

# Резонансы когерентного пленения населенностей на нижних атомных уровнях доплеровски уширенных оптических линий

Э.Шахин, Г.Озен, Р.Гамид, М.Челик, А.Ч.Измайлов

*В ячейке с разреженными парами цезия обнаружены и проанализированы узкие высококонтрастные резонансы когерентного пленения населенностей (СРТ), которые индуцируются в поглощении слабого монохроматического пробного светового пучка встречным двухчастотным излучением накачки. Экспериментальные исследования проведены на примере незамкнутых трехуровневых  $\Lambda$ -систем, сформированных спектральными компонентами  $D_2$ -линии атомов цезия. Примененный метод позволяет анализировать особенности явления СРТ непосредственно на определенном нижнем долгоживущем уровне выбранной  $\Lambda$ -системы даже в достаточно сложных спектрах атомарных газов с большим доплеровским уширением. Установлено, что СРТ-резонансы в пропускании пробного пучка могут иметь не только больший контраст, но и значительно меньшую ширину по сравнению с хорошо известными СРТ-резонансами в пропускании соответствующего двухчастотного излучения накачки. Полученные результаты могут быть использованы в селективной фотофизике, фотохимии и атомарной (молекулярной) спектроскопии сверхвысокого разрешения.*

**Ключевые слова:** когерентное пленение населенностей, оптическая накачка, пробный пучок, субдоплеровская спектроскопия.

## 1. Введение

Суть явления когерентного пленения населенности (coherent population trapping, СРТ) состоит в том, что многоуровневая квантовая система, подверженная процессам распада, когерентно переводится в суперпозиционное состояние и перестает взаимодействовать с резонансными возбуждающими полями, т. е. населенность системы попадает в ловушку. СРТ является основой для ряда важных приложений: в спектроскопии сверхвысокого разрешения, магнитометрии, в атомных часах, в когерентной передаче населенности между квантовыми состояниями атомов (молекул), а также некоторых других (см., напр., обзоры [1–3]). В частности, узкие СРТ-резонансы обнаружены в спектре поглощения двухчастотного лазерного излучения трехуровневыми атомными  $\Lambda$ -системами, а также в соответствующем спектре индуцированной флуоресценции газовой среды. Такое резонансное возбуждение атомов в схеме  $\Lambda$ -системы реализуется с помощью светоиндуцированных оптических переходов между долгоживущими уровнями |1⟩ и |2⟩ и возбужденным состоянием |3⟩ (рис.1). Большинство существующих  $\Lambda$ -систем не являются замкнутыми из-за возможного радиационного распада верхнего состояния |3⟩ на квантовые состояния, которые не взаимодействуют с резонансным лазерным излучением.

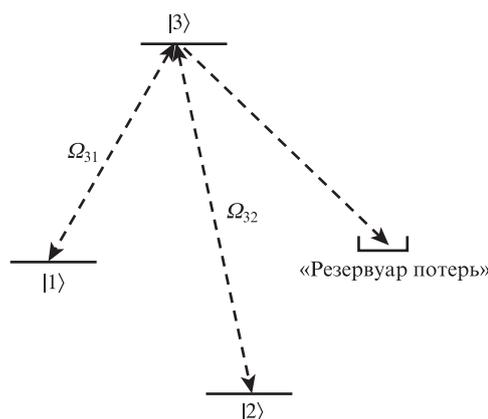


Рис.1. Схема незамкнутой  $\Lambda$ -системы оптических переходов |1⟩ → |3⟩ и |2⟩ → |3⟩ (с центральными частотами  $\Omega_{31}$  и  $\Omega_{32}$ ) между возбуждаемым |3⟩ и долгоживущими |1⟩ и |2⟩ уровнями. Также показан радиационный распад уровня |3⟩ на некие уровни, которые не взаимодействуют с резонансными лазерными излучениями.

В атомах такой «резервуар потерь»\* формируется некоторыми сверхтонкими и зеемановскими подуровнями основного терма или метастабильными уровнями [4]. В молекулах рассматриваемые трехуровневые  $\Lambda$ -системы открыты, поскольку их возбужденные состояния также имеют каналы радиационного распада на многочисленные колебательные и вращательные подуровни основного молекулярного терма [5].

Некоторые интересные особенности СРТ-резонансов в незамкнутых атомных  $\Lambda$ -системах были обнаружены и проанализированы в работах [6–10]. Важное эксперимен-

\* Перевод с англ. В.В.Шувалова.

**E.Şahin, R.Hamid, M.Çelik.** National Metrology Institute of Turkey, Gebze, Kocaeli, Turkey; e-mail: ersoy.sahin@tubitak.gov.tr  
**G.Özen.** Istanbul Technical University, Faculty of Science and Letters, Engineering Physics Department, Maslak, Istanbul, Turkey  
**A.Ch.Izmailov.** Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences, H. Javid av. 33, Baku, Az-1143, Azerbaijan; e-mail: azizm57@rambler.ru

\* В научной литературе нет установившегося термина для канала потерь суммарной населенности уровней, образующих  $\Lambda$ -систему, и для совокупности уровней, не взаимодействующих с резонансным излучением. В англоязычной литературе часто встречается термин exit. Мы будем использовать выражения «канал потерь» и «резервуар потерь».

тальное исследование явления СРТ в открытой молекулярной системе лития ( $Li_2$ )  $\Lambda$ -типа приведено в [11], где СРТ-резонансы обнаружены в спектре флуоресценции из оптически возбужденного состояния. В этой же работе представлена достаточно обширная библиография по соответствующим оптическим когерентным процессам в молекулах. Также были опубликованы теоретические статьи по возможным применениям СРТ в рассматриваемых незамкнутых трехуровневых  $\Lambda$ -системах [12–14] и показана возможность селективного фотовозбуждения атомов (молекул) в пределах однородной ширины их резонансных оптических линий на базе явления СРТ [12, 13], что представляет интерес для фотофизики и фотохимии. Более того, был теоретически предложен новый метод спектроскопии сверхвысокого разрешения, который позволяет идентифицировать перекрывающиеся оптические линии в сложных молекулярных (атомарных) спектрах, даже когда частотные интервалы между центрами линий меньше, чем их естественные ширины [14]. Возможные приложения явления СРТ, изложенные в [12–14], непосредственно основаны на использовании плененной атомарной (молекулярной) населенности на низших уровнях незамкнутой  $\Lambda$ -системы (рис.1). Поэтому дальнейшее исследование особенностей СРТ на этих долгоживущих уровнях имеет важное значение.

Рассмотрим взаимодействие незамкнутой  $\Lambda$ -системы (рис.1) с двумя монохроматическими лазерными полями. Частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  этих полей близки к центральным частотам  $\Omega_{31}$  и  $\Omega_{32}$  электродипольных переходов  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  соответственно. Населенности нижних уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  будут уменьшаться при увеличении интенсивности этого резонансного двухчастотного излучения из-за светоиндуцированной перекачки атомов с этих уровней в состояния «резервуара потерь» в результате радиационного распада оптически возбужденного уровня  $|3\rangle$ . Однако при выполнении условия СРТ [1–3]

$$|\delta_2 - \delta_1| \leq W, \tag{1}$$

где  $\delta_1 = (\omega_1 - \Omega_{31})$  и  $\delta_2 = (\omega_2 - \Omega_{32})$  – отстройки частот излучения лазеров от частот переходов, происходит резкое ослабление такого процесса перекачки вследствие сильного уменьшения населенности верхнего состояния  $|3\rangle$ . Характерная ширина  $W$  СРТ-резонанса в (1) определяется интенсивностями лазерных полей и скоростями релаксации населенностей и когерентности квантовых состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . При определенных условиях значение  $W$  может быть гораздо меньше, чем однородные ширины спектральных линий оптических переходов  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ . Населенность незамкнутой  $\Lambda$ -системы (т.е. суммарная населенность всех уровней, образующих  $\Lambda$ -систему) почти полностью исчезает в случае достаточно интенсивной оптической накачки при нарушении условия (1). Однако в соответствии с теоретической работой [13] нижние долгоживущие уровни открытой  $\Lambda$ -системы могут сохранить около половины равновесной населенности начального некогерентного молекулярного ансамбля при точном выполнении условия СРТ ( $\delta_1 = \delta_2$ ) даже в случае сильной накачки. Таким образом, узкие высококонтрастные пики СРТ возникают в населенностях долгоживущих уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  незамкнутой  $\Lambda$ -системы (рис.1) в зависимости от разности отстроек  $\delta_2 - \delta_1$ . Соответствующие СРТ-резонансы будут проявляться как провалы в пропускании дополнительного слабого пробного излучения, резонанс-

ного квантовому переходу из нижнего уровня  $|1\rangle$  или  $|2\rangle$  при сканировании разности частот  $\omega_2 - \omega_1$  бихроматической накачки.

Ранее нами проведено экспериментальное исследование таких СРТ-резонансов для незамкнутых трехуровневых  $\Lambda$ -систем, сформированных спектральными компонентами доплеровски уширенной  $D_2$ -линии атомов цезия [15]. Эти СРТ-резонансы были обнаружены в поглощении пробного монохроматического светового пучка под действием встречного двухчастотного излучения накачки. Однако в этой работе мы в качестве монохроматического светового источника использовали два независимых диодных лазера, излучение которых резонансно оптическим переходам  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  соответственно (рис.1). Поэтому обнаруженные СРТ-резонансы имели сравнительно большие характерные ширины (около 3–4 МГц) из-за флуктуаций разности частот  $\omega_2 - \omega_1$  этих лазеров.

В настоящей работе применен тот же метод, что и в [15], но с использованием только одного диодного лазера, генерирующего монохроматический пучок со стабилизированной частотой  $\omega_1$ . Вторая компонента когерентного излучения (с частотой  $\omega_2$ ) была получена из исходного пучка с помощью электрооптического модулятора. Разность частот  $\omega_2 - \omega_1$  плавно сканировалась в пределах микроволнового интервала 9192.6 МГц между сверхтонкими подуровнями основного термина Cs (рис.2). В этом эксперименте использование электрооптического модулятора (ЭОМ) позволило резко уменьшить флуктуации разности частот  $\omega_2 - \omega_1$  пучка бихроматической накачки по сравнению со случаем двух независимых лазерных пучков, описанным в [15]. Кроме того, в схеме с одним лазером и ЭОМ устранены эффекты уширения из-за неидеальной параллельности пучков. Таким образом, спектральное разрешение при использовании модифицированной установки было улучшено по крайней мере на по-

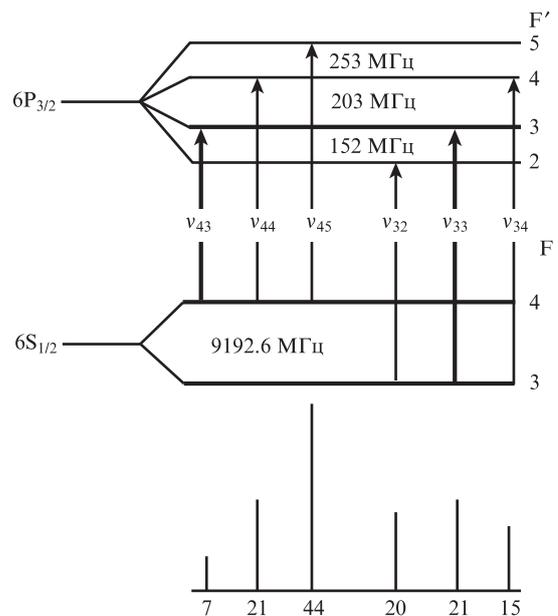


Рис.2. Схема энергетических уровней, ответственных за  $D_2$ -линию  $^{133}Cs$ . Относительные силы осцилляторов линий сверхтонких переходов даны в нижней части рисунка. СРТ-резонансы сформированы в следующих двух  $\Lambda$ -системах этой схемы:  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3) - 6S_{1/2}(F=4)$  и  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=4) - 6S_{1/2}(F=4)$ .

рядок по сравнению с работой [15]. В результате были обнаружены новые важные особенности нетривиальных СРТ-резонансов. В частности, мы установили, что при определенных условиях СРТ-резонансы в пропускании слабого пробного пучка могут не только иметь большой контраст, но и быть существенно уже по сравнению с хорошо известными СРТ-резонансами в пропускании излучения соответствующей двухчастотной накачки (или светоиндуцированной флуоресценции газовой среды).

## 2. Экспериментальный метод и установка

Схема эксперимента приведена на рис.3. Лазерная частота  $\omega_1$  стабилизировалась на центральной частоте  $\nu_{33}$  перехода  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3)$  цезия (рис.2) в опорной кварцевой ячейке с Cs с помощью техники спектроскопии насыщения поглощения. Выходное излучение диодного лазера с внешним резонатором (ДЛВР) модулировалось по фазе на частоте сверхтонкого расщепления 9192.6 МГц атома  $^{133}\text{Cs}$  электрооптическим модулятором (ЭОМ), управляемым синтезатором частот с гармониками менее 30 дБ, для получения второй компоненты пучка бихроматической накачки с частотой  $\omega_2$ , близкой к центральной частоте  $\nu_{43}$  другого перехода цезия:  $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{3/2}(F'=3)$  (рис.2). Отношение мощностей излучения накачки в боковой полосе и на несущей частоте изменялось от 0 до 50%, когда его компонента с частотой  $\omega_1$  была в два раза мощнее, чем компонента с частотой  $\omega_2$ . Это достигалось путем изменения радиочастотной мощности синтезатора частоты, которая перестраивалась в пределах 10 МГц око-

ло резонансного значения 9192.6 МГц. Пучок излучения накачки коллимировался до диаметра  $D_{\text{pump}} = 5$  мм, линейно поляризовался поляризатором  $\text{П}_2$ , а затем направлялся в кварцевую кювету, содержащую разреженные пары Cs (без буферного газа) при достаточно низком давлении  $\sim 0.1$  мПа ( $3 \times 10^{10}$  атом/см<sup>3</sup>). После поляризатора  $\text{П}_1$  монохроматический пробный лазерный пучок имел ту же линейную поляризацию и распространялся через ячейку в противоположном направлении. Проанализированы случаи для двух значений диаметра пучка  $D_{\text{probe}} = 5$  мм и 1.8 мм. Пучки двухчастотной накачки и монохроматического пробного излучения перекрывались в облучаемой ячейке с парами цезия, которая имела длину 3 см и диаметр 2.5 см. Цилиндрическая кварцевая Cs-ячейка поддерживалась при комнатной температуре 22 °С без температурной стабилизации. Пиковые флуктуации температуры в течение эксперимента не превышали 0.5 °С. В ходе экспериментов намеренно было введено небольшое угловое рассогласование ( $5 \times 10^{-2}$  рад) осей пучков для того, чтобы исключить влияние отраженного излучения на СРТ-резонансы. Внешнее магнитное поле к ячейке не прикладывалось, и она была магнитно экранирована. Остаточное магнитное поле внутри ячейки с неконтролируемой ориентацией не превышало 10 мГс. Эффективные естественные и доплеровские ширины линий соответствующих оптических переходов цезия составляли  $\sim 5.3$  и 460 МГц соответственно [4]. В ходе эксперимента интенсивность  $I$  пучка бихроматической накачки могла быть изменена. В то же время интенсивность монохроматического пробного пучка поддерживалась постоянной и до-

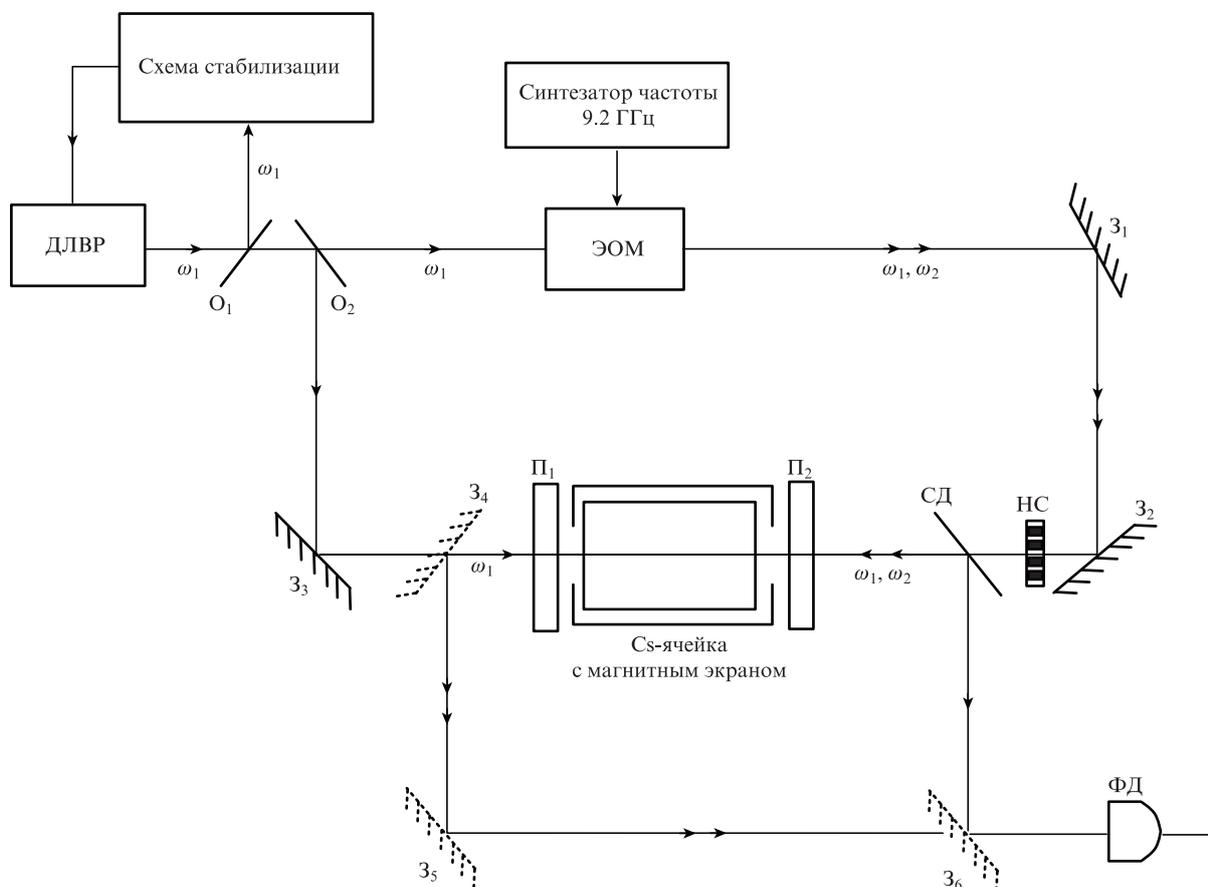


Рис.3. Схема экспериментальной установки:

ДЛВР – диодный лазер с внешним резонатором; ЭОМ – электрооптический модулятор; СД – светоделитель;  $\text{З}_1, \text{З}_2, \text{З}_3$  – зеркала;  $\text{З}_4, \text{З}_5, \text{З}_6$  – переключаемые зеркала;  $\text{П}_1, \text{П}_2$  – поляризаторы;  $\text{О}_1, \text{О}_2$  – кварцевые окна; НС – нейтральный светофильтр; ФД – фотодиод.

статочной малой ( $\sim 0.01$  мВт/см<sup>2</sup>) и фактически не вызывала насыщения и эффектов оптической накачки в парах цезия. Для контроля СРТ-резонансов в пропускании пробного пучка переключаемые зеркала  $Z_4$ ,  $Z_5$  устанавливались таким образом, что они не отражали, когда переключаемое зеркало  $Z_6$  отражало пробный пучок. Для регистрации СРТ-резонансов в пропускании пучка бихроматической накачки переключаемое зеркало  $Z_6$  устанавливалось так, чтобы оно не отражало, пока переключаемые зеркала  $Z_4$ ,  $Z_5$  отражали пучок накачки. СРТ-резонансы в пропускании обоих (пробного и накачки) пучков детектировались одним и тем же фотодетектором ФД (рис.3).

Спектральное разрешение этой установки было улучшено по крайней мере на порядок по сравнению с экспериментом, описанным в [15], где использовались два независимых лазера (с разными частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) для получения необходимых пучков накачки и зондирования. Поэтому, в отличие от работы [15], в настоящей работе мы детектировали СРТ-резонансы с гораздо меньшими характерными ширинами, чем 1 МГц. Наши измерения проводились на частоте стабилизированного лазера  $\omega_1 = \nu_{33}$  и сканируемой расстройке частот  $\delta_2 = \omega_2 - \nu_{43}$  другой когерентной компоненты накачки.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Мы исследовали достаточно разреженные естественные пары цезия (в отсутствие какого-либо буферного газа), где частоты межатомных столкновений пренебрежимо малы. В условиях нашего эксперимента однородные ширины резонансных оптических линий были много меньше, чем их доплеровские ширины. Тогда, в соответствии со схемой уровней рис.2, компонента пучка лазерной накачки со стабилизированной частотой  $\omega_1$  эффективно взаимодействует с тремя различными группами атомов, проекции скоростей которых на направление волнового вектора  $k$  этого пучка примерно равны [16]:

$$V_{32} = \frac{\omega_1 - \nu_{32}}{|k|}, V_{33} = \frac{\omega_1 - \nu_{33}}{|k|}, V_{34} = \frac{\omega_1 - \nu_{34}}{|k|}. \quad (2)$$

Отметим, что узкие СРТ-резонансы в поглощении двухчастотной накачки формируются в двух разных  $\Lambda$ -системах:  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3) - 6S_{1/2}(F=4)$  и  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=4) - 6S_{1/2}(F=4)$  (рис.2), что соответствует проекциям атомных скоростей  $V_{33}$  и  $V_{34}$  в (2). Действительно, в соответствии с рис.2 спектральный интервал (около 203 МГц) между верхними уровнями этих  $\Lambda$ -систем существенно меньше доплеровской ширины (460 МГц) линий соответствующих оптических переходов. В то же время, распространяющийся навстречу пучку накачки монохроматический пробный пучок со стабилизированной частотой  $\omega_1 = \nu_{33}$  эффективно взаимодействует с излучением накачки только через одну общую группу атомов, проекции скоростей которых  $V_{33}$  близки к нулевому значению. Таким образом, единственная  $\Lambda$ -система  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3) - 6S_{1/2}(F=4)$  дает основной вклад в СРТ-резонанс в поглощении этой пробной волны.

Направим ось квантования вдоль направления одной и той же линейной поляризации лазерных пучков накачки и зондирования. В условиях нашего эксперимента (рис.3), когда влиянием внешнего магнитного поля мож-

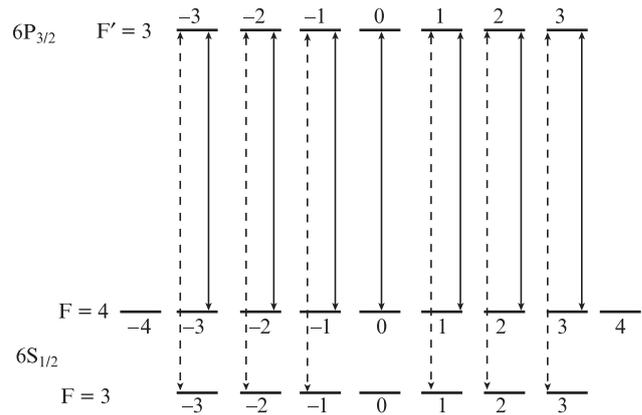


Рис.4. Схема зеемановских подуровней для анализируемой  $\Lambda$ -системы  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3) - 6S_{1/2}(F=4)$  атома цезия (см. рис.2). Стрелки показывают разрешенные электродипольные оптические переходы, которые индуцируются пучками накачки и зондирования (с одинаковыми линейными поляризациями в условиях нашего эксперимента). Видно, что образующие «резервуар потерь» три магнитных подуровня основного термина  $6S_{1/2}(F=4, m=\pm 4)$ ,  $6S_{1/2}(F=3, m=0)$  не взаимодействуют с излучениями накачки и зондирования.

но пренебречь, согласно известным правилам отбора [16] индуцируются только электродипольные оптические переходы между вырожденными зеемановскими подуровнями цезия без изменения магнитного квантового числа  $m$  (рис.4). Таким образом, имеем шесть незамкнутых  $\Lambda$ -систем (соответствующих магнитным числам  $m = \pm 1, \pm 2$  и  $\pm 3$ ) для двух соседних резонансных оптических переходов  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3)$  и  $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{3/2}(F'=3)$ , показанных на рис.4. Оптическая перекачка населенности этой результирующей зеемановской вырожденной  $\Lambda$ -системы происходит на три магнитных подуровня основного термина цезия  $6S_{1/2}(F=4, m=\pm 4)$  и  $6S_{1/2}(F=3, m=0)$ , которые не взаимодействуют с падающими излучениями накачки и зондирования. Именно эти три зеемановских подуровня образуют «резервуар потерь» населенности, показанный на рис.1. Перекачка атомов в этот резервуар с других нижних зеемановских состояний нижних уровней  $6S_{1/2}(F=3)$  и  $6S_{1/2}(F=4)$  ослабляет условие СРТ (1). С учетом этой особенности будем далее анализировать СРТ-резонансы в поглощении пробного пучка на основе простой модели незамкнутой  $\Lambda$ -системы (см. рис.1), где состояния  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  соответствуют уровням  $6S_{1/2}(F=3)$ ,  $6S_{1/2}(F=4)$  и  $6P_{3/2}(F'=3)$  (см. рис.2), за исключением трех указанных магнитных подуровней  $6S_{1/2}(F=4, m=\pm 4)$  и  $6S_{1/2}(F=3, m=0)$  «резервуара потерь».

На рис.5,а показан узкий СРТ-провал с центром  $\delta_1 = \delta_2 = 0$  в пропускании слабого пробного светового пучка на резонансном переходе  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ . Это пропускание определяется разностью между населенностями уровней  $|1\rangle$  и  $|3\rangle$ . Однако обнаруженный СРТ-пик в основном определяется плененной атомной населенностью на более низком уровне  $|1\rangle$  в незамкнутой  $\Lambda$ -системе (рис.1) из-за ничтожно малой населенности возбужденного состояния  $|3\rangle$  при выполнении СРТ-условия (1). Последнее утверждение подтверждено соответствующими теоретическими оценками, основанными на уравнениях для матрицы плотности [1, 16] в сравнительно простой модели незамкнутой трехуровневой  $\Lambda$ -системы. Хорошо известный СРТ-резонанс в пропускании соответствующей двухчастотной лазерной накачки показан на рис.5,б. В отличие

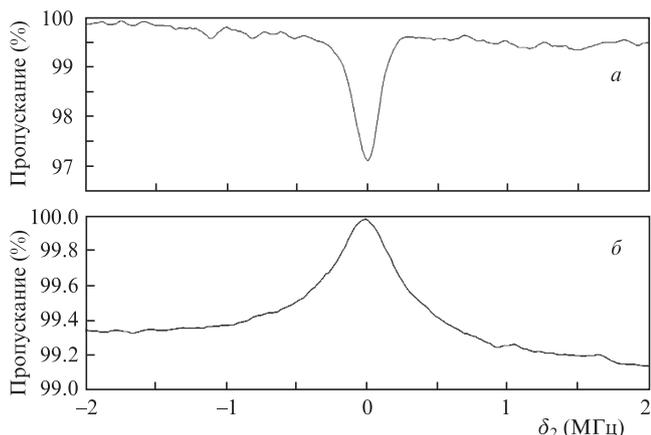


Рис.5. Зарегистрированные СРТ-резонансы в пропускании зондирующего пучка (а) и соответствующего двухчастотного пучка накачки (б) в зависимости от расстройки частоты  $\delta_2 = \omega_2 - \nu_{43}$  при фиксированной расстройке  $\delta_2 = \omega_2 - \nu_{33}$ , интенсивности накачки  $I = 7.64 \text{ мВт/см}^2$  и равных диаметрах пучков  $D_{\text{pump}} = D_{\text{probe}} = 5 \text{ мм}$ .

от СРТ-резонанса в пропускании пробного пучка (рис.5,а), он представляет собой пик, поскольку вызван непосредственно уменьшением населенности возбужденного уровня  $|3\rangle$  (см. рис.1) при выполнении условия (1). Для обоих детектируемых СРТ-резонансов (рис.5) нами рассчитаны контрасты  $C$  и ширины  $W$  (на половине их высоты) в соответствии с определениями, приведенными в работе [17]. В частности, контраст СРТ-резонанса определен как отношение амплитуды резонанса к фоновому уровню полного пропускания. Соответствующие зависимости  $C$  и  $W$  от интенсивности излучения накачки представлены на рис.6. СРТ-резонансы в поглощении пробного пучка были надежно зарегистрированы при интенсивности накачки  $I > 2.5 \text{ мВт/см}^2$ , поэтому их параметры  $C$  и  $W$  не указаны на рис.6 в интервале  $0 < I < 2.5 \text{ мВт/см}^2$ .

Увеличение интенсивности оптической накачки вызывает более существенное истощение населенности нижних уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  в незамкнутой  $\Lambda$ -системе (рис.1) при нарушении СРТ-условия (1). Тогда амплитуда СРТ-резонанса (в точке  $\delta_1 = \delta_2$ ) увеличивается. Сходная ситуация имеет место и при увеличении длительности оптической накачки атомов по мере их приближения к центральной области пучка излучения накачки в разреженной газовой среде. Таким образом, контраст  $C$  СРТ-резонанса в пропускании пробного пучка увеличивается как при росте интенсивности накачки, так и при сужении пробного пучка к центральной оси встречного пучка накачки с фиксированным диаметром  $D_{\text{pump}} \geq D_{\text{probe}}$  (кривые 1 и 2 на рис.6,а). В то же время происходит немономонное изменение контраста  $C$  соответствующих известных СРТ-резонансов в пропускании излучения двухчастотной накачки (или флуоресценции оптически возбуждаемого атомного состояния) [18, 19]. Действительно, значение  $C$  уменьшается после некоторого увеличения (кривая 3 на рис.6,а) при росте интенсивности накачки. Таким образом, контраст СРТ-резонансов в поглощении пробного пучка существенно превышает контраст СРТ-резонансов в поглощении двухчастотной накачки при ее интенсивности  $I > 3 \text{ мВт/см}^2$ .

Следует отметить, что даже небольшой угол (порядка нескольких градусов) между линейными поляризациями лазерных пучков накачки и пробного излучения или слабое внешнее магнитное поле ( $\sim 1 \text{ Гс}$ ) в ячейке с парами це-

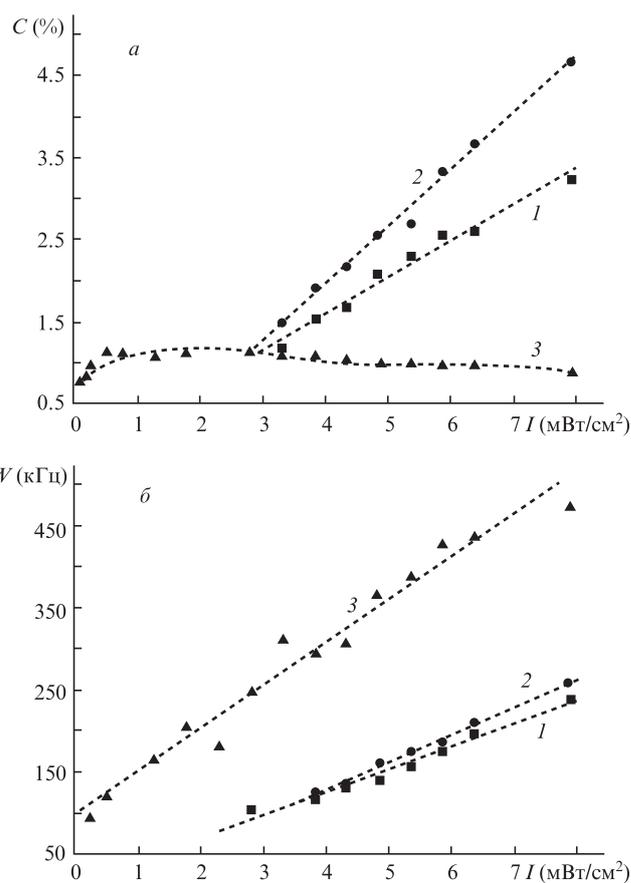


Рис.6. Контраст  $C$  (а) и ширина линии  $W$  (б) СРТ-резонансов в пропускании зондирующего пучка (кривые 1, 2) и соответствующего двухчастотного пучка накачки (кривые 3) в зависимости от интенсивности излучения накачки  $I$  при диаметрах пучков  $D_{\text{pump}} = D_{\text{probe}} = 5 \text{ мм}$  (1) и  $D_{\text{pump}} = 5 \text{ мм}$ ,  $D_{\text{probe}} = 1.8 \text{ мм}$  (2).

зия (рис.3) приводит к существенному снижению контрастов регистрируемых СРТ-резонансов в пропускании пробного пучка. Действительно, в этом случае имеют место другие схемы разрешенных стимулированных квантовых переходов между зеемановскими подуровнями по сравнению с представленными на рис.4. В результате анализируемая  $\Lambda$ -система  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3) - 6S_{1/2}(F=4)$  не будет иметь состояний, образующих «резервуар потерь», указанный в упрощенной модели на рис.1.

В условиях проведенных экспериментов с облученными разреженными парами цезия (в отсутствие буферного газа) ширины регистрируемых СРТ-резонансов (рис.5) определяются в основном мощностным и времяпролетным уширениями. По нашим теоретическим оценкам характерные ширины обоих рассматриваемых СРТ-резонансов должны быть близки к ширинам резонансов для одиночной незамкнутой  $\Lambda$ -системы (рис.1). Однако экспериментальные данные (рис.5 и 6,б) демонстрируют существенную разницу между этими ширинами. Действительно, в начале этого раздела мы установили, что СРТ-резонанс в поглощении излучения двухчастотной накачки представляет собой суперпозицию перекрывающихся СРТ-резонансов, сформированных не только на рассматриваемой незамкнутой  $\Lambda$ -системе  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=3) - 6S_{1/2}(F=4)$  (рис.4), но и на дополнительной  $\Lambda$ -системе  $6S_{1/2}(F=3) - 6P_{3/2}(F'=4) - 6S_{1/2}(F=4)$  (рис.2). Таким образом, в случае доплеровски уширенной  $D_2$ -линии цезия полная ширина этого СРТ-резонанса суще-

ственно больше, чем ширина соответствующего резонанса в поглощении встречного пробного пучка (рис.6,б). Рост интенсивности накачки приводит к полевому уширению этих СРТ-резонансов (рис.5) по квазилинейной зависимости (рис.6,б). Однако ширины анализируемых СРТ-резонансов в указанном интервале интенсивностей по-прежнему значительно меньше, чем естественные ширины линий (около 5 МГц) соответствующих оптических переходов.

#### 4. Заключение

На основе разработанного метода и соответствующей улучшенной экспериментальной установки (с достаточно высоким спектральным разрешением) обнаружены и проанализированы характеристики узких высококонтрастных СРТ-резонансов для незамкнутых атомных  $\Lambda$ -систем (см. рис.1). Эти СРТ-резонансы определяются главным образом плененной атомной населенностью на определенном нижнем уровне  $\Lambda$ -системы. Резонансный оптический переход индуцируется именно с этого уровня слабым пробным монохроматическим световым пучком, распространяющимся навстречу двухчастотному лазерному пучку накачки. Применяемый метод позволяет анализировать явления СРТ непосредственно для конкретной  $\Lambda$ -системы между тремя выбранными уровнями (см. рис.1) даже в достаточно сложных спектрах атомарных газов с большим доплеровским уширением. Это особенно важно в тех случаях, когда несколько  $\Lambda$ -систем дают вклад в результирующий СРТ-резонанс в поглощении обычного бихроматического излучения в этих газах, что существенно усложняет анализ СРТ-резонансов. В связи с существенным улучшением спектрального разрешения представленной экспериментальной установки по сравнению с предыдущей (см. [15]) было установлено, что СРТ-резонансы в пропускании пробного пучка могут иметь не только больший контраст, но и значительно меньшую ширину, чем известные СРТ-резонансы в пропускании соответствующего двухчастотного излучения накачки (или флуоресценции оптически возбужденного квантового состояния). Таким образом, разработанный в настоящей работе метод может быть использован в атомной спектроскопии сверхвысокого разрешения для более

детального анализа явления СРТ. По нашему мнению, такой метод субдоплеровской спектроскопии является также перспективным для соответствующего исследования открытых молекулярных  $\Lambda$ -систем, которые могут быть качественно описаны простой схемой рис.1. Результаты этой работы также важны для последующей реализации возможных применений СРТ в селективной фотофизике и фотохимии, которые были предложены в работах [12, 13].

Исследование поддержано Европейской программой метрологических исследований, EMRP IND55: Compact and high-performing microwave clocks for industrial applications project.

1. Arimondo E. *Progress Optics*, **35**, 257 (1996).
2. Harris S.E. *Phys. Today*, **36** (7), 50 (1997).
3. Bergmann K., Theuer H., Shore B.W. *Rev. Modern Phys.*, **70**, 1003 (1998).
4. Radsig A.A., Smirnov B.M. *Reference Data on Atoms, Molecules, Ions* (New York: Springer, 1985).
5. Haken H., Wolf H.Ch. *Molecular Physics, Elements of Quantum Chemistry* (Berlin: Springer, 1995).
6. Renzoni F., Maichen W., Windholz L., Arimondo E. *Phys. Rev. A*, **55**, 3710 (1997).
7. Renzoni F., Lindner A., Arimondo E. *Phys. Rev. A*, **60**, 450 (1999).
8. Stahler M., Wynands R., Knappe S., Kitching J., Hollberg L., Taichenachev A., Yudin V. *Opt. Lett.*, **27**, 1472 (2002).
9. Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **61**, 011802 (1999).
10. Kargapoltsev S.V., Kitching J., Hollberg L., Taichenachev A.V., Velichansky V.L., Yudin V.I. *Laser Phys. Lett.*, **1**, 495 (2004).
11. Lazoudis A., Kirova T., Ahmed E.H., Li L., Qi J., Lyyra A.M. *Phys. Rev. A*, **82**, 023812 (2010).
12. Izmailov A.Ch., Mahmoudi M., Tajalli H. *Opt. Commun.*, **176**, 137 (2000).
13. Izmailov A.Ch. *Laser Phys.*, **15**, 1543 (2005).
14. Izmailov A.Ch. *Laser Phys.*, **18**, 855 (2008).
15. Sahin E., Hamid R., Birlikseven C., Ozen G., Izmailov A.Ch. *Laser Phys.*, **22**, 1038 (2012).
16. Demtroder W. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts, Instrumentation* (Berlin: Springer, 2003).
17. Vanier J., Levine M.W., Janssen D., Delaney M.J. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **52**, 822 (2003).
18. Knappe S., Kitching J., Hollberg L., Wynands R. *Appl. Phys. B*, **74**, 217 (2002).
19. Vanier J., Levine M.W., Kendig S., Janssen D., Everson C., Delaney M.J. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **54**, 2531 (2005).