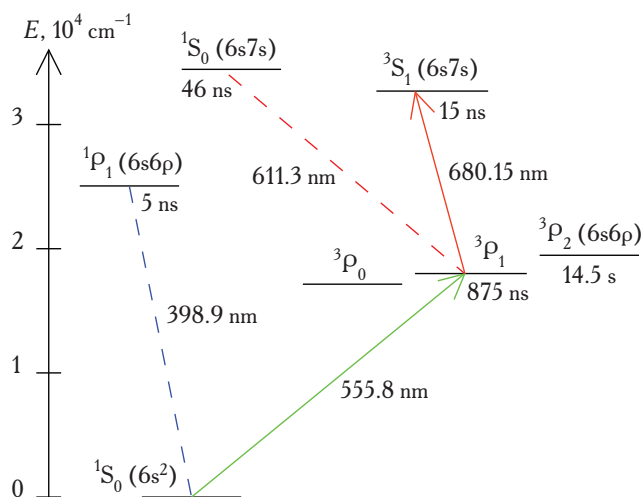


Рис. 1. Схема нижних энергетических уровней атома ^{174}Yb . Под каждым уровнем указаны известные времена жизни [7]. Стрелками отмечены квантовые переходы, возбуждаемые нашими лазерами на красителях. Штриховыми линиями показаны квантовые переходы, задействованные в исследованиях иттербия различными методами, не связанными с эхо-спектроскопией

$\gamma^{(\kappa)} = \gamma^{(0)} + \Gamma^{(\kappa)}$. Для квантового уровня с $J = 1$ существуют только три характерных времени столкновительной релаксации: $1/\gamma^{(0)}$, $1/\gamma^{(1)}$ и $1/\gamma^{(2)}$, которые принято называть временами столкновительного разрушения населенности, ориентации и выстраивания. Физический смысл распада ориентации и выстраивания квантового уровня — это затухание магнитодипольного и электрического квадрупольного моментов, наведенных в среде последовательностью возбуждающих импульсов [6]. В данной работе в качестве объекта исследований использован ^{174}Yb . Схема энергетических уровней данного изотопа иттербия приведена на рис. 1. Первые два возбуждающих импульса взаимодействуют с переходом на длине волны $\lambda_1 = 555.8$ нм, третий лазерный импульс и эхо имеют длину волны $\lambda_2 = 680.15$ нм. Промежуточный уровень, распад поляризационных моментов которого был нами исследован методом МСФЭ, имеет полный момент $J = 1$.

Наиболее подробно теория МСФЭ для возбуждающих световых импульсов произвольной временной формы изложена в работе [8], где показано, что при определенном выборе поляризаций возбуждающих импульсов можно измерить все три времени релаксации, $1/\gamma_b^{(0)}$, $1/\gamma_b^{(1)}$ и $1/\gamma_b^{(2)}$, для промежуточного квантового уровня из каскада задействованных в явлении уровней $a \rightarrow b \rightarrow c$. В [8] аналитически решается задача по вычислению отклика

МСФЭ резонансной среды на возбуждение последовательностью трех импульсов линейной поляризации. Геометрия задачи при этом была выбрана следующим образом: все импульсы распространяются вдоль оси y , третий световой импульс, резонансный верхнему квантовому переходу $b \rightarrow c$, поляризован вдоль оси z , а векторы поляризации первого и второго импульсов, резонансных нижнему квантовому переходу $a \rightarrow b$, повернуты в плоскости xz относительно оси z на углы ψ_1 и ψ_2 соответственно. Не приводя здесь громоздких общих формул для амплитуды сигнала МСФЭ при его формировании на квантовых переходах с произвольными моментами J , отметим, что для случая $J_a = 0$, $J_b = J_c = 1$ (наш объект исследований) формулы для поляризационных компонент МСФЭ сильно упрощаются:

$$e_x^e = \frac{1}{18} \left[\exp(-\gamma_b^{(1)} \tau_{23}) \sin(\psi_1 - \psi_2) - \exp(-\gamma_b^{(2)} \tau_{23}) \sin(\psi_1 + \psi_2) \right], \quad (1)$$

$$e_z^e = \frac{2}{27} \left[\exp(-\gamma_b^{(0)} \tau_{23}) \cos(\psi_1 - \psi_2) - \exp(-\gamma_b^{(2)} \tau_{23}) (\cos \psi_1 \cos \psi_2 - \frac{1}{2} \sin \psi_1 \sin \psi_2) \right]. \quad (2)$$

Формулы (1), (2) описывают поляризационные свойства МСФЭ, вектор поляризации которого разложен на две взаимно ортогональные компоненты e_x^e и e_z^e в плоскости xz . Затухание компоненты поляризации эха e_z^e (параллельной вектору поляризации третьего возбуждающего импульса), определяется временами распада населенности и выстраивания квантового уровня b , тогда как затухание компоненты поляризации эха e_x^e (ортогональной вектору поляризации третьего импульса), определяется временами распада ориентации и выстраивания квантового уровня b . Таким образом, подбирая углы ψ_1 и ψ_2 и меняя время задержки τ_{23} можно в эксперименте определить все три времени столкновительной релаксации квантового уровня b .

3. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МСФЭ

Схема экспериментальной установки для исследования явления МСФЭ изображена на рис. 2. Она создана в результате серьезной модификации установки, использованной нами ранее для исследования столкновительно индуцированного СФЭ в магнитном поле [9], поэтому приведем здесь подробное описание.

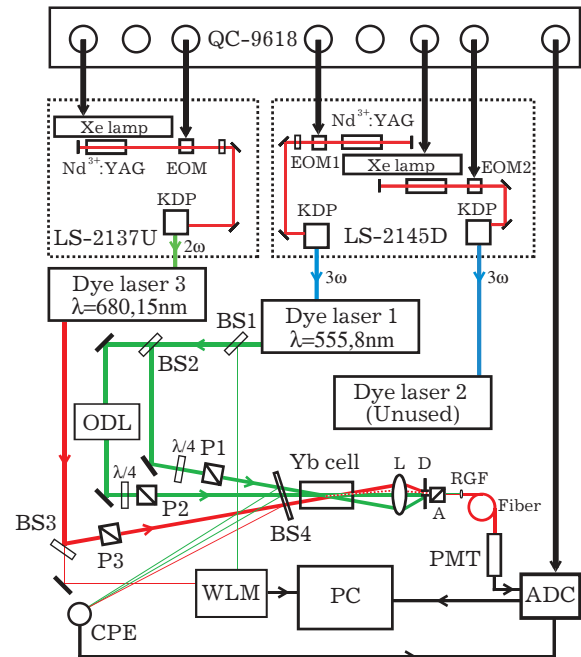


Рис. 2. Схема эксперимента для исследования МСФЭ в парах иттербия. QC-9618 — восьмиканальный генератор электрических импульсов (используется 6 каналов). LS-2145D — двухканальный Nd^{3+} :YAG-лазер накачки (используется 1 канал). LS-2137U — Nd^{3+} :YAG-лазер накачки. В каждом Nd^{3+} :YAG-лазере накачки показаны его составные элементы (газоразрядная ксеноновая лампа, электрооптические модуляторы EOM, нелинейные кристаллы KDP). Схемы лазеров на красителе (Dye laser 1, 2 и 3) приведены на рис. 3. BS1, BS2, BS3, BS4 — светоделительные пластины. ODL — зеркально-призмная оптическая линия задержки. $\lambda/4$ — фазовые пластинки. P1, P2, P3 — поляризаторы (призмы Глана – Тейлора). Yb cell — нагреваемая кювета с парами иттербия и буферным газом. L — собирающая длиннофокусная линза. D — диафрагма диаметром 0.2 мм. A — пленочный поляризатор (анализатор поляризации). RGF — светофильтр из красного стекла. PMT — фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-77). CPE — фотоэлемент коаксиальный (ФЭК-22). WLM — измеритель длины волны. ADC — аналого-цифровой преобразователь. PC — персональный компьютер

В качестве источников излучения для возбуждения двух смежных квантовых переходов атомов ^{174}Yb использовались лазеры на красителях. Нижний квантовый переход (из основного состояния в промежуточное) на длине волны $\lambda_1 = 555.8$ нм подвергался воздействию излучения от лазера на красителе Кумарин-153 (на рис. 2 обозначен как Dye laser 1), накачиваемого третьей гармоникой лазера Nd^{3+} :YAG (модель LS-2145D-C3/2 производства фирмы Лотис, Беларусь), работающего в режиме переключения добротности (Q-switch). Данный ла-

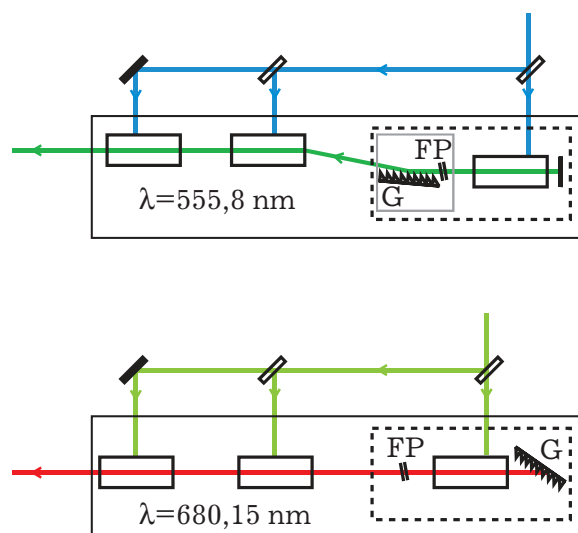


Рис. 3. Оптические схемы лазеров на красителе. Вверху — принципиальная схема лазеров 1 и 2, внизу — принципиальная схема лазера 3. Задающие генераторы лазеров обведены пунктирными рамками. Черные прямоугольники — кюветы с раствором красителей. Серый квадрат на верхнем рисунке — барокамера. G — дифракционная решетка. FP — интерферометр Фабри–Перо. Оптические элементы, расположенные между каскадами лазеров, на рисунке не приводятся

зер накачки является двухканальным и может формировать пару световых импульсов с регулируемой задержкой между ними, что было нами ранее использовано для накачки двух лазеров на красителе Кумарин-153. Однако в данной работе второй лазер на красителе (Dye laser 2) использован не был, хотя на схеме он показан — его тоже можно задействовать в дальнейших экспериментах при необходимости менять время задержки τ_{12} между первым и вторым импульсами. Итак, для формирования первого и второго импульсов возбуждения атомов иттербия использовалось излучение только одного лазера, которое делилось на две части светоделительной пластиной (BS2), после чего одна часть сразу направлялась в кювету с иттербием, а вторая часть излучения предварительно проходила через зеркально-призмную пространственную линию задержки (ODL). Это гарантировало высокую степень взаимной когерентности первого и второго возбуждающих импульсов. Задержка между первым и вторым возбуждающими импульсами была в данном эксперименте фиксирована на уровне $\tau_{12} = 34$ нс. Третий световой импульс, необходимый для формирования сигнала МСФЭ, имел длину вол-

ны $\lambda_2 = 680.15$ нм и возбуждал квантовый переход из промежуточного в верхнее состояние. Он формировался лазером на красителе Нильский голубой (на рис. 2 обозначен как Dye laser 3). Накачка лазера на красителе на красителе Нильский голубой осуществлялась второй гармоникой лазера $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ (модель LS-2137U производства фирмы Лотис, Беларусь). Модульные схемы обоих лазеров (LS-2145D и LS-2137U), используемых для накачки красителей, приведены в верхней части рис. 2 в пунктирных рамках. Малая часть излучения лазеров на красителях при помощи светоделительных пластин (BS1 и BS3) отводилась в измеритель длины волны (WLM), который представлял собой совокупность пяти интерферометров Фабри–Перо с разной базой и позволял контролировать длину волны с точностью до 10^{-3} нм.

Оба задействованных в работе лазера на красителях имели в качестве активной среды спиртовые растворы указанных выше красителей и состояли из трех каскадов (задающий генератор и два усилительных каскада). Однако лазеры на разных красителях имели отличия в конструкции резонатора задающего генератора (рис. 3). Резонатор задающего генератора лазеров на красителе Кумарин-153 (лазер 1 и неиспользуемый лазер 2) состоял из глухого заднего и частично пропускающего выходного зеркала. Внутри резонатора помещалась барокамера, в которой находились селекторы длины волны (интерферометр Фабри–Перо и дифракционная решетка, работающая в режиме скользящего падения). Плавная перестройка длины волны лазера 1 осуществлялась посредством изменения давления в барокамере. В резонаторе задающего генератора лазера на красителе Нильский голубой (лазера 3) вместо заднего глухого зеркала использовалась дифракционная решетка, работающая в автоколлимационном режиме. Подстройка длины волны лазера 3 осуществлялась при помощи поворота этой решетки посредством микровинта с большим плечом рычага юстировки. Второй и третий каскады всех лазеров на красителе (усилители) имели меньшую концентрацию молекул красителя в спиртовом растворе в сравнении с задающим генератором, которая подбиралась вручную по визуальному контролю усиления когерентного излучения. Между каскадами красителей располагались оптические элементы (дифракционная решетка, призмы, линзы, зеркала, диафрагмы), которые обеспечивали необходимую фокусировку и спектральную очистку излучения. Характерные длительности импульсов (ширина на полувысоте) лазеров на красителе составляли 10–12 нс,

что было измерено посредством быстродействующего коаксиального фотоэлемента ФЭК-22, на который отводилась небольшая часть возбуждающего излучения с помощью наклонной стеклянной пластины, расположенной близ входного окна кюветы с иттербием (BS4). Спектральная ширина импульсов лазера на длине волны 555.8 нм составляла около 300 МГц, излучение было одномодовым. Лазер на длине волны 680.15 нм имел спектр похуже: его структура была многомодовой с общей спектральной шириной порядка 1 ГГц. Управление лазерами накачки LS-2145D и LS-2137U (запуск газоразрядных ксеноновых ламп и переключателей добротности) осуществлялось посредством электрических импульсов от восьмиканального внешнего генератора производства фирмы Quantum Composer (модель QS-9618). Частота следования запускающих импульсов составляла 10 Гц. Этот же генератор запускал аналого-цифровой преобразователь (АЦП) для сбора экспериментальных данных с фотоприемников. Шаг по времени, с которым можно было переключать каналы генератора QS-9618, составлял 10 нс. Таким образом, с тем же шагом можно было регулировать задержку между временем срабатывания двух лазеров на красителе, т.е. менять время задержки τ_{23} между вторым и третьим световыми импульсами, формирующими сигнал МСФЭ. В эксперименте удавалось наблюдать сигнал МСФЭ в диапазоне задержек τ_{23} от 20 до 400 нс. В качестве основного фотоприемника, регистрирующего сигнал МСФЭ, использовался высокочувствительный фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-77), меньшее быстродействие которого, чем у ФЭК, приводило к затягиванию фронтов импульсов. Это не позволяло сильнее уменьшить задержку τ_{23} . Для построения кинетических кривых затухания эха использовались задержки свыше 30 нс, поскольку меньшие задержки приводили к заметному искажению эхосигнала из-за наложения электрических импульсов ФЭУ друг на друга во времени. Максимально достижимая в эксперименте величина задержки τ_{23} ограничивалась процессами столкновений частиц.

Чтобы убрать засветку ФЭУ мощными лазерными импульсами, была использована угловая схема оптического возбуждения, хорошо известная со времени первой экспериментальной работы по фотонному эху [10]. Между тремя световыми пучками в процессе сведения лучей в кювету формировались небольшие углы, не превышающие $2 \cdot 10^{-3}$ рад для любой выбранной пары световых импульсов. Условия пространственного синхронизма для сигнала МСФЭ совпадают с условиями для обычного

СФЭ [11]: $\mathbf{k}_e = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, где $\mathbf{k}_i$ — волновой вектор i -го возбуждающего импульса ($i = 1, 2, 3$), а $\mathbf{k}_e$ — волновой вектор эха. В фокальной плоскости линзы, расположенной на выходе из кюветы с парами иттербия, размещалась диафрагма с диаметром отверстия 0.2 мм, что позволяло частично убрать засветку ФЭУ, поскольку характерное расстояние между центрами всех четырех сфокусированных световых пучков (три возбуждающих импульса и эхо) в этой области пространства составляло примерно 0.7 мм. Тем не менее частичная засветка ФЭУ все же происходила. Для полного устранения засветки ФЭУ излучением первых двух возбуждающих импульсов с «зеленой» длиной волны 555.8 нм дополнительно применялся светофильтр из красного стекла (RGF), который эффективно пропускал только свет с «красной» длиной волны 680.15 нм. Таким образом, в световод (Fiber), с помощью которого излучение заводилось в ФЭУ, попадали только сигналы МСФЭ и паразитная засветка от третьего возбуждающего импульса. Все три возбуждающих импульса на выходах из лазеров на красителе в нашем эксперименте имели линейную поляризацию. При помощи фазовых пластинок и поляризаторов (призм Глана–Тейлора) мы могли управлять взаимной ориентацией векторов поляризации всех трех возбуждающих импульсов друг относительно друга. Между диафрагмой и фильтром из красного стекла размещался пленочный анализатор поляризации излучения (А, см. рис. 2). С его помощью можно было эффективно убирать засветку от третьего возбуждающего импульса, исследуя компоненту поляризации эха, ортогональную вектору поляризации третьего импульса. Из-за малой величины сигнала МСФЭ только такая компонента поляризации эха и была исследована. Исследование компоненты поляризации, параллельной вектору поляризации третьего возбуждающего импульса, не проводилось.

АЦП (ADS на рис. 2) мог измерять одновременно два сигнала (от ФЭУ и ФЭК). При работе в таком двухканальном режиме его временное разрешение составляло 500 МГц, а при работе в одноканальном режиме временное разрешение возрастало до 1 ГГц. Для изучения формы световых импульсов предпочтительней одноканальный режим, так как импульс прописывается во времени с вдвое меньшим шагом (1 нс вместо 2 нс), а двухканальный режим интересен тем, что данные с дополнительного канала измерений могут быть использованы для выбраковки по амплитудам импульсов возбуждения для более эффективного накопления и усреднения экспериментальных данных. В нашем эксперименте АЦП ра-

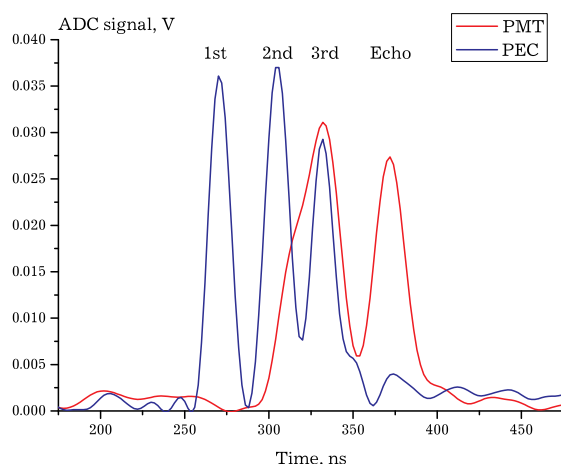


Рис. 4. Показания АЦП при работе в двухканальном режиме для задержек $\tau_{12} = 34$ нс и $\tau_{23} = 28$ нс. Синяя кривая — электрический сигнал от фотоэлемента коаксиального ФЭК-22. Красная кривая — электрический сигнал от фотоэлектронного умножителя ФЭУ-77

ботал в двухканальном режиме регистрации с контролем отклонения амплитуд импульсов от их среднего значения на величину не более 10%, а данные усреднялись примерно по 300 последовательным измерениям. Типичная картина с АЦП от усредненных сигналов с двух фотоприемников приведена на рис. 4 (эксперимент проводился при давлении ксенона 191 мТорр). Кривые на рис. 4 сглажены при помощи быстрого преобразования Фурье, задержки между импульсами $\tau_{12} = 34$ нс, $\tau_{23} = 28$ нс (видно по сигналу с ФЭК, синяя кривая), максимум эха наблюдается примерно через 41 нс после третьего импульса (видно по сигналу ФЭУ, красная кривая). Синяя кривая демонстрирует, что все импульсы в эксперименте имеют похожую колоколообразную форму, а их ширина на полувысоте примерно равна 10 нс. Малая задержка между вторым и третьим импульсами приводит к частичному их перекрытию. Красная кривая демонстрирует хорошее гашение засветки от первых двух импульсов и неполное гашение засветки от третьего импульса — его амплитуда даже слегка превосходит амплитуду эха, несмотря на то, что регистрируется компонента поляризации, ортогональная направлению вектора поляризации последнего возбуждающего импульса. Причины неполного гашения засветки от третьего импульса — рассеяние линейно поляризованного излучения лазера на длине волны 680.15 нм на элементах оптической схемы и остаточное пропус-

кание анализатора поляризации. Степень близости поляризации третьего возбуждающего импульса к линейной с вектором поляризации, направленным вдоль оси z , была не хуже 10^3 (т. е. паразитная компонента поляризации третьего возбуждающего импульса вдоль оси x была на три порядка меньше, но этого хватало для засветки ФЭУ на уровне сигнала МСФЭ даже при минимальных задержках τ_{23}). При увеличении задержки τ_{23} эхо затухает, его максимум по-прежнему наблюдается через 41–42 нс после максимума третьего импульса. Перекрытие любого из возбуждающих импульсов заслонкой приводило к исчезновению сигнала эха — это является прямым доказательством того, что мы наблюдаем отклик среды на воздействие комбинацией всех трех лазерных импульсов.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ ДЛЯ ГАЗОВОЙ СМЕСИ Yb С Xe

Единственный известный к настоящему времени эксперимент по регистрации МСФЭ на тех же квантовых переходах атома иттербия был проведен достаточно давно [12]. Его авторы не ставили своей целью изучение поляризационных моментов квантовых уровней. Их работа фактически свелась к констатации факта, что эхо наблюдается и сильно зависит от взаимных ориентаций векторов поляризации возбуждающих импульсов, но дальше этого они не пошли. В работе [12] использовалась конфигурация линейных поляризаций всех трех возбуждающих импульсов с углами $\psi_1 = \psi_2 = 90^\circ$. В этом случае сигнал МСФЭ будет затухать в зависимости от τ_{23} достаточно сложным образом — как сумма двух экспонент с разными показателями и весовыми множителями. Используя преимущества нашей экспериментальной техники, позволяющей осуществлять точные поляризационные измерения, мы выбрали схему возбуждения атомов иттербия последовательностью импульсов с поворотом векторов поляризации первого и второго импульсов на углы $\psi_1 = -\psi_2 = 45^\circ$ и $\psi_1 = \psi_2 = 45^\circ$. При таком выборе из формулы (1) следует, что компонента e_x^e будет затухать при увеличении задержки τ_{23} экспоненциально: в первом случае с характерным временем распада ориентации уровня b , а во втором случае — с характерным временем распада выстраивания уровня b ($1/\gamma_b^{(1)}$ и $1/\gamma_b^{(2)}$ соответственно). Такой выбор поляризаций возбуждающих импульсов существенно облегчает обработку экспериментальных резуль-

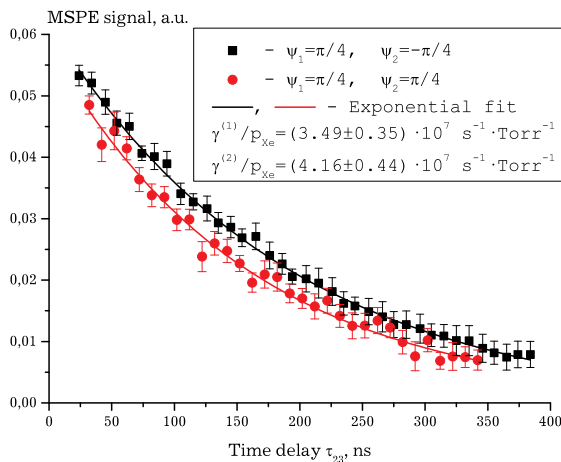


Рис. 5. Кинетика столкновительного распада МСФЭ в зависимости от времени задержки между вторым и третьим возбуждающими импульсами при двух вариантах углов поворота векторов поляризации первой пары возбуждающих импульсов: $\psi_1 = -\psi_2 = 45^\circ$ (черные квадраты) и $\psi_1 = \psi_2 = 45^\circ$ (красные кружки). Сплошные линии — подгонка экспериментальных точек экспоненциальной функцией с одним показателем

татов, что особенно важно в нашем случае импульсных сигналов эха малой интенсивности.

Нами была проведена серия экспериментов при следующих параметрах: использовалась естественная смесь изотопов иттербия (доля основного изотопа ^{174}Yb около 32%) температура кюветы поддерживалась на уровне 800 К с точностью до 1 градуса (соответствует давлению насыщенных паров иттербия около 4 мТорр), давление буферного газа Хе менялось в пределах 150–200 мТорр. Таким образом, можно утверждать, что столкновения происходили в основном между атомами Yb и Хе, а любыми столкновениями между атомами иттербия (как резонансными излучению лазеров, так и невозбужденными) можно пренебречь.

Характерный вид релаксационных кривых для газовой смеси 4 мТорр Yb и 150 мТорр Хе показан на рис. 5. По экспериментальным точкам сделана подгонка, константы релаксации ориентации и выстраивания рассчитаны по данным кривым и нормированы на давление буферного газа. Выделить деполяризующую часть $\Gamma_b^{(i)}$ ($i = 1, 2$) напрямую из данных констант не представляется возможным, поскольку для уровня b не удалось определить в данном эксперименте скорость столкновительного распада населенности $\gamma_b^{(0)}$, которую можно измерить,

только исследуя компоненту поляризации МСФЭ, параллельную вектору поляризации третьего возбуждающего импульса.

Полученные значения для $\gamma_b^{(1)}$ и $\gamma_b^{(2)}$ находятся в хорошем согласии с нашим предыдущим экспериментом по обычному СФЭ [13]. Ошибки измерения констант релаксации методом МСФЭ оказались выше, чем для метода СФЭ, из-за существенно меньшей величины эхо-отклика. Причина малости сигнала МСФЭ состоит в малом времени жизни верхнего уровня используемой трехуровневой схемы (около 15 нс), что приводит к сильному радиационному распаду за время примерно 41 нс, в течение которого поляризация среды хранится на уровне c . В явлении же СФЭ все процессы возбуждения и распада происходят на одном и том же квантовом переходе $a \rightarrow b$, а радиационное время жизни уровня b почти в 60 раз больше. Для задействованных в данном эксперименте уровней иттербия сигнал МСФЭ оказался почти таким же маленьким, как и эхо-сигнал, порождаемый деполяризующими столкновениями (столкновительного фотонного эха) [14].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе продемонстрирована возможность экспериментального определения констант столкновительного распада первого и второго поляризационных моментов (ориентации и выстраивания) квантового уровня в газообразной среде методом МСФЭ. Эксперименты проводились методами поляризационной эхо-спектроскопии. Для исследований был выбран тот же каскад квантовых переходов, что и в работе [12], а также использовалась схожая техника эксперимента (лазеры на красителях) и близкие параметры времен задержек между импульсами. Умение управлять поляризациями возбуждающих импульсов (поворачивать их на произвольный угол) позволило измерить константы $\gamma_b^{(1)}$ и $\gamma_b^{(2)}$ для смеси иттербия с тяжелым инертным газом Хе с хорошей точностью, хотя и несколько уступающей точности аналогичных измерений методом обычного СФЭ. Для полноты эксперимента необходимо также определение константы релаксации нулевого поляризационного момента (населенности) промежуточного квантового уровня, $\gamma_b^{(0)}$, для чего необходимо измерять компоненту поляризации МСФЭ, параллельную вектору поляризации третьего возбуждающего импульса. Угловая схема возбуждения среды атомов иттербия, которая раньше нами успешно применялась в экспериментах по

обычному СФЭ, подходит для явления МСФЭ в меньшей степени в силу того, что объект исследования ^{174}Yb имеет малое время радиационного распада верхнего уровня. Можно попробовать в качестве второго квантового перехода использовать переход на длине волны 611.3 нм: в таком случае время жизни верхнего уровня будет в три раза больше (см. рис. 1). Но более перспективным видится применение специальных оптических устройств для отсекания во времени третьего возбуждающего импульса от импульса эха. Использование электрооптического или акустооптического модулятора с быстродействием порядка 10 нс в сочетании с поляризатором-анализатором может помочь в решении данной задачи. Что же касается воспроизведения временной формы какого-либо лазерного импульса в импульсе эха, то в данном эксперименте такое исследование не проводилось, поскольку мы работали на широкой спектральной линии для всех трех импульсов возбуждения (при температуре 800 К неоднородная ширина обеих задействованных спектральных линий иттербия около 3 ГГц, что превышает спектральную ширину любого из возбуждающих импульсов), а теория на уровне аналитических формул предсказывает воспроизведение формы только на узкой спектральной линии для того импульса, форму которого удастся воспроизвести [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. N. W. Carlson, L. J. Rothberg, A. G. Yodh, W. R. Babbitt, and T. W. Mossberg, *Opt. Lett.* **8**, 483 (1983), doi:10.1364/OL.8.000483.
2. И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. В. Самарцев, *Деполаризующие столкновения в нелинейной электродинамике*, Наука, Москва (1992).
3. И. В. Евсеев, Н. Н. Рубцова, В. В. Самарцев, *Когерентные переходные процессы в оптике*, Физматлит, Москва (2009).
4. T. Wang, C. Greiner, J. R. Bochinski, and T. W. Mossberg, *Phys. Rev. A* **60**, R757 (1999), doi:10.1103/PhysRevA.60.R757.
5. А. В. Евсеев, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, *Фотонное эхо в газах: влияние деполаризующих столкновений*, Препринт Института атомной энергии им. А. В. Курчатова, ИАЭ-3602/1 (1982).
6. A. Omont, *Prog. Quant. Electr.* **5**, 69 (1977), doi:10.1016/0079-6727(79)90003-X.
7. K. B. Blagoev and V. A. Komarovskii, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **56**(1), 1 (1994), doi:10.1006/adnd.1994.1001.
8. I. V. Yevseyev, V. M. Yermachenko, and V. A. Reshetov, *J. Phys. B* **19**, 185 (1986), doi:10.1088/0022-3700/19/2/008.
9. N. N. Rubtsova, V. G. Gol'dort, E. B. Khvorostov, S. A. Kochubei, and V. A. Reshetov, *Laser Phys.* **28**, 066001 (2018), doi:10.1088/1555-6611/aabc98.
10. N. A. Kurnit, I. D. Abella, and S. R. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 567 (1964), doi:10.1103/PhysRevLett.13.567.
11. И. В. Евсеев, Н. Н. Рубцова, В. В. Самарцев, *Фотонное эхо и фазовая память в газах*, Изд-во Казанского университета, Казань (2009).
12. J.-C. Keller and J.-L. Le Gouët, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2034 (1984), doi:10.1103/PhysRevLett.52.2034.
13. Н. Н. Рубцова, С. А. Кочубей, Е. Б. Хворостов, В. А. Решетов, *ЖЭТФ* **160**, 466 (2021), doi:10.31857/S0044451021100023.
14. Н. Н. Рубцова, В. Г. Гольдорт, И. В. Евсеев, В. Н. Ищенко, С. А. Кочубей, Е. Б. Хворостов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 110 (2008), doi:10.1134/S0021364008020082.