

Резонансы когерентного пленения населенности в парах самария

Н.Н.Колачевский, А.В.Акимов, Н.А.Киселев, А.А.Папченко, В.Н.Сорокин, С.И.Канорский*

Осуществлена регистрация резонансов когерентного пленения населенности в атомных парах редкоземельного элемента самария. Когерентное пленение населенности создавалось с помощью излучения двух диодных лазеров ($\lambda = 672$ и 686 нм) с внешними резонаторами в Λ -системе, образованной тремя уровнями в ^{154}Sm : основным состоянием $4f^6 6s^2 ({}^7F_0)$, первой компонентой тонкой структуры основного состояния $4f^6 6s^2 ({}^7F_1)$ и верхним уровнем $4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9F_1^o$. Исследовалась зависимость спектров и контраста резонансов от поляризации лазерных пучков и от направления магнитного поля, приложенного к системе. Проведен анализ полученных результатов.

Ключевые слова: когерентное пленение населенности, диодный лазер с внешним резонатором, высокодобротные резонансы.

Введение

Одним из нелинейных эффектов, возникающих в трехуровневой системе под действием двух монохроматических световых полей $E_1(t) = E_1 \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1)$ и $E_2(t) = E_2 \exp(-i\omega_2 t - i\varphi_2)$, является когерентное пленение населенности (КПН) [1, 2]. При выполнении условия рамановского резонанса атомная система переводится в когерентную суперпозицию состояний, не взаимодействующую с падающим бихроматическим электромагнитным полем. Перевод системы в состояние с «плененной» населенностью приводит к уменьшению поглощения системой *обоих* полей, причем контраст резонансов КПН зависит, в частности, от взаимной когерентности полей E_1 и E_2 .

Предельная ширина резонанса КПН определяется временем релаксации взаимной когерентности нижних уровней Λ -системы и не зависит от ширины верхнего уровня, поскольку при выполнении условия резонанса падающее излучение перестает с ним взаимодействовать. При соответствующем выборе нижних долгоживущих уровней могут наблюдаться чрезвычайно узкие резонансы с добротностью $f/\Delta f$ вплоть до 10^{14} . До настоящего времени большинство экспериментальных исследований резонансов КПН было выполнено со щелочными атомами, у которых в качестве нижних уровней Λ -системы использовались сверхтонкие компоненты основного состояния с типичным расщеплением несколько гигагерц. Возможность регистрации контрастных и высокодобротных резонансов КПН в щелочных атомах обусловлена наличием прецизионных стабильных лазерных систем, перестраиваемых в области резонансного перехода, и относительно простой фазовой привязкой световых

полей E_1 и E_2 . Так, в атоме цезия зарегистрированы резонансы с шириной около 50 Гц [3]. Высокая добротность резонансов КПН позволяет рассматривать атомную систему с «плененной» населенностью в качестве вторичного стандарта частоты, в котором с высокой точностью стабилизирована разность оптических частот $\omega_1 - \omega_2$ [4].

В редкоземельных атомах характерное расстояние между компонентами тонкой структуры конфигурации $4f^n 6s^2$ существенно превышает сверхтонкое расщепление основного состояния щелочных атомов и составляет 10–100 ТГц, в то время как характерное время спонтанного распада этих уровней за счет магнитодипольных переходов равно нескольким секундам. Резонансы КПН в Λ -системе, нижними уровнями которой являются компоненты тонкой структуры в редкоземельном атоме, обладают потенциальной добротностью, на 2–3 порядка превышающей добротность резонансов КПН в щелочных атомах.

Увеличение времени пребывания атомной системы в лазерных пучках при выполнении условий, требуемых для создания КПН, приводит к значительному сужению резонанса. Это явление было систематически исследовано в [3] для паров цезия в неоне, соударения с которым практически не нарушают когерентность нижних уровней системы, приводя к увеличению времени пребывания в пучке. Уровни тонкой структуры $4f^n 6s^2$ в редкоземельных атомах также малочувствительны к атомным столкновениям, поскольку они хорошо заэкранированы внешней замкнутой $6s^2$ -оболочкой [5]. Таким образом, высокая потенциальная добротность резонансов КПН в редкоземельных атомах открывает перспективу их использования в метрологических приложениях, например для создания вторичного стандарта частоты.

При регистрации узких резонансов КПН должны выполняться определенные фазовые соотношения для лазерных полей $E_1(t)$ и $E_2(t)$: полное «просветление» среды происходит при выполнении условия $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. Для интервалов частот порядка 10 ТГц реализация этого условия требует применения специальных методов ввиду отсутствия достаточно простых и стабильных генераторов

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

*Адрес в настоящее время: Max-Planck Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching, Germany

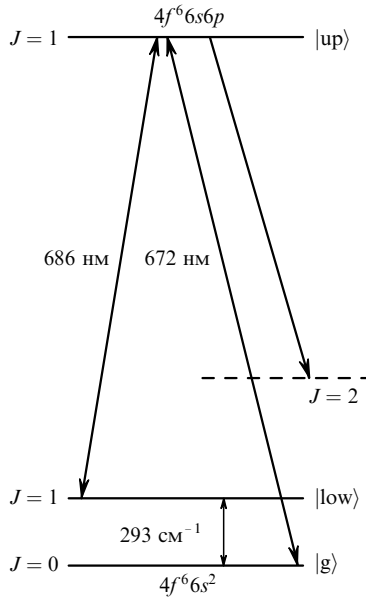


Рис.1. Система уровней самария.

ров в этом частотном диапазоне. В настоящее время разработаны методы фазовой привязки лазеров с частотами, различающимися на несколько десятков терагерц. В качестве примера можно привести метод деления пополам частотного интервала с сохранением когерентности [6], а также метод, использующий частотную «гребенку», созданную синхронизованными модами в лазере на сапфире, активированном титаном [7].

В качестве исследуемого атома выбран атом самария с нулевым полным моментом электронной оболочки в основном состоянии $4f^6 6s^2 ({}^7F_0)$ ($J_g = 0$). Λ -система (см. рис.1) $4f^6 6s^2 ({}^7F_0) \rightarrow 4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9F_1^o \rightarrow 4f^6 6s^2 ({}^7F_1)$, нижними уровнями которой являются основное состояние ($|g\rangle$) и первая компонента тонкой структуры ($|low\rangle$) $4f^6 6s^2 ({}^7F_1)$ с $\Delta\varepsilon_{12} = 293 \text{ см}^{-1}$, выигрышно отличается своей простотой, поскольку уровни, задействованные в ней, обладают малыми J . Переходы на верхний уровень ($|up\rangle$) $4f^6 6s^2 ({}^7F_0) \rightarrow 4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9F_1^o$ с $\lambda_1 = 672 \text{ нм}$ и $4f^6 6s^2 ({}^7F_1) \rightarrow 4f^6 ({}^7F) 6s 6p ({}^3P^o) {}^9F_1^o$ с $\lambda_2 = 686 \text{ нм}$ осуществляются под действием излучения перестраиваемых диодных лазеров. Рассмотрение Λ -системы стабильных изотопов самария с нулевым ядерным спином $I = 0$, например ${}^{154}\text{Sm}$ и ${}^{152}\text{Sm}$, упрощается ввиду отсутствия сверхтонкой структуры уровней этих изотопов. В настоящей работе впервые экспериментально исследуются резонансы КПН в Λ -системе, изображенной на рис.1.

1. Когерентное пленение населенности в Λ -системе

Рассмотрим взаимодействие Λ -системы с двумя электромагнитными полями $E_1(t) = E_1 \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1)$ и $E_2(t) = E_2 \exp(-i\omega_2 t - i\varphi_2)$, связывающими два долгоживущих уровня $|1\rangle$ и $|2\rangle$ с верхним возбужденным уровнем $|3\rangle$ (рис.2), в предположении, что каждое из лазерных полей взаимодействует только с одним из переходов. Обозначим оптическую отстройку частоты как $\delta_L = \omega_1 - \omega_{13}$, а рамановскую отстройку полей как $\delta_R = \omega_1 - \omega_2 - \Delta\varepsilon_{12}/\hbar$.

Если отстройки δ_L и δ_R малы, т. е. частоты полей $E_1(t)$ и $E_2(t)$ близки к резонансным частотам переходов: $\omega_1 \approx$

ω_{13} , $\omega_2 \approx \omega_{23}$, то одним из процессов, происходящих в данной системе, будет оптическая накачка. Система, переведенная в верхнее состояние $|3\rangle$ из состояния $|1\rangle$ при поглощении кванта $\hbar\omega_1$, может перейти как обратно в состояние $|1\rangle$, так и в состояние $|2\rangle$, спонтанно испустив квант. При этом увеличится населенность уровня $|2\rangle$, что приведет к увеличению поглощения поля $E_2(t)$ по сравнению с его поглощением в отсутствие поля $E_1(t)$. Возможен и обратный процесс, связанный с поглощением кванта $\hbar\omega_2$ и приводящий к увеличению поглощения поля $E_1(t)$. Он будет тем эффективнее, чем выше населенность уровня $|2\rangle$. Однако наличие *интерференционных* эффектов в Λ -системе с общим верхним уровнем, возникающих при высокой когерентности лазерных полей, может привести к уменьшению поглощения системой как поля $E_1(t)$, так и поля $E_2(t)$.

Основы теории КПН изложены в ряде работ и в настоящее время наиболее полно представлены в обзоре [4]. Мы дадим упрощенное описание этого явления в нашей Λ -системе без учета релаксации. Интерференционные эффекты в Λ -системе наиболее просто описываются в базисе, представляющим собой линейную комбинацию собственных состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$:

$$|+\rangle = \frac{1}{\Omega} (\Omega_1^* |1\rangle + \Omega_2^* |2\rangle),$$

$$|-\rangle = \frac{1}{\Omega} (\Omega_2 |1\rangle - \Omega_1 |2\rangle),$$

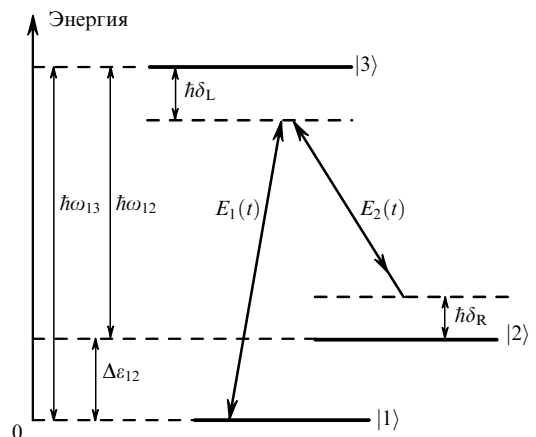
где $\Omega_1 = -d_{13} E_1 / \hbar$ и $\Omega_2 = -d_{23} E_2 / \hbar$ – частоты Раби переходов; $\Omega = (|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2)^{1/2}$; $d_{i3} = -\langle i|r|3\rangle$, $i = 1, 2$. Состояния $|+\rangle$ и $|-\rangle$ не являются собственными состояниями системы и их эволюция во времени описывается следующим образом:

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

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

Энергия уровня $|1\rangle$ принята равной нулю.

В приближении вращающейся волны выражение для электрического дипольного оператора V , связывающего нижние и верхнее состояния, запишем в виде

Рис.2. Трехуровневая Λ -система.

$$V = \frac{\hbar\Omega_1}{2} \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1) |3\rangle\langle 1| + \\ + \frac{\hbar\Omega_2}{2} \exp(-i\omega_2 t - i\varphi_2) |3\rangle\langle 2| + \text{компл. сопр.},$$

а выражения для матричных элементов $\langle 3|V|+\rangle$ и $\langle 3|V|-\rangle$, определяющих связь возбужденного состояния и состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$, будут иметь вид

$$\langle 3|V|+\rangle = \frac{\hbar}{2\Omega} \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1)$$

$$\times \{ |\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2 \exp[-i(\varphi_2 - \varphi_1) - i(\omega_2 - \omega_1 + \Delta\varepsilon_{12}/\hbar)t] \},$$

$$\langle 3|V|-\rangle = \frac{\hbar\Omega_1\Omega_2}{2\Omega} \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1)$$

$$\times \{ 1 - \exp[-i(\varphi_2 - \varphi_1) - i(\omega_2 - \omega_1 + \Delta\varepsilon_{12}/\hbar)t] \}.$$

Если разность оптических частот $\omega_1 - \omega_2$ совпадает с энергетическим расщеплением нижних уровней $\Delta\varepsilon_{12}$ (рамановская отстройка обращается в нуль, $\delta_R = 0$) и выполняется условие $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0$, то матричные элементы будут иметь вид

$$\langle 3|V|+\rangle = \frac{\hbar\Omega}{2} \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1), \quad \langle 3|V|-\rangle = 0.$$

Состояние $|-\rangle$ не взаимодействует с верхним уровнем и, поскольку впервые этот эффект наблюдался во флуоресценции [8], оно получило название «темного» состояния. При облучении системы связанными по фазе полями $E_1(t)$ и $E_2(t)$ происходит перекачка населенности из взаимодействующего состояния $|+\rangle$ в «темное» состояние $|-\rangle$. Система обладает исключительной чувствительностью к разности фаз лазерных полей: так, при $\Delta\varphi = \pi$ «темным» состоянием будет состояние $|+\rangle$, а «светлым» – состояние $|-\rangle$.

При соответствующем выборе A -системы время спонтанного распада нижних уровней чрезвычайно велико (например для сверхтонких компонент основного состояния в щелочных атомах оно достигает нескольких тысяч лет) и им можно пренебречь при рассмотрении ширины линий резонансов КПН. Экспериментально регистрируемая ширина линии определяется стабильностью отстройки δ_R и разности фаз $\Delta\varphi$, а также доплеровским уширением, времяпролетным уширением, штарковским уширением (уширение световым полем и внешними полями), уширением в неоднородных магнитных полях и ударным уширением. В экспериментах со щелочными атомами удается с высокой точностью стабилизировать $\Delta\varphi$, например модулируя интенсивность излучения лазера с частотой, соответствующей $\Delta\varepsilon_{12}$. В случае использования двух независимых диодных лазеров в режиме свободной генерации можно рассчитывать на наблюдение резонансов КПН с шириной порядка нескольких мегагерц.

2. Эксперимент

Два диодных лазера с внешними резонаторами были настроены на длины волн переходов в самарии 672 нм (лазер 1) и 686 нм (лазер 2). Лазерные резонаторы были собраны по схеме Литтрова с коллимирующим асферическим объективом и голографической дифракционной решеткой 1800 штр./мм (лазер 1) и 2400 штр./мм (лазер 2). В одночастотном режиме мощность лазера 1 равна 2.5 мВт, а лазера 2 – около 12 мВт. Характерная ширина

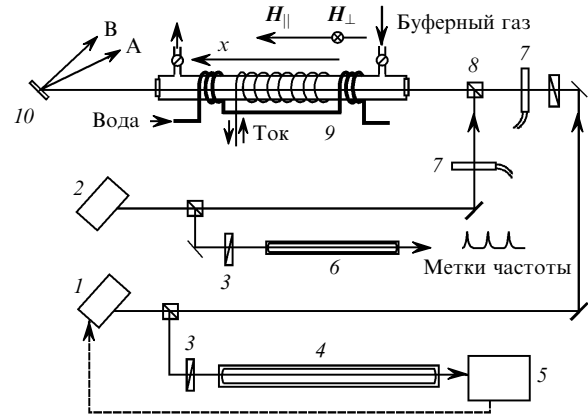


Рис.3. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер 1; 2 – лазер 2; 3 – оптический изолятор; 4 – конфокальный интерферометр длиной 1 м; 5 – система обратной связи; 6 – конфокальный интерферометр длиной 50 см; 7 – жидкокристаллический модулятор; 8 – поляризационный кубик; 9 – кювета с парами самария; 10 – дифракционная решетка.

спектра излучения полупроводникового лазера указанной конфигурации составляет несколько мегагерц, однако при введении дополнительной обратной связи по току или углу поворота решетки она может быть существенно уменьшена. Так, привязка лазера к внешнему стабильному высокочастотному интерферометру позволяет значительно сузить линию генерации.

Спектры интересующих нас переходов в самарии подробно исследованы в работе [9] методами субдоплеровской спектроскопии насыщенного поглощения [10]. В [9] определены относительные изотопические сдвиги и сверхтонкое расщепление уровней с погрешностью 1–2 МГц. Установлено, что линии изотопа ^{154}Sm (распространенность 22.75 %) смещены относительно спектральных линий изотопов ^{144}Sm (3.07 %), ^{147}Sm (14.99 %), ^{148}Sm (11.24 %), ^{149}Sm (13.82 %), ^{150}Sm (7.38 %), ^{152}Sm (26.75 %) более чем на 1 ГГц в красную область спектра, что позволяет осуществлять надежную привязку к переходам в этом изотопе.

Схема установки представлена на рис.3. Пары Sm создаются в кювете из нержавеющей стали длиной 50 см со стеклянными окошками на торцах. Кювета снабжена системой откачки и системой напуска буферного газа. Таблетка Sm весом около 1 г помещается в центр кюветы. Нагрев кюветы производится в центральной части длиной 15 см с помощью обмотки, выполненной коаксиальным нагревателем (~ 500 Вт), питаемым постоянным током. Остаточное магнитное поле в кювете составляет доли эрстеда. Кювета помещена внутрь двух ортогональных пар колец Гельмгольца диаметром 30 см, позволяющих создавать в центральной части кюветы продольное ($H_{||}$) и поперечное (H_{\perp}) магнитные поля до 20 Э.

Самарий относится к довольно тугоплавким металлам ($t_m = 1072^\circ\text{C}$), так что для достижения концентрации атомного пара, достаточной для обеспечения заметного поглощения, необходим сильный нагрев кюветы. Принимая во внимание, что силы осцилляторов интересующих нас переходов невелики ($\sim 10^{-2}$, см. табл.1) [11], а также учитывая данные по давлению насыщенного пара Sm [12], можно оценить, что требуемая концентрация составляет $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а соответствующая ей температура равна 500–600°C. При такой температуре доплеровская ширина исследуемых переходов $\omega_D/2\pi = 700$ МГц.

Табл.1. Силы осцилляторов q и вероятности переходов Γ .

Переход	Длина волны в воздухе (нм)	q (10^{-3})	Γ (10^6 с $^{-1}$)
$6s^2(J_g = 0) \rightarrow 6s6p(J_{up} = 1)$	672.5875	8.5	0.418
$6s^2(J_{low} = 1) \rightarrow 6s6p(J_{up} = 1)$	686.0927	9.5	0.449

В табл.2 приведены энергии и g -факторы нижних метастабильных уровней с $J = 0, 1, 2$ и верхнего уровня Λ -системы по данным работы [11]. Для метастабильных уровней также даны их относительные населенности при температуре 600°C. Эти уровни хорошо термически заселены и поглощение с метастабильного уровня с $J = 1$ сопоставимо с поглощением из основного состояния.

Табл.2. Уровни, задействованные в Sm.

Четные уровни $4f^6 6s^2(^7F)$				Нечетный уровень $4f^6(^7F)6s6p(^3P^o)^9F_1^o$	
J	Энергия уровня (см $^{-1}$)	g	Относительная населенность	J	Энергия уровня (см $^{-1}$)
0	0	–	1		
1	292.58	1.50	0.6	1	14863.85
2	811.92	1.50	0.24		

Лазер 1 настроен на переход в ^{154}Sm $4f^6 6s^2(^7F_0) \rightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^o)^9F_1^o$ с небольшой контролируемой отстройкой δ_L , лежащей в пределах доплеровски уширенного контура линии. Частоту этого перехода удалось измерить с использованием иодного эталона, поскольку линия иода с частотой 14863.9166 см $^{-1}$ находится в пределах регистрируемого спектра самария. Частота перехода $4f^6 6s^2(^7F_0) \rightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^o)^9F_1^o$ в ^{154}Sm составляет 14863.7305 ± 0.0015 см $^{-1}$, что более чем на порядок уточняет данные, представленные в [11]. Лазер 1 привязан к пику пропускания стабилизированного однометрового конфокального интерферометра с высокой долговременной стабильностью (около 5 МГц/ч). При этом ожидается, что ширина спектра лазера 1 составляет десятки килогерц.

Лазер 2 медленно перестраивается в области перехода $4f^6 6s^2(^7F_1) \rightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^o)^9F_1^o$, так, чтобы пройти точку $\delta_R = 0$. Изменение частоты генерации лазера контролируется с помощью полуметрового конфокального интерферометра с добротностью около 20 и областью свободной дисперсии 149.8 ± 0.1 МГц. Согласно измерениям [9], ширина спектра излучения данного лазера составляет около 6 МГц. Модовый состав излучения лазеров 1 и 2 контролируется с помощью спектрального анализатора с добротностью 50 и областью свободной дисперсии 8 ГГц. Все интерферометры оптически изолированы от лазеров для предотвращения возникновения обратной связи.

Линейно поляризованное излучение обоих лазеров сводится на поляризационном кубике в один пучок (с погрешностью 10^{-3} рад) и направляется в кювету с парами самария. При этом плоскости поляризации пучков ортогональны и вектор внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \perp$ лежит в плоскости поляризации лазера 1. На входе в кювету интенсивность излучения лазера 1 составляет 0.1 мВт/мм 2 , а лазера 2 – 0.2 мВт/мм 2 . После выхода из кюветы пучки разделяются с помощью голографической дифракционной решетки 1800 штр./мм и поступают в двухканальную систему регистрации. В канале А сигнал

регистрируется на длине волны 672 нм (лазер 1), а в канале В – на длине волны 686 нм (лазер 2). Перед входом в кювету один из лазерных пучков модулируется с помощью жидкокристаллического модулятора с частотой $f_m = 600$ Гц. Из сигнала другого пучка выделяется составляющая на частоте модуляции f_m , т.е. добавка к поглощению, наведенная модулированным лазерным пучком. Проводилось исследование зависимости формы спектров от направления магнитного поля и давления буферного газа.

3. Результаты эксперимента

На рис.4 представлены спектры наведенного поглощения, зарегистрированные в каналах А и В при выключенном магнитном поле и давлении буферного газа (аргона) 0.2 Тор. Спектры регистрировались последовательно один за другим. В обоих каналах видны узкие пики пропускания – резонансы КПП. Контраст пиков по отношению к полному поглощению в центре линии составляет около 5%. Характерная ширина наблюдаемых резонансов КПП 7 МГц определяется, в основном, шириной спектра лазера 2, небольшой вклад дают также неоднородности лабораторного магнитного поля (0.1 МГц).

Резонансы КПП наблюдаются на фоне широкого контура наведенного поглощения. Рассмотрим характерное поведение сигнала стабилизированного по частоте лазера 1 при сканировании частоты лазера 2. Излучение лазера 1 может взаимодействовать только с теми атомами Sm, для которых проекция скорости на ось пучка лежит в интервале от v_x до $v_x + dv_x$, причем v_x соответствует отстройке $\delta_L = \omega_{13} v_x / c$, где c – скорость света. Излучение сканируемого лазера 2 взаимодействует с атомами из другой скоростной группы $\{v'_x, v'_x + dv'_x\}$, что приводит к увеличению населенности основного состояния $|g\rangle$ этих атомов за счет оптической накачки.

В случае, когда длина свободного пробега $\lambda_f > D$, где D – диаметр лазерного пучка, изменения в поглощении на частоте лазера 1 имеют место при $v'_x \approx v_x$, что выполняется при малых δ_R . При $\lambda_f < D$ столкновения приводят к переходам атомов из одной скоростной группы в другую. Так, атомы из скоростной группы v'_x , перешедшие в состояние $|g\rangle$ после поглощения фотона лазера 2, могут эффективно взаимодействовать с пучком лазера 1. Это увеличивает поглощение в пучке лазера 1 при $|\delta_R| \lesssim \omega_D$.

Если число столкновений за время нахождения атомов в лазерном пучке достаточно велико, атомы Sm полностью «забывают» свою начальную скоростную группу и максвеллизуются. В газовой смеси самария и аргона для этого достаточно четырех столкновений. Добавка к поглощению излучения лазера 1 будет определяться чис-

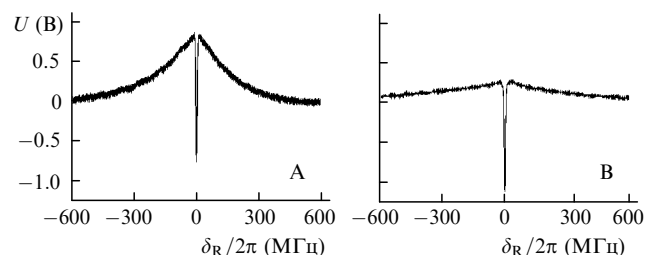


Рис.4. Спектры резонансов КПП, зарегистрированные последовательно в каналах А и В при выключенном магнитном поле и давлении буферного газа (аргона) 0.2 Тор.

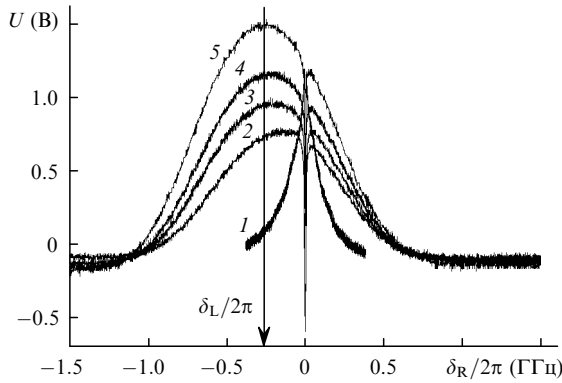


Рис.5. Спектры наведенного поглощения, зарегистрированные в канале А при выключенном магнитном поле и давлении буферного газа (аргона) 0.1 (1), 0.4 (2), 0.77 (3), 1.2 (4) и 2.0 Тор (5).

лом атомов, находящихся в скоростной группе $\{v'_x, v'_x + dv'_x\}$, т. е. максвелловским распределением.

На рис.5 представлены контуры наведенного поглощения при разных давлениях буферного газа, зарегистрированные в канале А при выключенном магнитном поле. С ростом давления в контуре поглощения начинает проявляться максвелловская составляющая, максимум которой сдвигается к частоте, соответствующей точному резонансу $\omega_2 \approx \omega_{23}$. При давлениях порядка 1 Тор контур приобретает гауссову форму с шириной около 750 МГц. Ширина продолжает медленно увеличиваться с ростом давления, что связано с более глубокой максвеллизацией начальной скоростной группы и ударным уширением перехода (20 МГц/Тор при комнатной температуре).

С ростом давления буферного газа амплитуда резонанса КПН уменьшается, в то время как его ширина на полувысоте остается постоянной. Уменьшение амплитуды резонанса в нашем случае связано с уменьшением времени жизни атома в скоростной группе $\{v_x, v_x + dv_x\}$, находящегося в резонансе с обоими лазерными полями. На рис.6 приведена зависимость амплитуды резонанса от длины свободного пробега Sm в Аг, нормированной на характерный диаметр лазерного пучка ($D = 4$ мм). Длина свободного пробега в нашем случае определяет время перевода атома в «темное» состояние и амплитуду резонанса КПН. Когда длина свободного пробега становится равной D , время взаимодействия определяется временем пролета пучка (около 10^{-5} с). Поскольку при наших интенсивностях излучения насыщение перехода невелико [9], характерное время, необходимое для циклического перехода $|g\rangle \rightarrow |up\rangle \rightarrow |low\rangle$, имеет порядок нескольких микросекунд, и за время пролета пучка атом успевает испытать лишь несколько актов возбуждения.

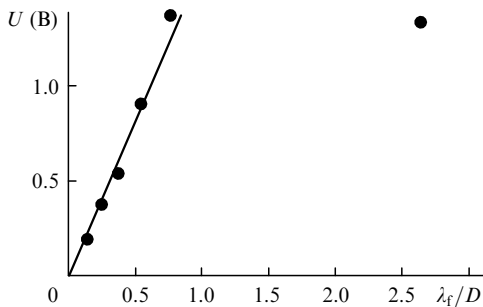


Рис.6. Зависимость интенсивности резонанса КПН от длины свободного пробега атома самария в аргоне, нормированной на диаметр лазерного пучка $D = 4$ мм.

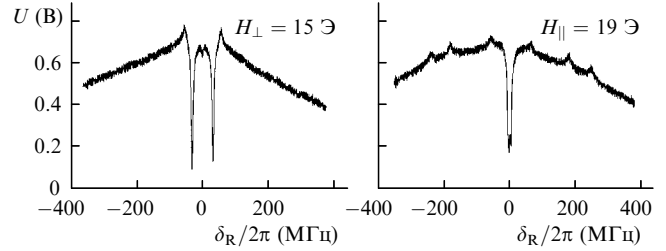


Рис.7. Резонансы КПН, регистрируемые в канале А в поперечном и продольном магнитных полях при давлении аргона 0.2 Тор.

Увеличение числа циклов накачки нашей незамкнутой Λ -системы не приведет к существенному увеличению населенности «темного» состояния, поскольку кроме перевода атома в это состояние возможны переходы из верхнего состояния на компоненту тонкой структуры с $J = 2$ (см. рис.1). Не захваченный в «темное» состояние атом быстро перейдет в состояние с $J = 2$ и будет потерян.

Наложение магнитного поля приводит к расщеплению уровней на магнитные компоненты и соответствующему изменению формы резонансов КПН. На рис.7 представлены контуры наведенного поглощения в канале А при наложении поперечного магнитного поля $H_{\perp} = 15$ Э или продольного магнитного поля $H_{\parallel} = 19$ Э.

При наложении магнитного поля основное состояние $|g\rangle$ остается неизменным ($I = 0, J_g = 0$), в то время как каждый из уровней $|low\rangle$ и $|up\rangle$ расщепляется на три магнитные компоненты с $m = -1, 0, +1$. На рис.8 приведена схема уровней системы в магнитном поле (не в масштабе). В поперечном магнитном поле H_{\perp} линейно поляризованное излучение лазера 1 (вектор H_{\perp} лежит в плоскости поляризации) может вызывать только переходы с $\Delta m = 0$ (π -компоненты). В то же время излучение лазера 2 с плоскостью поляризации, ортогональной H_{\perp} , вызывает переходы с $\Delta m = \pm 1$ (σ -компоненты).

Из рис.8,а видно, что в нашем случае возможно образование двух Λ -систем с магнитными квантовыми числами основного, верхнего и нижнего состояний m_g, m_{up}, m_{low} , равными 0, 0, +1 и 0, 0, -1. Определим условия резонанса КПН для этих систем. Поскольку в общем случае лазер 1 настроен не точно в резонанс с верхним уровнем $|up\rangle$, только атомы с определенной проекцией скорости v_x на ось пучка будут взаимодействовать с излучением лазера 1:

$$\omega_1 = \omega_{13}(1 + v_x/c).$$

Условие резонанса КПН в покоящемся атоме соответствует случаю $\delta_R = 0$ или случаю

$$\omega_{12} = \omega_{13} - \Delta\epsilon_{12}/\hbar - m_{low}g_{low}\mu_B H_{\perp}/\hbar,$$

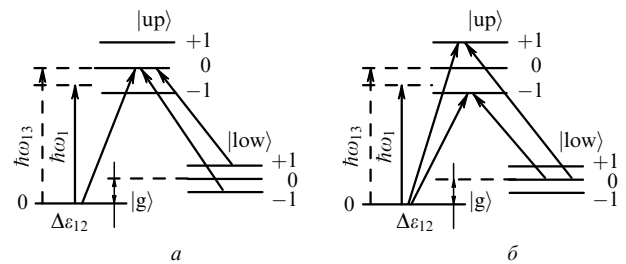


Рис.8. Λ -системы в атоме Sm, образующиеся при наложении поперечного (а) и продольного (б) магнитных полей, при линейных ортогональных поляризациях лазерных пучков.

где $g_{\text{low}} = 1.5$ – фактор Ланде метастабильного уровня. Оно может выполняться для двух частот лазера $2 - \omega_2^+$ и ω_2^- , соответствующих переходам на магнитные подуровни с $m_{\text{low}} = +1$ и $m_{\text{low}} = -1$. Таким образом, в спектре образуется расщепленная линия резонанса КПН. Расщепление совпадает с зеемановским расщеплением нижнего уровня:

$$\omega_2^+ - \omega_2^- = -\frac{2g_{\text{low}}\mu_B H_{\perp}}{\hbar}.$$

Расщепление $\Delta v_{\perp} = |\omega_2^+ - \omega_2^-|/2\pi$ в поле $H_{\perp} = 15$ Э составляет 65 МГц и находится в соответствии с нашими оценками.

Несколько иной вид резонансов КПН будет наблюдаться в продольном магнитном поле H_{\parallel} . В этом случае в обоих лазерных пучках возможны лишь переходы с $\Delta m = \pm 1$. Соответствующие Λ -системы представлены на рис.8,б. Излучение лазера 1 находится в резонансе с атомами, имеющими две различные проекции скорости v_x^+ и v_x^- , соответствующие магнитным подуровням с $m_{\text{up}} = +1$ и $m_{\text{up}} = -1$ и определяемые из соотношений

$$\omega_1 = (\omega_{13} + g_{\text{up}}\mu_B H_{\parallel}/\hbar)(1 + v_x^+/c),$$

$$\omega_1 = (\omega_{13} - g_{\text{up}}\mu_B H_{\parallel}/\hbar)(1 + v_x^-/c),$$

где $g_{\text{up}} = 3.1$ – фактор Ланде верхнего уровня.

Резонансы КПН будут наблюдаться для двух частот сканирующего лазера

$$\omega_2^+ = \frac{\omega_1}{\omega_{13}} \left(\omega_{13} - \frac{\Delta\varepsilon_{12}}{\hbar} + \frac{\Delta\varepsilon_{12}}{\hbar\omega_{13}} \frac{g_{\text{up}}\mu_B H_{\parallel}}{\hbar} \right),$$

$$\omega_2^- = \frac{\omega_1}{\omega_{13}} \left(\omega_{13} - \frac{\Delta\varepsilon_{12}}{\hbar} - \frac{\Delta\varepsilon_{12}}{\hbar\omega_{13}} \frac{g_{\text{up}}\mu_B H_{\parallel}}{\hbar} \right),$$

что приводит к расщеплению линии резонанса КПН:

$$\omega_2^+ - \omega_2^- = \frac{\Delta\varepsilon_{12}}{\hbar\omega_{13}} \frac{2g_{\text{up}}\mu_B H_{\parallel}}{\hbar}.$$

Отметим, что отношение расщеплений резонансов КПН в поперечном и продольном магнитных полях

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{\Delta v_{\parallel}} = \frac{\hbar\omega_{13}}{\Delta\varepsilon_{12}} \frac{g_{\text{low}}H_{\perp}}{g_{\text{up}}H_{\parallel}} \approx 25 \frac{H_{\perp}}{H_{\parallel}}.$$

В нашем случае $H_{\parallel} = 19$ Э, что соответствует $\Delta v_{\parallel} = 3$ МГц и приводит к уширению резонанса КПН (см. рис.7). Отметим, что кроме резонансов КПН в продольном поле наблюдаются также узкие субдоплеровские пики дополнительного поглощения на отстройках $\delta_R = \pm 1.5\mu_B H_{\parallel}/\hbar$, $\pm 4.5\mu_B H_{\parallel}/\hbar$, $\pm 6\mu_B H_{\parallel}/\hbar$.

Построенная в атоме самария Λ -система выигрышно отличается своей простотой и относительной легкостью интерпретации получаемых результатов от сложных многоуровневых систем в щелочных атомах (Λ -система в атоме Cs в магнитном поле превращается в 48-уровневую систему [13]). Авторам представляется выполнимой задача аналитического описания образующейся 7-уровневой системы. Увеличение времени взаимной когерентности лазерных полей (например сужение линии генерации лазера 2) должно привести к существенному увеличению добротности резонансов КПН.

Работа выполнена при поддержке фонда Volkswagen Stiftung (грант I/73 647), РФФИ (грант № 00-15-96586), Программы Министерства науки «Физика квантовых и волновых процессов» и Федеральной программы «Интеграция» (проект АО133 и проект «Мир», участник № 7).

1. Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R. *Optics Letts*, **3**, 218 (1978).
2. Agrawal G.P. *Phys.Rev.A*, **24**, 1399 (1981).
3. Wynands R., Nagel A. *Appl.Phys.B*, **68**, 1 (1999).
4. Arimondo E. In: *Progress in optics* (1996, v.35, pp.257–354).
5. Александров Е.Б., Котылев В.Н., Кулясов В.Н., Василевский К.П. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 3 (1983).
6. Udem T., Huber A., Gross B. et al. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2646 (1997).
7. Reichert J., Niering M., Hozwarth R. et al. *Phys.Rev.Letts*, **84**, 3232 (2000).
8. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orrios G. *Nouvo Cim. B*, **36**, 5 (1976).
9. Колачевский Н.Н., Папченко А.А., Киселев Н.А. и др. *Оптика и спектроскопия*, **90**, № 2, 25 (2001).
10. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М., Наука, 1990).
11. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. *The Rare-Earth Elements* (Atomic energy levels. Washington DC 20234, Institute for Basic Standart NBS, 1978, p.162).
12. *Таблицы физических величин*. Под ред. И.С.Кикоина (М., Атомиздат, 1976).
13. Wynands R., Nagel A., Brandt S., Meschede D., Weis A. *Phys.Rev. A*, **58**, 196 (1998).