

Спектроскопия резонансов когерентного пленения населенности с источником излучения на базе фемтосекундного лазера

А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, А.В.Соколов, А.Н.Матвеев, С.И.Канорский, Р.А.Китс, А.А.Папченко, В.Н.Сорокин

Рассмотрена возможность использования нового источника бихроматического лазерного поля со стабильным средним значением разностной частоты для изучения явления когерентного пленения населенности (КПН). Высокая стабильность разностной фазы полей источника излучения достигается за счет фазовой привязки частоты излучения двух полупроводниковых лазеров к продольным модам фемтосекундного лазера. Представлены первые экспериментальные результаты спектроскопии резонансов КПН в рубидии. Обсуждается перспективность использования новой методики для спектроскопии резонансов КПН в парах редкоземельных атомов.

Ключевые слова: когерентное пленение населенности, фемтосекундный лазер, фазовая привязка.

1. Введение

В последние годы значительное внимание исследователей привлекают смешанные состояния в атомных системах и связанные с ними нелинейные эффекты [1–6]. Одним из интересных типов таких состояний являются так называемые темные состояния когерентного пленения населенности (КПН), имеющие место в трехуровневой Λ -системе (см. рис. 1) [7]. Суть явления заключается в возможности создания под действием внешнего бихроматического поля с компонентами E_1 и E_2 , обладающими стабильной разностной фазой, долгоживущего суперпозиционного состояния нижних уровней системы, которое перестает взаимодействовать с создавшим его бихроматическим полем. Наличие в атомной системе непоглощающего темного состояния соответствует узкий провал в контуре поглощения или флуоресценции – резонанс когерентного пленения населенности, получивший также название электромагнитно-индуцированной прозрачности [7].

Как само темное состояние КПН, так и соответствующий ему резонанс находят множество разнообразных практических и фундаментальных приложений. Недавно было предложено использовать темное состояние КПН в качестве ячейки памяти, в которой хранится информация о разностных фазовых и амплитудных характеристиках двух световых полей. При этом оказывается возможным полное воспроизведение записанных световых импульсов. Несущая частота воспроизведенного импульса может быть выбрана не только равной исходной, но и любой другой, резонансной в данном атоме с одним из переходов с одного из нижних уровней исходной Λ -системы [5, 8].

В работе [9] предложен оригинальный метод лазерного охлаждения атомов с участием специально сформиро-

ванного состояния КПН, позволяющий осуществить охлаждение ниже предела, ограниченного импульсом отдачи. Идея заключается в том, что атом, попавший в темное состояние, не взаимодействует с охлаждающими полями, что приводит к накоплению атомов в этом состоянии. Благодаря большому времени жизни темного состояния атомы в процессе охлаждения собираются в узкую скоростную группу, соответствующую состоянию КПН, причем полуширина полученного распределения по скоростям определяется временем жизни резонанса, а не импульсом отдачи. Следует отметить, однако, что если резонанс КПН формируется в достаточно широкой группе скоростей, он может также препятствовать процессу охлаждения [10].

Благодаря возможности регистрации узких спектральных линий в кюветах с атомным паром резонансы КПН находят применение в метрологии – при создании магнитометрических приборов и стандартов частоты [6, 11]. На сегодняшний день чувствительность магнитоградиометров достигает нескольких пТ/см [12].

Большинство исследований резонансов КПН проводится в щелочных атомах, поскольку использование компонент сверхтонкой структуры основного состояния в качестве нижних уровней Λ -системы позволяет рассчитывать на большое время жизни состояния КПН. Кроме того, характерное расщепление компонент основного состояния для этих атомов попадает в радиочастотный диапазон, что существенно облегчает задачу создания бихроматического поля со стабильной разностной фазой. Одним из наиболее эффективных методов создания бихроматического поля, применяющихся в настоящее время для спектроскопии резонансов КПН в щелочных атомах, является метод прямой модуляции тока лазерного диода, позволяющий получать требуемые характеристики источника при минимальном объеме установки [11, 12]. Этот метод, однако, позволяет генерировать лишь поля с компонентами одинаковой поляризации, что ухудшает контраст наблюдаемых резонансов [13].

Резонансы КПН в системах с расщеплением нижних уровней, соответствующего частотам инфракрасной или даже видимой части спектра, обладают потенциальной

А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, А.В.Соколов, А.Н.Матвеев, С.И.Канорский, Р.А.Китс, А.А.Папченко, В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991, Ленинский просп., 53; e-mail: alakimov@mail.l.lebedev.ru

добротностью, существенно превышающей добротность резонансов в щелочных атомах. Увеличение добротности резонанса при соответствующем выборе атомной системы приводит к повышению точности «квантовых часов» и магнитометров, а также расширяет круг атомных систем, использующихся для хранения информации в квантовых ячейках памяти [8, 14, 15].

В работах [14–16] было проведено теоретическое и экспериментальное исследование явления КПН в Λ -системе атома ^{154}Sm с большим расщеплением нижних уровней ω_{12} , составляющим $2\pi \times 10$ ТГц. Добротность резонансов, продемонстрированная в эксперименте, оказалась относительно невысокой и определялась в основном нестабильностью разностной частоты излучения двух независимых полупроводниковых лазеров, генерирующих компоненты бихроматического поля. При столь значительных расщеплениях нижних уровней Λ -системы прямое применение модуляционных или каких-либо других прямых радиочастотных методов невозможно.

Недавно нами был реализован источник бихроматического поля, основанный на использовании спектральных свойств продольных мод фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод (так называемой фемтосекундной гребенки частот) [17]. Такой источник позволяет получать бихроматическое поле с разностью частот, лежащей в пределах спектра фемтосекундной гребенки, ширина которого определяется длительностью импульса лазера. Мы использовали фемтосекундный лазер с центральной длиной волны ~ 800 нм, длительностью импульса $\tau = 120$ фс и шириной спектра около 10 ТГц. Линии Λ -системы атома самария не попадают в этот спектральный интервал, поэтому для тестирования и исследования характеристик нового источника была выбрана Λ -система $5s\ S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5s\ P_{3/2}(F=2) \leftrightarrow 5s\ S_{1/2}(F=3)$ в атоме ^{85}Rb (компоненты D_2 -линии рубидия). В настоящей работе представлены первые экспериментальные результаты, полученные с новым источником бихроматического поля.

Активное развитие волоконной оптики и ее применение для расширения спектра фемтосекундной гребенки [18, 19] позволяет рассчитывать на возможность использования подобной методики в системах атома самария [14], иона бария [20] и других атомных системах с расщеплением нижних уровней, лежащим в оптической области спектра.

2. Резонанс когерентного пленения населенности

Подробное теоретическое описание эффекта КПН представлено в целом ряде работ [7, 13, 14, 25]. Для простоты рассмотрим Λ -систему, состоящую из уровней |1>, |2> и |3> (рис.1). Переходы с долгоживущих уровней |1>, |2> на верхний уровень |3> являются дипольно разрешенными. Система находится под воздействием внешнего бихроматического поля, компоненты которого $E_1(t)$ и $E_2(t)$ задаются в виде

$$\begin{aligned} E_1(t) &= E_1 \exp[-i\omega_1 t - i\varphi_1(t)], \\ E_2(t) &= E_2 \exp[-i\omega_2 t - i\varphi_2(t)]. \end{aligned} \tag{1}$$

Для наглядности систему удобно описывать в следующем ортогональном базисе:

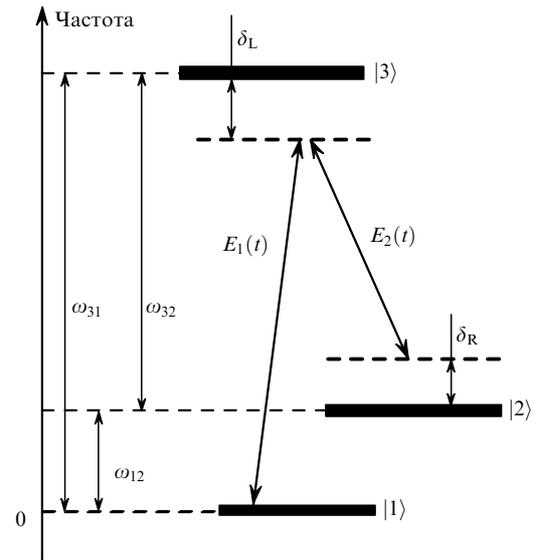


Рис.1. Трехуровневая Λ -система. Уровни |1> и |2> являются долгоживущими уровнями одной четности, с которых разрешен дипольный переход на уровень |3>; δ_R , δ_L – рамановская и лазерная отстройки.

$$|+\rangle = \frac{1}{\Omega} (\Omega_1^* |1\rangle + \exp[-i\omega_{12}t - i\Delta\varphi] \Omega_2^* |2\rangle), \tag{2}$$

$$|-\rangle = \frac{1}{\Omega} (\Omega_2 |1\rangle - \exp[-i\omega_{12}t - i\Delta\varphi] \Omega_1 |2\rangle).$$

Здесь ω_{12} – частота расщепления уровней |1> и |2>; Ω_1 и Ω_2 – частоты Раби переходов |1> \leftrightarrow |3> и |2> \leftrightarrow |3>:

$$\Omega_1 = -\frac{d_{13}E_1}{\hbar}, \quad \Omega_2 = -\frac{d_{23}E_2}{\hbar}, \quad \Omega = (|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2)^{1/2}. \tag{3}$$

Записывая электрический дипольный оператор в виде

$$\begin{aligned} V &= \frac{\hbar\Omega_1}{2} \exp[-i\omega_1 t - i\varphi_1] |3\rangle\langle 1| \\ &+ \frac{\hbar\Omega_2}{2} \exp[-i\omega_2 t - i\varphi_2] |3\rangle\langle 2| + \text{эрмит. сопр.}, \end{aligned} \tag{4}$$

можно вычислить матричные элементы $\langle 3|V|+\rangle$ и $\langle 3|V|-\rangle$, определяющие взаимодействие состояний |+> и |-> с внешним бихроматическим полем. Наиболее важным является случай стабильной разностной фазы, например $\Delta\varphi = \varphi_1(t) - \varphi_2(t) = 0$, и нулевой рамановской отстройки $\delta_R = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{12} = 0$. При этом, как нетрудно убедиться, состояние |-> не взаимодействует с внешним полем, т. е.

$$\langle 3|V|-\rangle = 0, \quad \langle 3|V|+\rangle \sim \hbar\Omega. \tag{5}$$

Таким образом, состояние |-> является темным для бихроматического поля, и в результате оптической накачки вся населенность из состояния |+> собирается в состояние |->. Следует подчеркнуть два существенных момента: высокую чувствительность резонанса к стабильности относительной фазы световых полей и тот факт, что состояние |-> является темным лишь для данного бихроматического поля (1) с указанными фазовыми соотношениями.

Действительно, при скачкообразном изменении относительной фазы полей $\Delta\varphi$ на π состояние |-> начинает взаимодействовать с полем и более не является темным. При достаточно высокой скорости сбоя относительной

фазы компонент бихроматического поля $\Delta\varphi$ формирование темного состояния станет крайне неэффективным, что приведет к исчезновению резонанса КПН.

Основными характеристиками резонанса, определяющими возможности его применения в различных приложениях, являются ширина и частота, а также контраст. Ширину резонанса КПН $\Gamma_{\text{СРТ}}$ можно представить в рамках упрощенной модели следующим образом [17]:

$$\Gamma_{\text{СРТ}} = \Gamma_{\text{coh}} + \Gamma_{\text{pump}}, \quad (6)$$

где Γ_{coh} – вклад эффектов, приводящих к дефазировке нижних уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$; Γ_{pump} – скорость накачки в темное состояние $|-\rangle$. Величину Γ_{coh} , в свою очередь, можно представить в виде суммы трех основных вкладов:

$$\Gamma_{\text{coh}} = \Gamma_{12} + \Gamma_{\text{field}} + \Gamma_{\text{time}}. \quad (7)$$

Здесь Γ_{12} – время жизни нижних уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ Λ -системы; Γ_{field} – дефазировка лазерных полей E_1 и E_2 ; Γ_{time} – вклад временипролетного уширения. Поскольку при исследовании КПН обычно выбираются системы с большим временем жизни когерентности нижних уровней, можно считать, что $\Gamma_{12} \ll \Gamma_{\text{coh}}$.

При увеличении давления P буферного газа в ячейке Γ_{time} и Γ_{pump} уменьшаются как $1/P$ [21]. Таким образом, в случае полностью сфазированных возбуждающих полей ($\Gamma_{\text{field}} = 0$) ширина резонанса КПН оказывается обратно пропорциональной давлению буферного газа в ячейке:

$$\Gamma_{\text{СРТ}} \sim \frac{1}{P}. \quad (8)$$

Этот важный результат широко используется при возбуждении резонансов КПН в ячейках, наполненных парами металлов и буферным газом [6, 7].

При высоких давлениях буферного газа существенную роль начинают играть переходы между скоростными группами атомов за счет столкновений, сопровождающихся изменением скорости [21]. В целом ширина резонанса уменьшается вплоть до давлений в несколько тысяч паскалей, а потом начинает медленно расти вследствие ударного уширения нижних уровней и соответствующего роста Γ_{12} .

Увеличение давления буферного газа приводит не только к сужению резонанса, но и к устранению паразитных эффектов, вызванных оптической накачкой [16]. При давлениях буферного газа порядка 1 кПа структура, связанная с оптической накачкой верхнего и нижних уровней, полностью размывается в результате столкновений, в то время как резонанс КПН не разрушается.

Однако, если возбуждающие лазерные поля не сфазированы, то зависимость ширины резонанса от давления исчезает вследствие большого (порядка ширины спектра излучения лазера) вклада Γ_{field} , и предельно достижимая ширина определяется условием $\Gamma_{\text{coh}} \simeq \Gamma_{\text{field}}$. Исследования резонансов КПН, таким образом, целесообразно проводить, используя связанные по фазе световые поля E_1 и E_2 .

3. Фазовая привязка

Основные идеи стабилизации относительной фазы (фазовой привязки) двух исходно независимых лазеров с

относительно широким спектром излучения были предложены и реализованы для He–Ne-лазеров в 1987 г. [22]. Однако широкое распространение в оптическом диапазоне такая методика получила лишь после осуществления в 1995 г. привязки двух перестраиваемых полупроводниковых лазеров с внешним резонатором друг к другу [23]. Основная идея привязки лазеров с широким спектром заключается в использовании цифровых петель обратной связи, обладающих динамическим диапазоном по разностной фазе в несколько десятков π . По сравнению с аналоговыми схемами такие петли обеспечивают существенно большую стабильность привязки, поскольку они позволяют обрабатывать скачки фазы в несколько периодов, хотя и несколько проигрывают в быстродействии.

Подчеркнем, что разработанные методики фазовой привязки позволяют стабилизировать относительную фазу лишь для источников излучения, разность несущих частот которых лежит в радиочастотном диапазоне. Дело в том, что в схеме привязки осуществляется фазовая автоподстройка разностной частоты световых полей к частоте опорного генератора, обладающего высокой стабильностью (рис.2). При этом входные каналы цепи привязки осуществляют непосредственный счет частоты сигнала биения лазерных полей и опорного генератора, а затем производится их сравнение. Полученный в результате сигнал ошибки направляется на блоки управления частотой ведомого лазера. Полупроводниковые лазеры с внешним резонатором выгодно отличаются не только возможностью оперативного воздействия на частоту генерации путем изменения тока накачки (быстрый канал привязки), но и способностью компенсировать дрейфы путем поворота решетки лазерного резонатора (медлен-

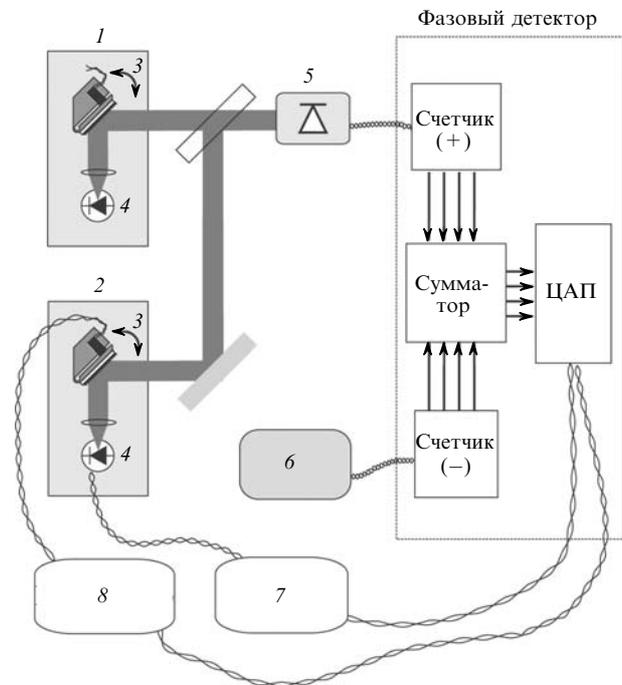


Рис.2. Принципиальная схема фазовой привязки двух полупроводниковых лазеров:

1 – ведущий лазер; 2 – ведомый лазер; 3 – дифракционные решетки на пьезокерамической подаче; 4 – лазерные диоды; 5 – фотодиод; 6 – опорный генератор; 7 – быстрая цепь привязки (управление током диода); 8 – медленная цепь привязки (управление углом поворота дифракционной решетки).

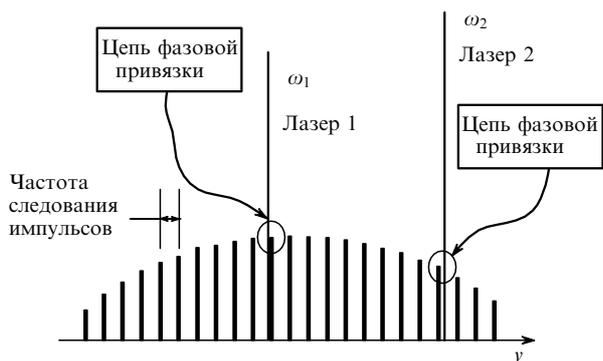


Рис.3. Принципиальная схема бихроматического источника, стабилизированного по фемтосекундному лазеру. Цепи обратной связи осуществляют стабилизацию лазеров 1 и 2 по их фазе относительно мод гребенки, тем самым стабилизируя их относительно друг друга.

ный канал привязки), а также относительно широким диапазоном возможной перестройки частоты (~ 3 ГГц).

Как упоминалось выше, перспективным направлением исследований КПН является переход к Λ -системам, обладающим большим расщеплением нижних уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$, разностная частота которых ω_{12} (см. рис. 1) существенно превышает диапазон работы современной электроники. Для того чтобы связать существенно различающиеся частоты, мы использовали фемтосекундную гребенку частот [17].

Основа метода заключается в использовании спектральных свойств излучения импульсно-периодического лазера. Продольные моды излучения такого лазера со стабильной частотой следования импульсов оказываются жестко связанными друг с другом по фазе. Так, например, в работе [24] продемонстрировано, что моды фемтосекундного лазера эквидистантны с точностью не хуже 3×10^{-17} и соответствуют частоте следования импульсов с точностью не хуже 6×10^{-16} . Если привязать два полупроводниковых лазера к различным модам излучения фемтосекундного источника, то излучение полупроводниковых лазеров можно рассматривать как бихроматическое поле со стабильными разностной частотой и фазой (рис.3). При этом стабильность разностной частоты, необходимая для надежной регистрации узких резонансов КПН, определяется лишь стабильностью частоты следования импульсов фемтосекундного лазера и не зависит от абсолютной частоты мод лазера. Это позволяет избежать необходимости контроля или стабилизации абсолютного значения несущей частоты фемтосекундного лазера, обычно используемого при измерении оптических частот с помощью фемтосекундной гребенки [24].

4. Эксперимент

Схема экспериментальной установки представлена на рис.4. Излучение фемтосекундной лазерной системы Verdi-V8 + MIRA-900F (Coherent Inc.) с частотой следования импульсов около 75 МГц и длительностью импульса 120 фс распределялось между двумя каналами. В каждом из каналов излучение сбивалось с излучением одного из диодных лазеров и направлялось на дифракционную решетку. Дифракционная отражающая решетка (1800 лин./мм) использовалась для предварительной селекции мод фемтосекундной гребенки, а также в качестве поляризатора излучения, необходимого для полу-

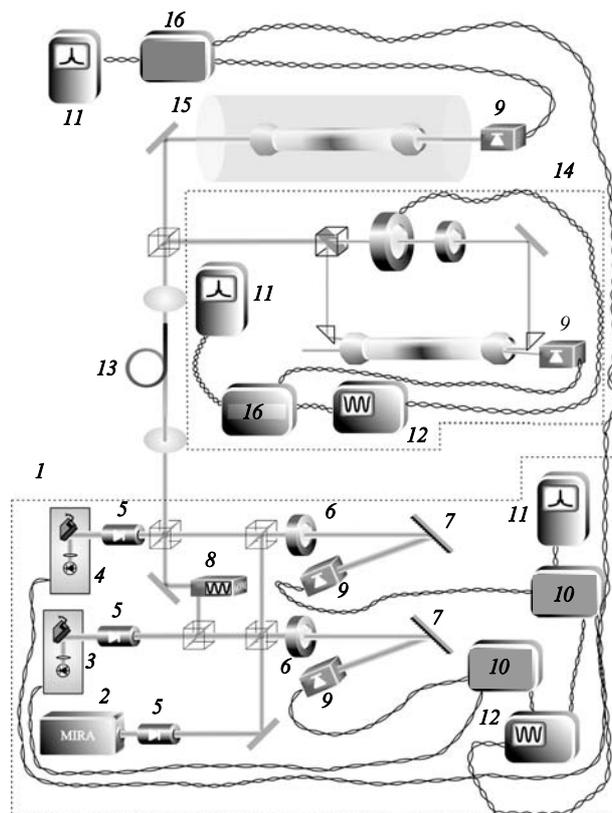


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – бихроматический источник со стабилизированной разностной частотой; 2 – фемтосекундный лазер; 3 – диодный лазер 1 с внешним резонатором; 4 – диодный лазер 2 с внешним резонатором; 5 – оптические изоляторы; 6 – пластинки $\lambda/2$; 7 – дифракционные решетки; 8 – АОМ; 9 – фотодиоды; 10 – блоки привязки; 11 – цифровые осциллографы; 12 – локальный осциллятор; 13 – одномодовое волокно; 14 – схема регистрации насыщенного поглощения во встречных пучках; 15 – магнитоэкранированная кювета с парами рубидия; 16 – синхронные детекторы.

чения сигнала биений. Перед решеткой была установлена пластинка $\lambda/2$, с помощью которой подбиралось соотношение интенсивностей световых полей для достижения оптимального отношения сигнал/шум. Фотодиод регистрировал сигнал биения мод гребенки с излучением полупроводникового лазера. Отфильтрованный системой радиочастотных фильтров сигнал биений направлялся в электронную цепь фазовой привязки, осуществляющую контроль частоты полупроводниковых лазеров.

Часть излучения каждого из диодных лазеров направлялась в канал регистрации. При этом излучение лазера 1 пропускалось через акустооптический модулятор (АОМ) с центральной частотой 200 МГц, работающий в двухпроходной схеме, что позволяло плавно регулировать разностную частоту излучения связанных лазеров. Грубая перестройка разностной частоты осуществлялась при помощи генератора импульсов специальной формы, подающего сигнал непосредственно на пьезокерамику лазерного резонатора. Передний фронт импульса достаточно крутой ($\tau_1 > 1$ мкс), и медленная петля привязки, управляющая пьезокерамикой, не успевает его обработать. Амплитуда импульса подобрана таким образом, чтобы возникшее изменение частоты лазера было равно межмодовому расстоянию фемтосекундной гребенки. Обратный фронт импульса является достаточно пологим ($\tau_2 > 30$ мкс) и петля привязки легко его обрабаты-

вает; частота излучения лазера при этом остается неизменной. Ширина перестройки АОМ перекрывает межмодовое расстояние фемтосекундного лазера (75 МГц), в результате чего становятся доступными все частоты, лежащие в пределах спектрального контура излучения фемтосекундного лазера (около 10 ТГц).

Стабильность разностной частоты бихроматического источника определялась из исследований сигнала биения связанных полупроводниковых лазеров, для чего излучение лазеров сбивалось на фотодиоде, а затем частота сигнала биений понижалась до 100 Гц гетеродинным методом. При этом разность частот лазерных полей равнялась пяти межмодовым расстояниям фемтосекундного лазера (375 МГц). Основные вклады в ширину спектра сигнала биений вносят нестабильность частоты повторения фемтосекундного лазера и шумы систем фазовой привязки. В нашем случае наблюдаемая ширина спектра сигнала, зарегистрированного с помощью фурье-спектроанализатора АСК-31062 (фирма АТАКОМ), составляла 1 Гц при времени измерения 1 с и определялась, в основном, дрейфом частоты следования импульсов фемтосекундного лазера (0.2 Гц/с).

В канале регистрации излучение полупроводниковых лазеров сбивалось на поляризационном кубе и пропускалось через одномодовое волокно, сохраняющее поляризацию (числовая апертура 0.16, диаметр центральной жилы 4.2 мкм). Стоящий на выходе из волокна объектив ($f = 20$ мм) формировал одну пространственную моду для обеих компонент бихроматического излучения. Полученное таким образом бихроматическое излучение направлялось либо в канал регистрации насыщенного поглощения, либо в канал регистрации резонансов КПН. Интенсивности компонент поля составляли около 50 мкВт.

Максимум интенсивности излучения фемтосекундного лазера лежит в области длин волн, близкой к D_2 -линии рубидия ($\lambda = 780$ нм), поэтому в качестве первого этапа исследований была выбрана Λ -система, показанная на

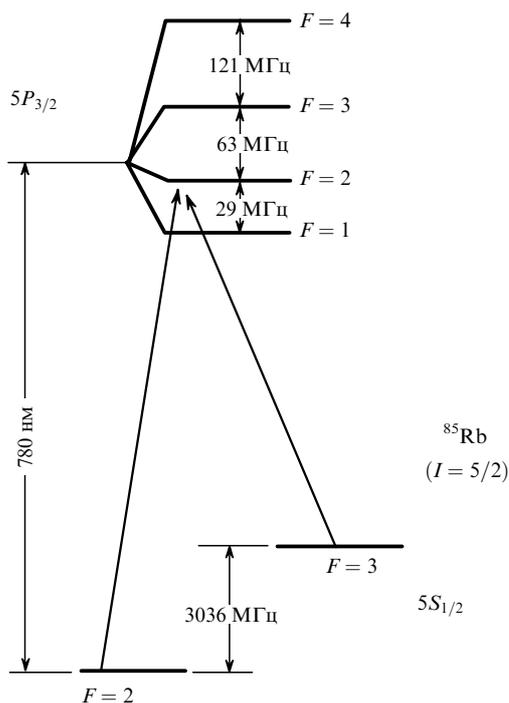


Рис.5. Схема уровней атома рубидия и исследуемая Λ -система.

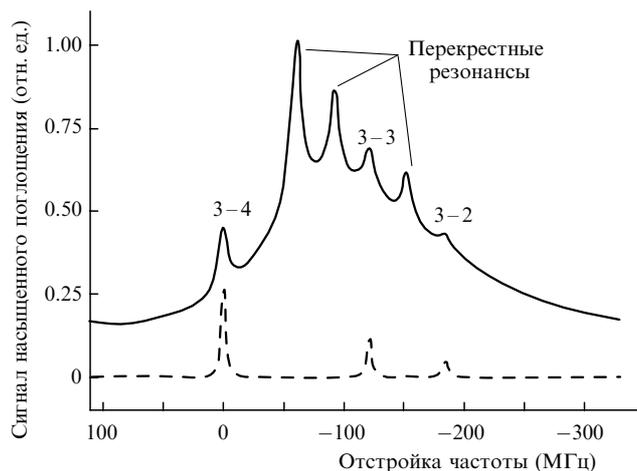


Рис.6. Характерный спектр насыщенного поглощения в области D_2 -линии атома рубидия. Штриховой кривой показано положение спектральных линий.

рис.5. Предварительная настройка диодных лазеров на длину волны соответствующего перехода осуществлялась по сигналу насыщенного поглощения, зарегистрированному в стандартной конфигурации со встречными пучками при модуляции насыщающего пучка. Характерный спектр насыщенного поглощения представлен на рис.6.

Контраст резонансов КПН для данной Λ -системы при высоких давлениях буферного газа оказался незначительным (менее 1%), поэтому для регистрации резонансов использовалась модуляционная техника. Частота опорного генератора в канале привязки лазера 2 модулировалась на частоте 590 Гц, при этом регистрировался сигнал пропускания бихроматического поля кюветой с парами рубидия на той же частоте. В отсутствие буферного газа в кювете ширина зарегистрированных резонансов составляла около 500 кГц (рис.7), однако уже при давлении 2.5 кПа характерная ширина резонанса уменьшалась до ~ 10 кГц (рис.8). Амплитуда модуляции в первом случае выбиралась равной 150 кГц, во втором – 3 кГц.

При снижении мощности излучения лазера 2 имела место заметная асимметрия наблюдаемых резонансов. В общем случае форма резонанса КПН для щелочных атомов может быть представлена в виде суммы лоренцевского и дисперсионного лоренцевского контуров [25, 26], причем асимметрия контуров определялась как отноше-

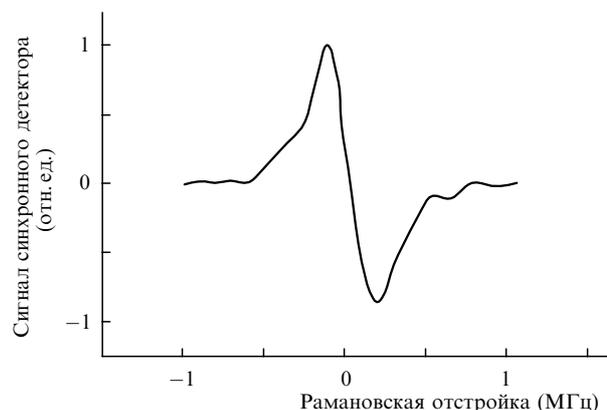


Рис.7. Резонанс КПН при малом давлении буферного газа ($P < 1$ Па).

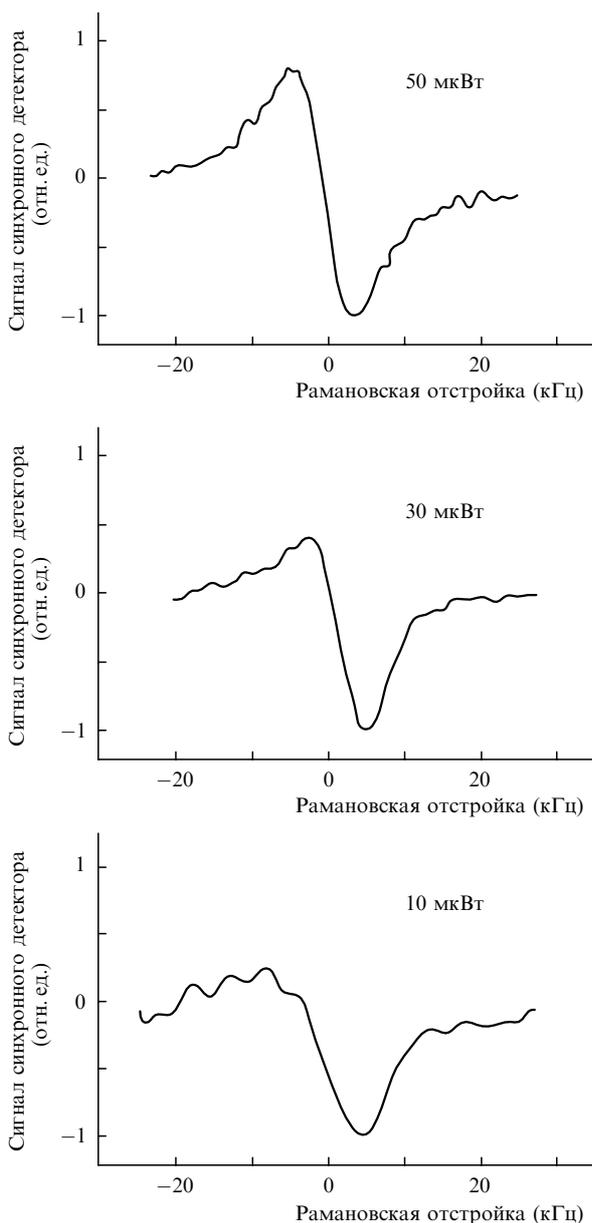


Рис.8. Резонансы КПП в кювете с буферным газом при $P = 2.5$ кПа и разных мощностях лазера 2.

нием интенсивностей световых полей, так и отличаем от нуля лазерной отстройки δ_L , которая в эксперименте не контролировалась. Поэтому для аппроксимации резонансов использовалась комбинация поглощающего и дисперсионного лоренцевских контуров. Полученная оценка ширины резонанса при нулевой мощности лазера 1 составила 6.9 ± 0.5 кГц, величина светового уширения была равна 0.13 ± 0.1 кГц/мкВт.

5. Заключение

В работе продемонстрирована эффективность предложенной нами новой методики регистрации резонансов КПП на примере трехуровневой системы атома рубидия $5s S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5s P_{3/2}(F=2) \leftrightarrow 5s S_{1/2}(F=3)$. Зарегистрированы резонансы КПП в указанной системе, изучена

зависимость ширины и формы резонанса от относительной интенсивности компонент бихроматического поля и давления буферного газа. Проанализированы характеристики созданного бихроматического источника. Высокая стабильность разностной частоты источника позволяет рассчитывать на регистрацию субкилогерцовых резонансов КПП с разностной частотой вплоть до 10 ТГц. Развита методика будет использоваться для спектроскопии резонансов КПП в парах редкоземельных атомов, в частности атома самария.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 04-02-17443), грантом Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и научных школ НШ-1254:2003.2, а также программами Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и физика сверхсильных полей» и «Квантовая макрофизика» и программой «Интеграция» (грант Б-0049).

1. Mei M., Weitz M. *Appl. Phys. B*, **72**, 91 (2001).
2. Legero T., Wilk T., Kuhn A., Rempe G. *Appl. Phys. B*, **77**, 797 (2003).
3. Fichtner Karl-Heinz, Masanori Ohya. *Commun. Math. Phys.*, **222**, 229 (2001).
4. Gong S.-Q., Unanyan R., Bergmann K. *Eur. Phys. J. D*, **19**, 257 (2002).
5. Mair A., Hager J., Phillips D.F., Walsworth R. L., Lukin M.D. *Phys. Rev. A*, **65**, 031802 (2002).
6. Wynands R., Nagel A. *Appl. Phys. B*, **68**, 1 (1999).
7. Arimondo E. *Progress in Optics* (Amsterdam – Lausanne – New York – Oxford – Shannon – Tokyo: Elsevier, 1996, v. 35, p. 257).
8. Bajcsy M., Zibrov A.S., Lukin M.D. *Nature*, **426**, 638 (2003).
9. Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannoudji C. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 826 (1988).
10. Boshier M.G., Barwood G.P., Huang G., Klein H.A. *Appl. Phys. B*, **71**, 51 (2000).
11. Kitching J., Knappe S., Hollberg L. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 553 (2002).
12. Affolderbach C., Stahler M., Knappe S., Wynands R. *Appl. Phys. B*, **75**, 605 (2002).
13. Wynands R., Nagel A., Brandt S., Meschede D., Weis A. *Phys. Rev. A*, **58** (1), 196 (1998).
14. Колачевский Н.Н., Акимов А.В., Киселев Н.А., Папченко А.А., Сорокин В.Н., Канорский С.И. *Квантовая электроника*, **31** (1), 61 (2001).
15. Владимирова Ю.В., Гришанин Б.А., Задков В.Н., Колачевский Н.Н., Акимов А.В., Киселев Н.А., Канорский С.И. *ЖЭТФ*, **96** (4), 629 (2003).
16. Akimov A.V., Sokolov A.V., Kolachevsky N.N., Matveev A.N., Sorokin V.N., Kanorsky S.I. *J. Rus. Laser Res.*, **24**, 129 (2003).
17. Akimov A.V., Matveev A.N., Sokolov A.V., Kanorsky S.I., Kolachevsky N.N., Pakhutin G.Yu., Sorokin V.N. *J. Rus. Laser Res.*, **25**, 239 (2004).
18. Reichert J., Niering M., Holzwarth R., Weitz M., Udem Th., Hansch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3232 (2000).
19. Желтиков А.М. *УФН*, **174** (1), 73 (2004).
20. Eschner J., Raab C.H., et al. *Nature*, **413**, 495 (2001).
21. Arimondo E. *Phys. Rev. A*, **54** (3), 2216 (1996).
22. Hall John L., Ma Long-Sheng, Kramer G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 4 (1987).
23. Pervedelli M., Freearge T., Hansch T.W. *Appl. Phys.*, **60**, S241 (1995).
24. Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., et al. *Frequency Measurement and Control, Topics Appl. Phys.*, **79**, 275 (2001).
25. Taichenachev A.V., Yudin V.I., Wynands R., Stahler M., Kitching J., Hollberg L. *Phys. Rev. A*, **67**, 033810 (2003).
26. Knappe S., Stahler M., Affolderbach C., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Wynands R. *Appl. Phys. B*, **76**, 57 (2003).