Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 8, с. 633 – 638

Двухчастотная внутридоплеровская спектроскопия атомов ^{87}Rb

В. Л. Величанский[+], *К. М. Сабакарь*[+], *А. С. Фёдоров*[+*], *Е. А. Цыганков*[+1)], *Д. С. Чучелов*[+], *М. И. Васьковская*[+], *В. В. Васильев*[+], *С. А. Зибров*[+]

[+] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 февраля 2025 г.
После переработки 11 марта 2025 г.
Принята к публикации 12 марта 2025 г.

Исследованы внутридоплеровские резонансы, формируемые встречными многочастотными оптическими полями в D_1-линии атомов ^{87}Rb. Рассмотрены случаи ортогональных и параллельных поляризаций. Резонанс, соответствующий переходам на подуровень возбужденного состояния $F_e = 1$, демонстрирует необычное поведение при росте двухфотонной отстройки: его амплитуда увеличивается, а ширина уменьшается. Перекрестный резонанс, соответствующий переходам на оба подуровня возбужденного состояния $F_e = 1, 2$, имеет заметно большую амплитуду при параллельных поляризациях встречных пучков, чем при ортогональных, и обладает меньшей шириной в сравнении с собственными резонансами. Приведено качественное объяснение экспериментально наблюдаемых явлений.

DOI: 10.31857/S0370274X25040147, EDN: SWSJDN

1. Введение. Метод внутридоплеровской спектроскопии основан на нелинейном отклике атомов на интенсивность лазерного излучения. Этот отклик создается несколькими механизмами насыщения поглощения, такими как возбуждение атомов на верхние подуровни, перераспределение населенности по сверхтонким и магнитным подуровням, накачка в непоглощающие суперпозиционные состояния [1–3]. Последний из перечисленных эффектов создает высококонтрастные узкие внутридоплеровские пики поглощения при наблюдении в двухчастотных встречных лазерных полях с ортогональным поляризациями, что было показано в цезии [4]. Это явление объясняется оптической накачкой и формируемыми лазерным излучением когерентными суперпозициями между сверхтонкими или зеемановскими подуровнями соответственно, с которыми связаны эффекты когерентного пленения населенностей (КПН) и Ханле.

Ряд работ был посвящен исследованию этих внутридоплеровских резонансов нового типа и методам их возбуждения. Во всех этих работах двухчастотное излучение создавалось при использовании электрооптического модулятора Маха–Цандера [5–11]. В работе [7] сравнивались два экспериментальных подхода формирования встречного поля: отражение пучка и использование обходного канала. Ячейки с цезием использовались во всех работах, кроме [8], в которой исследовался ^{87}Rb. В работах [6, 10] рассматривались потенциальные применения миниатюрных ячеек для компактных оптических атомных часов. Стабильность частоты систем, использующих описанные пики поглощения как опорные линии, была измерена в [4, 6, 8, 10, 11]. Наилучшее значение стабильности в настоящий момент составляет $3 \cdot 10^{-13}$ на 1 с и $5 \cdot 10^{-14}$ на 100 с [11], что сопоставимо или превосходит результаты, полученные с одночастотной спектроскопией насыщенного поглощения [12], двухфотонной спектроскопией [13, 14] и спектроскопией модуляционного переноса [15, 16].

В данной работе мы применили метод двухчастотной внутридоплеровской спектроскопии для наблюдения спектров D_1-линии атомов ^{87}Rb и изучили их свойства. Резонансное двухчастотное поле создавалось сверхвысокочастотной (СВЧ) модуляцией тока диодного лазера с внешним резонатором. Исследовались две схемы, отличающиеся ориентацией поляризаций встречных оптических полей. Высококонтрастные внутридоплеровские резонансы поглощения, связанные с атомными переходами (собственные резонансы) наблюдались для ортогональных поляризаций, тогда как параллельные поляризации позволяли наблюдать высококонтрастный перекрестный резонанс. Обнаружено, что отстройка частоты сигнала СВЧ-модуляции тока от интервала сверхтонкого расщепления основного состояния оказывает противоположное воздействие на амплитуду и ширину двух собственных резонансов. Экспе-

1)e-mail: tsygankov.e.a@yandex.ru

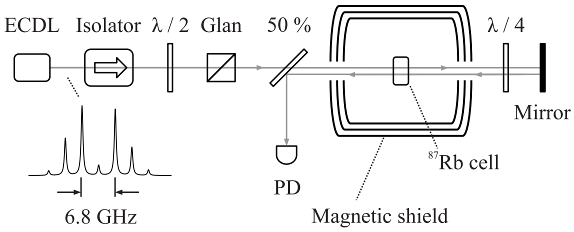

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. ECDL – диодный лазер с внешним резонатором, $\lambda/2$ – полуволновая пластина, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластина, PD – фотодетектор

риментальная установка и результаты описываются в разделе 2. Качественное объяснение наблюдаемых эффектов дано в разделе 3.

2. Эксперимент. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В диодном лазере с внешним резонатором использовался интерференционный фильтр для грубой настройки частоты излучения. Выходное зеркало было съюстировано по схеме кошачьего глаза [17] и установлено на пьезокерамическом элементе, что обеспечивало возможность плавной перестройки частоты. Для получения двух оптических полей, частоты которых попадают в резонанс с переходами $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1,2$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1,2$ в атомах ^{87}Rb, ток инжекции лазера модулировался на СВЧ-частоте $\simeq 3.417$ ГГц, что соответствует половине сверхтонкого расщепления основного состояния. Для формирования и регистрации резонансов использовались первые боковые компоненты спектра встречных полей. Для повышения эффективности в спектрах СВЧ-модуляции интервал между соседними продольными модами внешнего резонатора установлен равным значению частоты модуляции путем изменения его длины [18].

Излучение лазера проходило через оптический изолятор, полуволновую пластину и поляризатор. Последние два элемента использовались для изменения мощности излучения. После прохождения через атомную ячейку оно отражалось назад зеркалом и регистрировалось фотодетектором. Поляризацию отраженного пучка можно было изменять поворотом четвертьволновой пластины, расположенной перед зеркалом. Интенсивность лазера на входе в ячейку была $\simeq 1$ мВт/см^2 при диаметре пучка 8 мм. Цилиндрическая атомная ячейка (диаметром 20 мм и длиной 10 мм) с изотопически обогащенным ^{87}Rb вместе с нагревателем помещалась внутри трехслойного магнитного экрана для подавления внешних магнитных полей. Температура ячейки поддерживалась вблизи требуемого значения в диапазоне 50–70 °C с точностью до 0.01 °C. Для уменьшения разницы интенсивностей встречных полей окошки ячейки были просветлены.

Внутридоплеровские резонансы, полученные в двухчастотном режиме, приведены на рис. 2. Наблюдаются три пика: два собственных, отвечающих переходам $F_g = 1,2 \rightarrow F_e = 1$ и $F_g = 1,2 \rightarrow F_e = 2$, и перекрестный. Обозначим собственные пики как $F_e = 1$ и $F_e = 2$, а перекрестный $F_e = 1,2$. В цезии перекрестный резонанс не наблюдается при стандартных рабочих температурах из-за меньшего отношения доплеровского уширения к сверхтонкому расщеплению возбужденного состояния (примерно 0.6 для ^{87}Rb и 0.3 для Cs). Спектры, соответствующие случаю $\mathrm{lin}\perp\mathrm{lin}$, приведены в условии точного двухфотонного (СВЧ) резонанса на рис. 2a и при отстройке 500 кГц на рис. 2b. Случай $\mathrm{lin}\parallel\mathrm{lin}$ в условии точного двухфотонного резонанса приведен на рис. 2c.

В $\mathrm{lin}\perp\mathrm{lin}$ схеме все три резонанса инвертированы и отстройка от точного двухфотонного резонанса оказывает противоположное влияние на амплитуды собственных резонансов. В $\mathrm{lin}\parallel\mathrm{lin}$ схеме инвертирован только перекрестный резонанс, и он значительно превосходит собственные резонансы по амплитуде, обладая при этом меньшей шириной. Результаты, приводимые далее, получены в $\mathrm{lin}\perp\mathrm{lin}$ схеме для собственных резонансов и $\mathrm{lin}\parallel\mathrm{lin}$ схеме для перекрестного. Стоит отметить, что наблюдение инвертированного перекрестного резонанса (пика поглощения) возможно и в одночастотном лазерном излучении [19].

На рисунке 3 показаны зависимости амплитуды и полной ширины от СВЧ-отстройки для резонансов $F_e = 1$ и $F_e = 2$, а также для перекрестного $F_e = 1,2$ при температуре ячейки 70 °C. В точном двухфотонном резонансе и при малых значениях отстройки (до 10 кГц) амплитуда резонанса $F_e = 2$ существенно больше, чем резонанса $F_e = 1$. По мере увеличения СВЧ-отстройки, амплитуда резонанса $F_e = 2$ уменьшается, тогда как у резонанса $F_e = 1$ она, наоборот, увеличивается. При СВЧ-отстройке больше 100 кГц резонанс $F_e = 1$ преобладает над $F_e = 2$. Поведение амплитуды перекрестного резонанса с увеличением СВЧ-отстройки аналогично случаю резонанса $F_e = 2$. Увеличение температуры ячейки сильно изменяет отношение амплитуд резонансов: при 50 °C амплитуда резонанса $F_e = 2$ в 2.5 раза больше, чем у перекрестного, тогда как при 70 °C он больше лишь на 20 %.

Похожее “противоположное” поведение наблюдается и в зависимостях ширины собственных резонан-

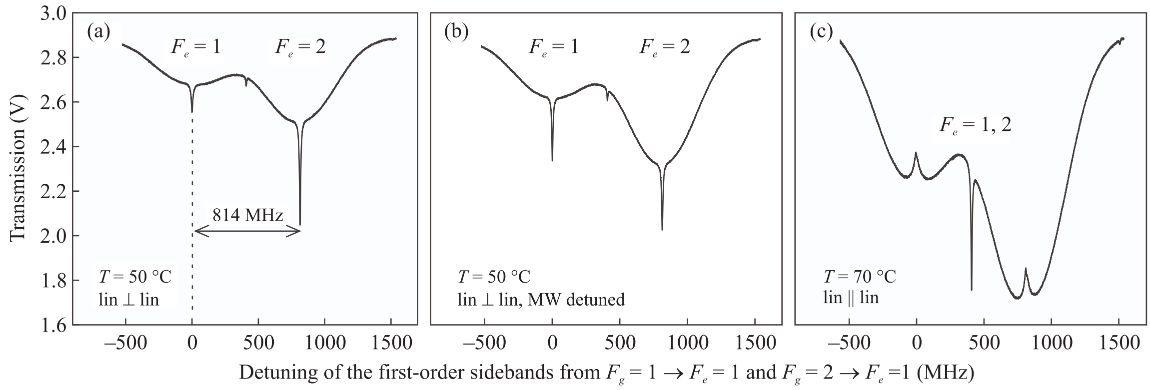

Рис. 2. Двухчастотные внутридоплеровские спектры D_1-линии ^{87}Rb, полученные в ортогональных (a), (b) и параллельных (c) поляризациях встречных волн. По горизонтальной оси отложена отстройка частоты спектральных компонент 1-го порядка от переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$

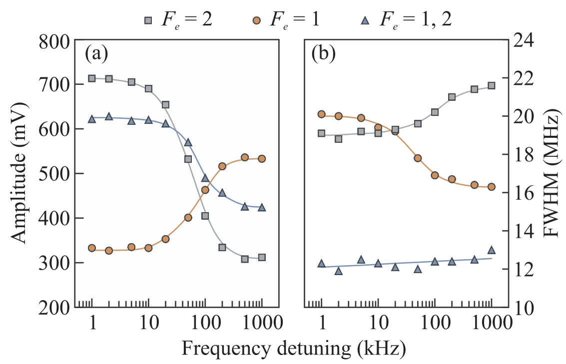

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости амплитуд (a) и ширин (b) собственных ($F_e = 1$, $F_e = 2$) и перекрестного ($F_e = 1, 2$) резонансов от двухфотонной отстройки. Температура ячейки 70 °C

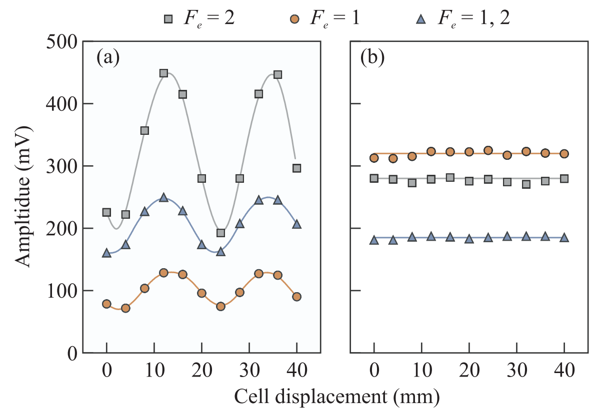

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости амплитуд собственных ($F_e = 1$, $F_e = 2$) и перекрестного ($F_e = 1, 2$) резонансов от смещения ячейки вдоль оптической оси в точном СВЧ-резонансе (a) и при отстройке 500 кГц (b). Температура ячейки 50 °C

сов от СВЧ-отстройки. Уменьшающийся по амплитуде резонанс $F_e = 2$ уширяется, а увеличивающийся резонанс $F_e = 1$ становится более узким при отстройке более 10 кГц. Повышение температуры ячейки делает это поведение более выраженным. Ширина перекрестного резонанса изменяется с двухфотонной отстройкой слабо. При 70 °C амплитуда перекрестного резонанса сопоставима с резонансом $F_e = 2$, но при этом его ширина почти в два раза меньше.

В зависимостях на рис. 3 область наиболее заметного изменения лежит в диапазоне СВЧ-отстройки 20–200 кГц, что сопоставимо с шириной КПН-резонанса. Таким образом, видно, что когерентность между сверхтонкими подуровнями основного состояния вносит значительный вклад в формирование всех обращенных пиков, включая перекрестный. Это также следует из зависимостей амплитуд резонансов от смещения атомной ячейки (или зеркала) вдоль оптической оси (рис. 4), поскольку сверхтонкая когерентность чувствительна к относительной фазе встречных полей [20]. Зависимости приведены для двух случаев: в точном двухфотонном резонансе (рис. 4a) и с отстройкой 500 кГц (рис. 4b), достаточной для разрушения сверхтонкой когерентности. Пространственный период, как и ожидалось, близок к половине длины волны микроволнового перехода в атомах ^{87}Rb. Амплитуда резонанса $F_e = 2$ больше, чем резонанса $F_e = 1$, в то время как относительные изменения амплитуды при смещении ячеек для обоих случаев почти одинаковы. Зависимость амплитуды от положения ячейки пропадает при двухфотонной отстройке 500 кГц для всех трех резонансов.

3. Обсуждение. Формирование внутридоплеровских собственных резонансов, наблюдаемых в ^{87}Rb, происходит по тем же механизмам, что и в ^{133}Cs [4]. Основная часть представленных экспериментальных результатов объясняется оптической накачкой и вовлечением сверхтонких и зеемановских когерентностей, связанных с эффектами КПН и Ханле. В точном оптическом резонансе поля взаимодействуют с одной скоростной группой атомов, продольная скорость которых равна нулю, и не создают темные состояния из-за ортогональности их поляризаций. Вне резонанса они взаимодействуют с атомами из разных скоростных групп и создают темные состояния, которые подавляют доплеровский фон.

Далее обсудим детально новые экспериментальные результаты, наблюдаемые в резонансах поглощения в ^{87}Rb, а именно, высококонтрастный перекрестный резонанс в случае $\mathrm{lin}\,\|\,\mathrm{lin}$ и зависимости параметров резонанса $F_e = 1$ от двухфотонной отстройки в случае $\mathrm{lin} \perp \mathrm{lin}$.

Большую амплитуду перекрестного резонанса в $\mathrm{lin}\,\|\,\mathrm{lin}$ конфигурации можно объяснить, если выбрать базис, в котором ось квантования сонаправлена с линейными поляризациями оптических волн. В этом случае, в соответствии с правилами отбора, происходят только π-переходы (вертикальные) без изменения числа m_F (рис. 5). При отстройке от атомных переходов бихроматические встречные поля взаимодействуют с четырьмя разными скоростными группами атомов и возникают как непоглощающие подуровни, так и темные суперпозиции. Непоглощающие подуровни (отмечены черными кругами на рис. 5) для переходов на $F_e = 1$ – это $F_g = 1,\, m_{F_g} = 0$, $F_g = 2,\, m_{F_g} = \pm 2$ (рис. 5a). В случае $F_e = 2$ единственный запрещенный переход с $F_g = 2,\, m_{F_g} = 0$ дает соответствующий непоглощающий подуровень (рис. 5b). Темные суперпозиции возникают между состояниями $F_g = 1,\, m_{F_g} = -1$ и $F_g = 2,\, m_{F_g} = -1$, а также $F_g = 1,\, m_{F_g} = 1$ и $F_g = 2,\, m_{F_g} = 1$ в обоих полях. Оптическая накачка на непоглощающие подуровни и формирование темных суперпозиций приводит к подавлению доплеровского фона.

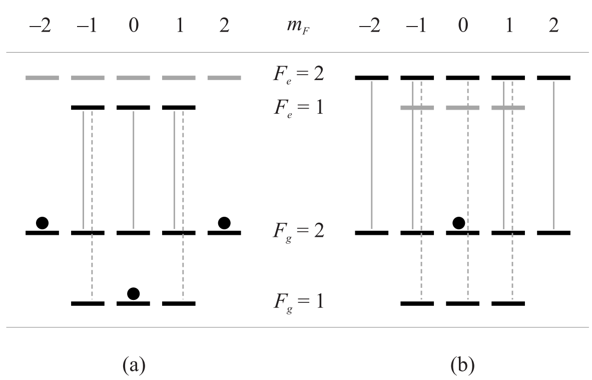

Рис. 5. Схема энергетических уровней D$_1$-линии ^{87}Rb (не в масштабе) и π-переходы на подуровни $F_e = 1$ (a) и $F_e = 2$ (b). Кругами показаны подуровни, накапливающие населенность. Для удобства восприятия переходы с $F_g = 1$ показаны пунктирными линиями, а с $F_g = 2$ сплошными

Перекрестный резонанс наблюдается, когда оптические поля одновременно возбуждают переходы на оба верхних состояния в двух группах атомов с противоположными по направлению, но одинаковыми по модулю продольными скоростями. В этих условиях темные суперпозиции не формируются, поскольку произведения амплитуд вероятностей переходов для $F_e = 2$ и $F_e = 1$ одинаковы по величине, но противоположны по знаку. Например, для переходов $F_g = 1,\, 2,\, m_{F_g} = -1 \to F_e = 1,\, m_{F_e} = -1$ произведение амплитуд $\sqrt{1/12} \cdot \sqrt{1/4}$, а для переходов $F_g = 1,\, 2,\, m_{F_g} = -1 \to F_e = 2,\, m_{F_e} = -1$ оно $\sqrt{1/4} \cdot (-\sqrt{1/12})$. Более того, поскольку переходы с $m_{F_g} = \mp 2$, $m_{F_g} = 0$ происходят, когда участвуют оба подуровня $F_e = 2$ и $F_e = 1$, все магнитные подуровни вносят вклад в поглощение и в сигнале пропускания наблюдается заметный провал.

Суммы квадратов амплитуд вероятностей π-переходов в $\mathrm{lin}\,\|\,\mathrm{lin}$ конфигурации для каждого магнитного подуровня основного состояния равны $1/3$. В результате, оптические волны одинаково опустошают каждый магнитный подуровень основного состояния, и, кроме того, все подуровни возбужденного состояния заполняются равномерно. Поскольку спонтанное излучение изотропно, оно в равной степени заполняет подуровни основного состояния, и распределение их населенностей остается неизменным. Отсутствие оптической накачки, одного из механизмов насыщения, объясняет малую ширину перекрестного резонанса в данной конфигурации.

В соответствии с механизмом формирования резонансов, описанным ранее, можно предположить, что двухфотонная отстройка должна разрушать сверхтонкие когерентные состояния, тем самым увеличивая глубину доплеровского фона и уменьшая амплитуду внутридоплеровского резонанса. Экспериментально это наблюдается только для одного из собственных резонансов ($F_e = 2$) и перекрестного ($F_e = 1, 2$). Для резонанса $F_e = 1$ поглощение в точном оптическом резонансе увеличивается быстрее, чем доплеровский фон, что приводит к большей амплитуде резонанса. Этот эффект также удобно объяснить, используя базис, в котором ось квантования сонаправлена с поляризацией одной из встречных волн, например, $\mathbf{E}_1$. Это поле вызывает π-переходы, в то время как второе поле $\mathbf{E}_2$ возбуждает σ- и $\sigma+$ переходы. Оба поля создают непоглощающие когерентные суперпозиции на сверхтонких подуровнях $F_g = 1$, $m_{F_g} = -1$, $F_g = 2$, $m_{F_g} = -1$ и $F_g = 1$, $m_{F_g} = +1$, $F_g = 2$, $m_{F_g} = +1$ (Λ-схемы на рис. 6), а поле $\mathbf{E}_2$ также создает эти суперпозиции

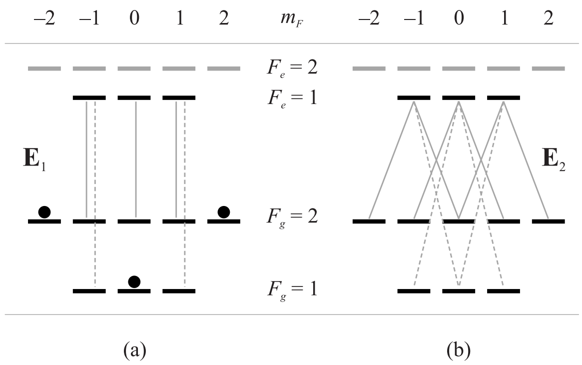

Рис. 6. Схема энергетических уровней D_1-линии ^{87}Rb (не в масштабе). Встречные оптические волны имеют конфигурацию lin $\perp$ lin. Поляризация поля E_1 параллельна оси квантования, в силу чего оно вызывает π-переходы (a), а E_2 – σ^-- и σ^+-переходы (b). Круги показывают подуровни, накапливающие населенность

на подуровнях $F_g = 1$, $m_{F_g} = 0$, $F_g = 2$, $m_{F_g} = \pm 2$. В точном оптическом и двухфотонном резонансе, из-за совместного действия двух полей суперпозиционные состояния на $m_{F_g} = \pm 1$ частично подавлены, и наблюдается пик поглощения. Тем не менее, поскольку поле E_1 не вызывает переходы с подуровней $F_g = 1$, $m_{F_g} = 0$ и $F_g = 2$, $m_{F_g} = \pm 2$, часть населенности остается в когерентной суперпозиции, создаваемой полем E_2. СВЧ-отстройка разрушает эти темные состояния, и поглощение увеличивается. Тот факт, что поглощение в центре резонанса увеличивается быстрее, чем доплеровский фон, объясняется большим значением произведений амплитуд вероятности переходов, формирующих Λ-схемы в σ-переходах по сравнению с π-переходами.

У резонанса $F_e = 2$ доплеровский фон, наоборот, растет быстрее, чем поглощение в пике, поскольку для поля $\mathbf{E}_2$ есть только две невозмущенных зеемановских Λ-схемы между подуровнями $m_{F_g} = -2$, $m_{F_g} = 0$ и $m_{F_g} = 0$, $m_{F_g} = 2$. Увеличение поглощения при двухфотонной отстройке слабее, чем для $F_e = 1$, потому что магнитные подуровни $F_g = 1$, $m_{F_g} = 0$ и $m_{F_g} = \pm 2$ слабее заселены из-за вовлеченных электродипольных переходов и их амплитуд вероятностей.

Уменьшение ширины резонанса $F_e = 1$ при двухфотонной отстройке связано с уменьшением оптической накачки. Когда происходят и σ-, и π-переходы, опустошение подуровней на $F_g = 2$ происходит в несколько раз быстрее, чем на $F_g = 1$. С другой стороны, за счет спонтанного распада подуровень $F_g = 2$ заселяется в 5 раз быстрее, чем $F_g = 1$. Оба процесса компенсируют друг друга и в некоторой степени уменьшают сверхтонкую оптическую накачку.

В конфигурации lin $\perp$ lin перекрестный резонанс мал из-за присутствия непоглощающих суперпозиций подуровней $m_{F_g} = -2$, $m_{F_g} = 0$ и $m_{F_g} = 0$, $m_{F_g} = 2$ для волны, вызывающей σ-переходы на $F_e = 2$.

4. Заключение. Исследованы двухчастотные внутридоплеровские спектры D_1-линии ^{87}Rb. Для создания двух резонансных оптических частот была использована СВЧ-модуляция тока инжекции диодного лазера с внешним резонатором. Высококонтрастный перекрестный резонанс в lin $\|$ lin конфигурации полей, а также рост амплитуды и уменьшение ширины резонанса $F_e = 1$ в lin $\perp$ lin конфигурации при двухфотонной отстройке – новые результаты, не наблюдавшиеся ранее. Высококонтрастный резонанс с подавленными сверхтонкими когерентностями представляет интерес, поскольку его амплитуда не зависит от фаз полей и смещения атомной ячейки вдоль оптической оси. Новые результаты качественно объясняются как влияние темных состояний, создаваемых оптической накачкой, разными типами атомных когерентностей и их взаимодействием. Представленные внутридоплеровские спектры поглощения могут использоваться для стабилизации оптических частот в компактных атомных часах.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда (грант # 24-72-10134). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. V. Letokhov and V. Chebotaev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (1977).
2. A. L. Schawlow, Rev. Mod. Phys. **54**, 697 (1982).
3. T. W. Hänsch, Physics Today **30**, 34 (1977).
4. M. A. Hafiz, G. Coget, E. De Clercq, and R. Boudot, Opt. Lett. **41**, 2982 (2016).

5. M. A. Hafiz, D. Brazhnikov, G. Coget, A. Taichenachev, V. Yudin, E. De Clercq, and R. Boudot, New J. Phys. **19**, 073028 (2017).
6. D. Brazhnikov, M. Petersen, G. Coget, N. Passilly, V. Maurice, C. Gorecki, and R. Boudot, Phys. Rev. A **99**, 062508 (2019).
7. D.V. Brazhnikov, S.M. Ignatovich, I.S. Mesenzova, A.M. Mikhailov, R. Boudot, and M.N. Skvortsov, Quantum Electron. **50**, 1015 (2020).
8. M. Zhao, X. Jiang, R. Fang, Y. Qiu, Z. Ma, C. Han, B. Lu, and C. Lee, Appl. Opt. **60**, 5203 (2021).
9. A.M. Mikhailov, R. Boudot, and D.V. Brazhnikov, JETP **133**, 696 (2021).
10. A. Gusching, M. Petersen, N. Passilly, D. Brazhnikov, M. A. Hafiz, and R. Boudot, JOSA B **38**, 3254 (2021).
11. A. Gusching, M. Petersen, N. Passilly, D. Brazhnikov, M. A. Hafiz, and R. Boudot, JOSA B **40**, 501 (2023).
12. A. Strangfeld, S. Kanthak, M. Schiemangk, B. Wiegand, A. Wicht, A. Ling, and M. Krutzik, JOSA B **38**, 1885 (2021).
13. K.W. Martin, G. Phelps, N.D. Lemke, M.S. Bigelow, B. Stuhl, M. Wojcik, M. Holt, I. Coddington, M.W. Bishop, and J.H. Burke, Phys. Rev. Appl. **9**, 014019 (2018).
14. Z.L. Newman, V. Maurice, C. Fredrick, T. Fortier, H. Leopardi, L. Hollberg, S.A. Diddams, J. Kitching, and M.T. Hummon, Opt. Lett. **46**, 4702 (2021).
15. J. Miao, T. Shi, J. Zhang, and J. Chen, Phys. Rev. Appl. **18**, 024034 (2022).
16. H. Shang, T. Zhang, J. Miao, T. Shi, D. Pan, X. Zhao, Q. Wei, L. Yang, and J. Chen, Opt. Express **28**, 6868 (2020).
17. V. Vassiliev, S. Zibrov, M. Vaskovskaya, D. Chuchelov, E. Tsygankov, S. Kuzmich, and V. Velichansky, Bull. Lebedev Phys. Inst. **46**, 309 (2019).
18. S.A. Zibrov, D.S. Chuchelov, A.E. Drakin, D.A. Shiryaev, E.A. Tsygankov, M.I. Vaskovskaya, V.V. Vassiliev, V.L. Velichansky, and A.P. Bogatov, IEEE J. Quantum Electron. **56**, 1 (2020).
19. I.M. Beterov, V.M. Entin, and I.I. Ryabtsev, Spectrochim. Acta, Part A **55**, 2111 (1999).
20. C. Affolderbach, S. Knappe, R. Wynands, A. Taichenachev, and V. Yudin, Phys. Rev. A **65**, 043810 (2002).