

02;07;12

©1994 г.

КОНТУРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМНОГО ПУЧКА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

И.В.Журкин, Л.Ю.Хряцев

С.-Петербургский университет
Поступило в Редакцию 5 марта 1993 г.

Исследуется форма контуров флуоресценции коллимированного пучка атомов натрия в схеме эксперимента с предварительным возбуждением линейно поляризованным излучением. Показано, что перераспределение атомов по отдельным подуровням основного состояния, которое происходит в первом лазерном пучке, может в десятки раз изменять соотношение между сигналами флуоресценции, возбуждаемой зондирующим излучением на переходах между различными компонентами сверхтонкой структуры.

Регистрация резонансной флуоресценции атомных пучков при узкополосном лазерном возбуждении позволяет исследовать многие вопросы, связанные со взаимодействием излучения с веществом [1]. При этом условия возбуждения атомов и наблюдения флуоресценции в значительной степени влияют на величину регистрируемых сигналов [2].

В широком круге экспериментов атомы, попадающие в зондирующий лазерный пучок, из которого регистрируется флуоресценция, предварительно уже взаимодействовали с излучением. В этом случае флуоресценция атомов в зондирующем лазерном пучке зависит от того воздействия, которое было оказано на атомы в первой области взаимодействия. Например, к изменению эффективности возбуждения атомов может приводить эффект оптической накачки основного состояния, выражающийся в перераспределении атомов по сверхтонким и магнитным подуровням основного состояния [3,4]. При этом могут происходить как уменьшение, так и увеличение интенсивности флуоресценции атомов в зондирующем лазерном пучке. Эти закономерности находят свое объяснение в рамках различных моделей расчета изменения населенностей отдельных подуровней основного состояния под воздействием лазерного излучения [5-7].

В настоящей работе исследуется форма контуров флуоресценции коллимированного пучка атомов натрия в схемах с предварительным

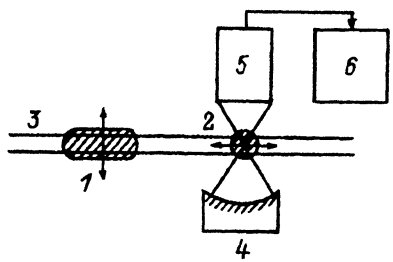
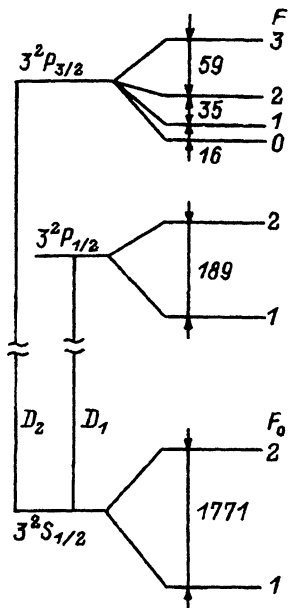


Рис. 1. Сверхтонкая структура рассматриваемых переходов атома натрия и схема эксперимента.

- 1 — первый лазерный пучок,
 - 2 — второй лазерный пучок,
 - 3 — атомный пучок,
 - 4 — зеркало,
 - 5 — фотоэлектронный умножитель,
 - 6 — компьютер.
- Лазерное излучение направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Стрелками показано направление поляризации излучения. Цифры — частоты переходов в МГц.

возбуждением линейно поляризованным излучением. Приводятся качественные объяснения полученных закономерностей на основе рассмотрения процесса оптической накачки основного состояния атомов в первом лазерном пучке.

На рис. 1 приведена сверхтонкая структура основного $3^2S_{1/2}$ - и возбужденных $3^2P_{1/2,3/2}$ -состояний атома натрия, а также схема эксперимента. Коллимированный атомный пучок последовательно возбуждается двумя лазерными пучками, частота излучения в которых ν_1 и ν_2 соответственно. Первый лазерный пучок, имеющий размер вдоль оси атомного пучка около 10 мм, вызывает перераспределение атомов по подуровням основного состояния. Для уменьшения влияния на регистрируемые сигналы эффекта спонтанного светового давления возбуждение в первой области взаимодействия проводится в двух встречных лазерных пучках [8]. Регистрируется резонансная флуоресценция атомов, возбуждаемая во втором лазерном пучке малой интенсивности. Излучение в обоих лазерных пучках линейно поляризовано, и Ψ — угол между соответствующими векторами поляризации. Направление излучения в обоих лазерных пучках перпендикулярно оси атомного пучка, кроме тех мест, где иное оговорено особо. Сбор света флуоресценции осуществляется из двух конусов в суммарном телесном угле 0.4 от полного, как это показано на рисунке. При этом ось симметрии оптической системы сбора света флуоресценции составляет угол Θ с вектором поляризации излучения в первом лазерном пучке. На рис. 1 показан случай $\Psi = \pi/2$, $\Theta = 0$.

Возбуждение атомов осуществлялось излучением непрерывных лазеров на красителе, работавших в режиме активной стабилизации частоты излучения по внешним интерферометрам. Сканирование частоты лазерного излучения достигалось при линейном изменении длины

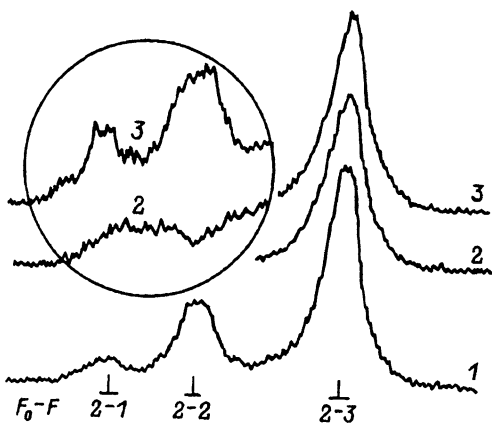


Рис. 2. Контуры $S(\nu)$ при строго ортогональном возбуждении атомов. 1 — $I_1 = 0$; 2,3 — $I_1 = 3 \text{ мВт/см}^2$; 2 — $\Psi = \Theta = 0$; 3 — $\Psi = \Theta = \pi/2$. Амплитуда сигналов в выделенном участке увеличена в пять раз.

опорных интерферометров от компьютера. Синхронно проводилась запись в памяти компьютера зависимости сигнала флуоресценции S от частоты лазерного излучения ν . В установке также имелся второй коллимированный пучок атомов натрия, который использовался в качестве репера частоты излучения и амплитуды сигналов флуоресценции.

На рис. 2 показаны примеры записей контуров $S(\nu)$ для случая, когда в обоих лазерных пучках используется одночастотное излучение одного лазера на красителе $\nu_1 = \nu_2$, т.е. частота излучения изменяется в обоих лазерных пучках синхронно. Рассматриваются фрагменты зависимостей $S(\nu)$, соответствующие возбуждению атомов с основного сверхтонкого подуровня $F_0 = 2$ на возбужденные подуровни $F = 1, 2, 3$ состояния $3^2 P_{3/2}$. Кривая 1 демонстрирует такой флуоресцентный контур при отсутствии предварительного возбуждения (интенсивность излучения накачки $I_1 = 0$). Форма этой кривой хорошо известна [1], отметим только, что соотношение амплитуд регистрируемых пиков флуоресценции зависит от направления наблюдения, что является следствием различной анизотропии флуоресценции при возбуждении на отдельных переходах [2].

При введении предварительного возбуждения соотношение между резонансными сигналами изменяется, что в основном связано с перекачкой атомов в первом лазерном пучке на второй сверхтонкий подуровень основного состояния $F_0 = 1$. Этот процесс связан с возбуждением атомов на верхние подуровни $F = 1, 2$. Поэтому влияние оптической накачки на населенность основного сверхтонкого подуровня $F_0 = 2$ при возбуждении атомов на частоте перехода $F_0 - F : 2-3$ ослаблено и практически можно получить контур только с одним пиком флуоресценции (кривая 2).

На форму регистрируемых контуров флуоресценции оказывает влияние и перераспределение атомов по магнитным подуровням основного состояния. Будем рассматривать населенности магнитных подуровней в системе отсчета с осью квантования, совпадающей с вектором поляризации излучения в первом лазерном пучке. Возбуждение атомов на переходе 2-3 вызывает преимущественную накачку атомов на подуровень $F_0 = 2, m_F = 0$. При этом изменяются как эффективность возбуждения атомов, так и анизотропия флуоресценции. Это приводит к

тому, что сигнал флуоресценции, соответствующий данному переходу, при введении предварительного возбуждения может увеличиваться, что наблюдается, например, при $\Psi = 0, \Theta = \pi/2$. При $I_1 \geq 1 \text{ мВт/см}^2$ разворот вектора поляризации излучения накачки вызывал изменение амплитуды пика 2-3 от 13% для наблюдения вдоль вектора поляризации зондирующего излучения до 30% при направлении наблюдения, составляющем угол $\pi/2$ с вектором поляризации зондирующего излучения. Следует отметить, что величина этого изменения зависит также от значения телесного угла сбора света флуоресценции.

Амплитуда пика флуоресценции 2-2 зависит от угла Ψ между векторами поляризации излучения в двух лазерных пучках еще более сильно. Поворот вектора поляризации излучения в первом лазерном пучке приводил в некотором интервале интенсивности накачки к изменению амплитуды данного сигнала флуоресценции в несколько раз. Это связано с тем, что при накачке на данном переходе на подуровне $F_0 = 2$ остаются в основном атомы с нулевой проекцией момента F на направление поляризации излучения. При $\Psi = 0$ в силу правил отбора такие атомы в зондирующем лазерном пучке не возбуждаются и не вносят вклад в сигнал флуоресценции (кривая 2). При введении угла между векторами поляризации эти атомы вносят вклад в сигнал флуоресценции и на контуре появляется соответствующий пик (кривая 3).

Рассмотрим теперь случай такого же совместного сканирования частоты излучения в двух лазерных пучках, но при отклонении направления зондирующего излучения от строгой ортогональности с осью атомного пучка. В этих экспериментах $\Psi = \Theta = 0$. На рис. 3 кривой 1 представлен такой контур $S(\nu)$ в отсутствие первого лазерного пучка ($I_1 = 0$). Доплеровское уширение линии поглощения атомов нарушает разрешение пиков флуоресценции, связанных с возбуждением на различных переходах. В приведенном примере наклон зондирующего лазерного пучка подобран таким образом, что максимум флуоресценции соответствует частоте перехода 2-2.

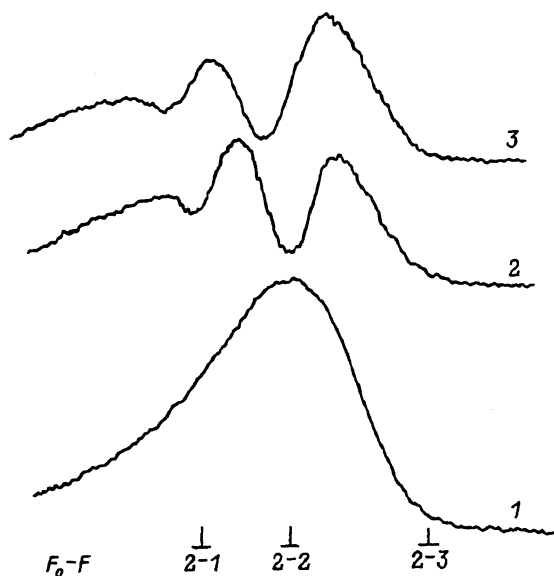


Рис. 3. Контуры $S(\nu)$ при введении наклона зондирующего лазерного пучка относительно направления строгой ортогональности с осью атомного пучка.

1 — $I_1 = 0$; 2, 3 — $I_1 = 1 \text{ мВт/см}^2$;
2 — излучение накачки ортогонально оси атомного пучка, 3 — введен наклон первого лазерного пучка относительно перпендикуляра к оси атомного пучка.

При введении предварительного возбуждения перекачка атомов в первом лазерном пучке на подуровне $F_0 = 1$ изменяет форму контура. В центре контура появляется провал, связанный с возбуждением атомов на переходе 2-2, а второй провал на склоне контура отвечает возбуждению атомов на переходе 2-1 (кривая 2). При увеличении интенсивности накачки глубина этих провалов и их ширина растут.

Данная схема эксперимента с неортогональным возбуждением в зондирующем лазерном пучке представляет интерес в связи с тем, что позволяет измерять углы между атомным и лазерным пучками, когда из области взаимодействия не может регистрироваться резонансная флуоресценция. Известно, что зондирующий лазерный пучок может быть направлен ортогонально оси атомного пучка с погрешностью менее 1 мрад с помощью регистрации контура флуоресценции, возбуждаемой двумя антипараллельными лазерными пучками одинаковой интенсивности [9]. Однако такая методика не дает возможности выставить угол между атомным и лазерным пучками в произвольном месте экспериментальной установки, что необходимо, например, при детальных исследованиях давления излучения малой интенсивности на атомы. Кривая 3, полученная при введении наклона первого лазерного пучка относительно направления строгой ортогональности, демонстрирует сдвиг провала, соответствующего возбуждению атомов на переходе 2-2 относительно строгого резонанса, который определяется по известной методике. Эксперименты показали, что регистрация контуров, подобных приведенным на рис. 3, позволяет осуществить выставление ортогональности пересечения оси атомного пучка с излучением накачки с точностью не хуже 1 мрад.

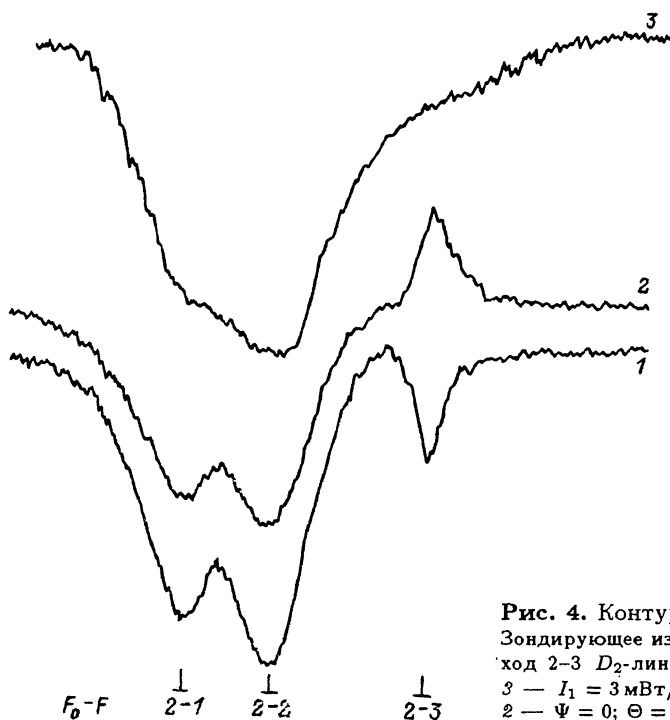


Рис. 4. Контур $S(\nu_1)$.

Зондирующее излучение настроено на переход 2-3 D_2 -линии. 1, 2 — $I_1 = 1 \text{ мВт/см}^2$; 3 — $I_1 = 3 \text{ мВт/см}^2$; 1 — $\Psi = \pi/2$, $\Theta = 0$; 2 — $\Psi = 0$; $\Theta = \pi/2$; 3 — $\Psi = \Theta = 0$.

Перейдем теперь к форме контуров $S(\nu_1)$, когда сканируется по частоте только излучение накачки. Пусть при этом зондирующее излучение настроено на переход 2-3. В этих экспериментах использовались два одночастотных лазера на красителе. Соответствующие кривые приведены на рис. 4. Когда $I_1 = 0$, величина сигнала флуоресценции определяется интенсивностью зондирующего лазерного пучка и значением потока атомов в области регистрации.

Возбуждение атомов в первом лазерном пучке приводит к зависимости регистрируемого сигнала флуоресценции от интенсивности и частоты излучения накачки. Резкое изменение интенсивности флуоресценции вблизи частоты перехода 2-3 определяется здесь перераспределением атомов по магнитным подуровням основного состояния. В зависимости от условий возбуждения и наблюдения могут происходить как уменьшение, так и увеличение интенсивности флуоресценции на этой частоте. Как уже отмечалось в комментариях к рис. 2, этот эффект объясняется преимущественной накачкой атомов в первом лазерном пучке на подуровень $F_0 = 2$, $m_F = 0$. Следует отметить, что имеются условия эксперимента, когда изменение сигнала флуоресценции вблизи частоты перехода 2-3 происходит монотонно. Хорошим приближением такой ситуации является, например, случай $\Psi = \Theta = 0$, когда перераспределение атомов по магнитным подуровням основного состояния $F_0 = 2$ не очень сильно влияет на регистрируемый сигнал флуоресценции, что связано с некоторой взаимной компенсацией эффектов изменения анизотропии флуоресценции и вероятности возбуждения атомов (кривая 3).

Возбуждение атомов на подуровни $F = 1, 2$ ведет к перекачке атомов на второй сверхтонкий подуровень основного состояния $F_0 = 1$, что вызывает уменьшение сигнала флуоресценции. Величина этого эффекта в значительной степени зависит от интенсивности излучения накачки. При значительной интенсивности накачки данный процесс может приводить к практически полному отсутствию флуоресценции атомов в зондирующем лазерном пучке при настройке частоты излучения накачки на переходы 2-1 и 2-2 (кривая 3).

Кривая 3 наглядно демонстрирует эффект перехода атомов на подуровень $F_0 = 1$ также и при настройке излучения на частоту перехода 2-3, который определяется поглощением атомами фотонов на крыле линий соседних переходов и становится наиболее заметным при существенной интенсивности излучения в первом лазерном пучке. Этот процессом ограничивается цикличность взаимодействия атомов с одночастотным излучением, настроенным на переход 2-3. При $\Psi = \Theta = 0$ данный эффект приволил к замеченному в эксперименте сдвигу максимума и асимметрии формы контура 2-3 при насыщающих интенсивностях возбуждающего излучения [10].

Положение экстремумов флуоресцентного сигнала на рис. 4 зависит от угла между лазерным пучком накачки и осью атомного пучка, т.е. эти кривые также можно использовать для контроля ортогональности. Однако в отличие от рассмотренного выше случая одинаковой частоты излучения в двух лазерных пучках здесь для этого требуются два лазера на красителях.

Отметим еще одну особенность схем эксперимента, соответствующих рис. 3 и 4. Приведенные контуры демонстрируют возможность получения большого по амплитуде изменения регистрируемого сиг-

нала флуоресценции при сканировании частоты лазерного излучения через переходы 2-1 и 2-2. В схеме без предварительного возбуждения интенсивность флуоресценции атомов, возбуждаемых на этих переходах, ограничена процессом перекачки атомов на подуровень $F_0 = 1$, который препятствует получению сигналов значительной амплитуды. В рассматриваемых схемах с предварительным возбуждением, когда зондирующее излучение настроено на циклический переход 2-3, его интенсивность может быть достаточно большой, и поэтому амплитуда регистрируемых пиков для данного потока атомов многократно увеличивается. Иными словами, для переходов 2-1 и 2-2 воздействие излучения в первом лазерном пучке на регистрируемый сигнал флуоресценции во много раз больше, чем величина сигнала флуоресценции, возбуждаемой на этих переходах в зондирующем лазерном пучке. Такой подход может быть использован, например, для увеличения отношения сигнал-шум при привязке частоты излучения лазеров на красителях к накачиваемым переходам типа 2-1 и 2-2 натрия по экстремуму флуоресцентного сигнала.

В заключение остановимся на случае сканирования частоты ν_2 зондирующего излучения при резонансной настройке накачки. Соответствующие контуры приведены на рис. 5. Кривая 1 демонстрирует зависимость $S(\nu_2)$ при $I_1 = 0$, которая естественно совпадает с кривой 1 на рис. 2.

Пусть одночастотное излучение в первом лазерном пучке настроено на переход 2-3. В этом случае, как уже отмечалось выше, происходит частичная перекачка атомов на второй сверхтонкий подуровень основ-

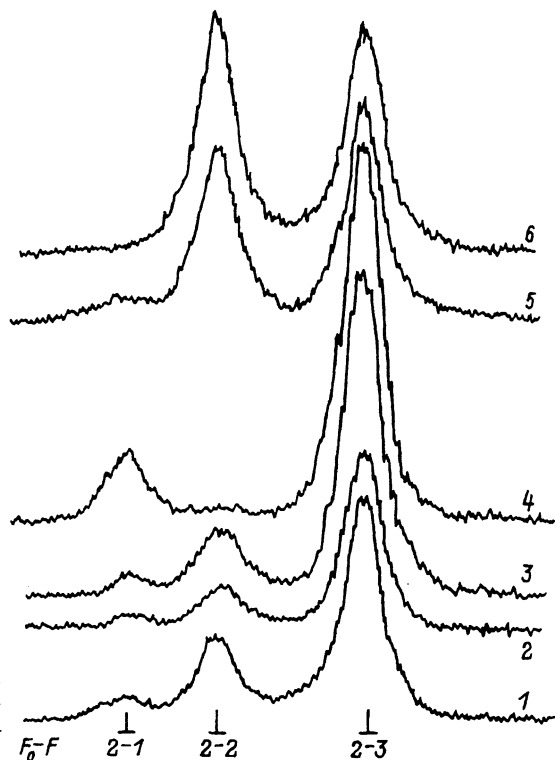


Рис. 5. Контурсы $S(\nu_2)$.

1 — $I_1 = 0$, 2-6 — $I_1 = 3 \text{ мВт/см}^2$; Накачка: 2 — (2-3 D_2); 3 — (1-2, 2-3 D_2); 4, 5 — (1-2, 2-2, D_1); 6 — (1-1, 2-1 D_1).

Геометрия эксперимента: 2-4, 6 — $\Psi = \Theta = 0$; 5 — $\Psi = \pi/2$, $\Theta = 0$.

ного состояния. При $\Psi = \Theta = 0$ такое предварительное возбуждение приводило в эксперименте к уменьшению всех пиков флуоресценции. При этом наибольшим образом снижается сигнал флуоресценции, соответствующий частоте перехода 2-2. Последний факт определяется тем, что атомы, находящиеся на подуровне $F_0 = 2$, $m_F = 0$, при параллельных векторах поляризации не взаимодействуют с излучением (кривая 2). Наоборот, при $\Psi = \pi/2$ пик 2-2 уменьшается при введении предварительного возбуждения менее остальных.

Кривая 3 на рис. 5 получена для случая двухчастотного предварительного возбуждения на переходах 1-2 и 2-3 D_2 -линии натрия. В этих экспериментах накачка осуществлялась непрерывным двухчастотным лазером на красителе. Соотношение пиков флуоресценции и их зависимость от геометрии эксперимента в этом случае примерно такие же, как и при одночастотной предварительной накачке на переходе 2-3. С другой стороны, амплитуда пиков флуоресценции при введении двухчастотного предварительного возбуждения в среднем увеличивается примерно в 1.6 раз для условий насыщения сигнала по интенсивности излучения накачки. Это показывает, что относительное распределение населенностей магнитных подуровней при таком двухчастотном возбуждении подобно случаю одночастотного возбуждения, но происходит увеличение населенности сверхтонкого подуровня $F_0 = 2$.

При использовании для предварительной накачки двухчастотного излучения, настроенного на переходы 1-2 и 2-2 D_1 -линии натрия соотношение пиков флуоресценции зависит от угла Ψ существенно сильнее, чем раньше, что связано с переходом в такой схеме возбуждения большей части атомов на магнитный подуровень с нулевой проекцией момента F на направление вектора поляризации излучения накачки [5,6]. Например, отношение амплитуд пиков 1-2 и 2-2 изменяется в приведенных примерах примерно в 40 раз при повороте поляризации зондирующего излучения на $\pi/2$ (кривые 4 и 5). Следует также обратить внимание на улучшение разрешения пика 2-1 при $\Psi = \Theta = 0$ (кривая 4).

Кривой 6 на рис. 5 показан контур, регистрируемый при настройке двухчастотного излучения на переходы 1-1 и 2-1 D_1 -линии натрия. В случае $\Psi = 0$ отношение пиков 2-2 и 2-3 в условиях насыщения близко к 1. Данный факт объясняется тем, что почти все атомы, остающиеся на сверхтонком подуровне $F_0 = 2$, накачиваются в первом лазерном пучке на магнитные подуровни $m_F = \pm 2$, вероятность возбуждения атомов с которых на переходах 2-2 и 2-3 одинакова. При этом соотношение сигналов не зависит от направления наблюдения, так как флуоресценция для возбуждения на обоих переходах в этом случае изотропна в пространстве. При такой двухчастотной настройке излучения накачки и $\Psi = 0$ полностью отсутствует пик флуоресценции 2-1, так как π -переходы в зондирующем лазерном пучке не возбуждаются.

Таким образом, в настоящей работе приведены примеры контуров флуоресценции атомов натрия, возбуждаемых в зондирующем лазерном пучке, в схемах с предварительной оптической накачкой. Показано, что перераспределение атомов по отдельным подуровням основного состояния, которое происходит в первом лазерном пучке, может в десятки раз изменять соотношение между сигналами флуоресценции, возбуждаемой зондирующим излучением на переходах между различными компонентами сверхтонкой структуры.

Список литературы

- [1] Лазерная спектроскопия атомов и молекул // Под ред. Г.Вальтера. М.: Мир, 1979.
 - [2] Журкин И.В., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. Вып. 2. С. 243–245.
 - [3] Steel D.G., McFarlane R.A. // Opt. Lett. 1983. Vol. 8. N 1. P. 33–35.
 - [4] Журкин И.В., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. Вып. 1. С. 44–48.
 - [5] Avila G., Giordano V., Candelier V. et al. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. N 8. P. 3719–3728.
 - [6] McClelland J.J., Kelley M.H. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31. N 6. P. 3704–3710.
 - [7] Tremblay P., Jacques C. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. N 9. P. 4989–4999.
 - [8] Котликов Е.Н., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. Вып. 6. С. 1229–1232.
 - [9] Verheijen M.J., Beijerinck H.C.W., Verster N.F. // Rev. Sci. Instr. 1985. Vol. 56. N 1. P. 62–65.
 - [10] Домелунксен В.Г., Журкин И.В., Хрящев Л.Ю. // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. Вып. 6. С. 1191–1193.
-