

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов

Курсовая работа
студентки 525 группы Ю. В. Владимировой

Спектроскопия темных резонансов в парах самария

Научный руководитель
к. ф.-м. н., доцент
Б.А. Гришанин

2001 г.

Содержание

1	Введение	3
2	Явление когерентного пленения населенностей и его применение в различных приложениях	4
2.1	Темные резонансы в трехуровневой системе	4
2.2	Атомные системы для наблюдения КПН	7
2.3	Прецизионные измерения с использованием когерентных темных состояний	8
2.3.1	Эффекты, ответственные за сдвиг частоты	8
2.4	Магнетометрия	10
2.4.1	Принцип измерения	10
2.4.2	Преимущество магнетометров на резонансах КПН	11
2.4.3	Отношение g-факторов	12
3	Выбор исследуемой модели и постановка задачи.	13
3.1	Спектроскопические характеристики самария	14
4	Математическая техника расчетов	15
4.1	Расчет лиувиллиана N -уровневого атома с использованием символического представления	16
5	Трехуровневая Λ-система	19
6	Четырехуровневая Λ-система	20
6.1	Зависимость резонанса КПН от скорости распада на уровень $4f^66s^2(^7F_1)$	21
6.2	Зависимость резонанса КПН от скорости распада и скорости оптической накачки уровня 2	24
6.3	Зависимость резонанса КПН от скорости дефазировки нижних уровней .	25
7	Исследование резонансов КПН в магнитных полях	25
7.1	Введение	25
7.2	Продольное магнитное поле	26
7.2.1	Спектры поглощения покоящегося атома самария при наложении продольного магнитного поля	26
7.2.2	Наблюдение резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии в продольном магнитном поле	28
7.2.3	Сопоставление расчетов с данными эксперимента	30
7.3	Поперечное магнитное поле	30
7.3.1	Спектры поглощения покоящегося атома самария при наложении поперечного магнитного поля	30
7.3.2	Наблюдение резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии в поперечном магнитном поле	31
7.3.3	Сопоставление расчетов с данными эксперимента для поперечного магнитного поля	32
7.4	Расчет дисперсии	32
8	Заключение	32

1 Введение

В конце семидесятых годов были выявлены ранее неизвестные особенности поведения трехуровневых систем в поле двух электромагнитных волн. Усилиями многих исследователей было открыто новое явление при возбуждении трехуровневых систем, которое допускает, в принципе, распространение и на многоуровневые системы, а именно — *когерентное пленение населенностей (КПН)* [1, 2].

Оказалось, что многоуровневую систему не всегда можно возбудить на верхние уровни, поскольку возможно существование особых суперпозиционных состояний таких систем, когда они не взаимодействуют с оптическими полями. Выяснилось, что достижение таких состояний возможно только при выполнении определенных условий на интенсивности и частотные расстройки световых полей, при выполнении которых система находится в состоянии КПН и не взаимодействует с полями. Простейшей системой такого вида является Λ -система энергетических уровней — система с двумя близкими долгоживущими нижними уровнями и третьим удаленным от них уровнем, взаимодействующая с двумя световыми волнами, имеющими частоты ω_{L1} , ω_{L2} (рис.1). Настройка возбуждающих систему полей в резонанс с её дипольными переходами приводит к пленению населенностей системы в когерентной суперпозиции двух нижних близко расположенных уровней. В спектрах рамановского поглощения этот эффект проявляется в виде очень узкого провала на фоне линии поглощения, а в спектрах резонансной флуоресценции он наблюдается как отсутствие эмиссии, что дало название "темный (или КПН) резонанс".

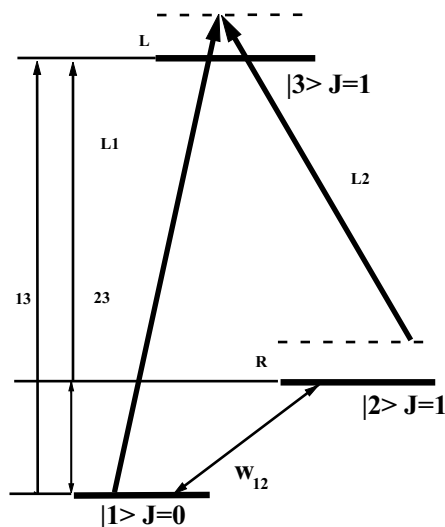


Рис. 1: Трехуровневая Λ -система: ω_{L1} , ω_{L2} — частоты лазерных полей; Ω_{31} , Ω_{32} — соответствующие частоты Раби; δ_L , δ_R — расстройка резонанса на переходе 1–3 и рамановская расстройка; γ_{31} , γ_{32} — скорости радиационного распада возбужденного состояния на уровни 1, 2; γ_{12} , w — скорости распада и накачки уровня 1 через уровень 2; Γ_{31} , Γ_{32} — скорости дефазировки переходов 1–3 и 2–3; Γ_{12} — скорость чистой дефазировки перехода 1–2.

После первых теоретических работ [3], где фактически был предсказан сам эффект, и первых экспериментов [4, 5, 6], началось более детальное теоретическое и экспериментальное изучение эффекта КПН в трехуровневой Λ -системе, а также в более сложных многоуровневых системах. Достигнутая в настоящее время ширина резонанса со-

ставляет порядка 50 Гц. Такая узкая ширина делает резонансы КПН перспективными для использования в прецизионных измерениях. В настоящее время ведутся работы по разработке магнетометров для регистрации и измерения сверхслабых магнитных полей, компактных атомных часов и ряда других практически важных приложений.

Следует особо отметить два важных обстоятельства. Во-первых, само явление КПН является фундаментальным свойством квантовых систем, в которых имеется возможность интерференции между различными каналами возбуждения. Поэтому совершенно не важна конкретная природа таких систем. Это могут быть квантовые переходы в атомах и молекулах, центрах окраски и примесных центрах в полупроводниках, а также переходы энергетической структуры возбужденных ядер. Другое обстоятельство связано с исследованием возбуждения многоуровневых систем. Поскольку трехуровневая система — наиболее простая многоуровневая система, в которой возможен КПН, а многоуровневую систему зачастую удается разбить на трехуровневые подсистемы, то, зная характер возбуждения простейшей схемы, можно качественно рассматривать возбуждение сложных многоуровневых систем. Этот метод анализа используется в дальнейшем в настоящей работе.

2 Явление когерентного пленения населенностей и его применение в различных приложениях

2.1 Темные резонансы в трехуровневой системе

Резонансы когерентного пленения населенностей с узкой шириной линии происходят в системах с двумя долгоживущими состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ и третьим возбужденным состоянием $|3\rangle$, связанными двумя световыми полями $E_1 \exp(-i\omega_1 t - i\varphi_1)$ и $E_2 \exp(-i\omega_2 t - i\varphi_2)$, расположение энергетических уровней напоминает греческую букву Λ (откуда название Λ -система). Эта конфигурация реализуется, например, в щелочных атомах, где уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$ могут быть отождествлены с двумя сверхтонкими компонентами основного состояния и уровень $|3\rangle$ с первым возбужденным состоянием. Предполагаем здесь, что каждое световое поле взаимодействует только с одним переходом. В соответствии с определениями $\Delta = \Omega_2 - \Omega_1$, оптическая расстройка $\delta = \omega_1 - \omega_{31}$, и Рамановская расстройка $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - \Delta$ на рисунке 1 показан случай $\delta > 0$ и $\delta_R > 0$.

Если отстройки малы, т.е. частоты полей $E_1(t)$ $E_2(t)$ близки к резонансным частотам переходов, то одним из процессов происходящих в системе, будет процесс оптической накачки. Система, при поглощении кванта $\hbar\omega_1$ переходит из состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$ и может затем перейти как в состояние $|1\rangle$, так и в состояние $|2\rangle$, спонтанно испустив квант. Увеличение населенности на уровне $|1\rangle$ ведет к росту поглощения светового поля 1 в сравнении со случаем, когда $E_2 = 0$. Аналогичное рассуждение будет справедливо, если поля 1 и 2 поменять ролями. Если, как в случае трехуровневой системы, оба перехода включают одно и то же в возбужденное состояние происходит интерференционный эффект, снижающий поглощение для обоих полей.

Чтобы более ясно понять природу данного физического процесса, часто атомную систему для большей наглядности рассматривают в различных базисах. Например, вместо состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ рассматривают их "симметрическую" и "антисимметрическую" линейные комбинации $|+\rangle$ и $|-\rangle$:

$$|+\rangle = \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}(\Omega_{R1}^*|1\rangle + \Omega_{R2}^*|2\rangle) \quad (1)$$

$$|-\rangle = \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}(\Omega_{R2}|1\rangle - \Omega_{R1}|2\rangle), \quad (2)$$

где частоты Раби Ω_{Ri} определяются в терминах дипольных моментов переходов:

$$\Omega_{R1} = -\frac{d_{31}E_1}{\hbar} \quad (3)$$

$$\Omega_{R2} = -\frac{d_{32}E_2}{\hbar} \quad (4)$$

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{|\Omega_{R1}|^2 + |\Omega_{R2}|^2} \quad (5)$$

$$d_{3i} = -e\langle 3|r|i\rangle \quad (6)$$

Когда расщепление Δ между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ не равно нулю, новые состояния $|+\rangle$ и $|-\rangle$ не являются собственными состояниями энергии, однако зависят от времени:

$$|+\rangle(t) = \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}e^{-i\Omega_1 t}(\Omega_{R1}^*|1\rangle + e^{-i\Delta t}\Omega_{R2}^*|2\rangle) \quad (7)$$

$$|-\rangle(t) = \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}e^{-i\Omega_1 t}(\Omega_{R2}|1\rangle + e^{-i\Delta t}\Omega_{R1}|2\rangle). \quad (8)$$

В приближении вращающихся волн (ПВВ) электро-дипольный оператор взаимодействия, связывающий основное и возбужденное состояния, выглядит следующим образом:

$$V_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Omega_{R1}}{2}e^{-i\omega_1 t - i\varphi_1}|3\rangle\langle 1| + \frac{\hbar\Omega_{R2}}{2}e^{-i\omega_2 t - i\varphi_2}|3\rangle\langle 2| \quad (9)$$

так, что при $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ матричный элемент дипольного перехода в возбужденное состояние

$$\langle 3|V_{\text{dip}}|+\rangle = \frac{\hbar}{2\Omega_{\text{eff}}}e^{-i(\Omega_1 + \omega_1)t - i\varphi_1} (|\Omega_{R1}|^2 + |\Omega_{R2}|^2 e^{i\delta_R t + i\Delta\varphi}) \quad (10)$$

$$\langle 3|V_{\text{dip}}|-\rangle = \frac{\hbar\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{2\Omega_{\text{eff}}}e^{-i(\Omega_1 + \omega_1)t - i\varphi_1} (1 - e^{i\delta_R t + i\Delta\varphi}) \quad (11)$$

В случае, когда разность частот двух световых полей совпадает с величиной расщепления основного состояния $\delta_R = 0$, и соответствующая относительная фаза $\Delta\varphi = 0$, возможны переходы только из состояния $|+\rangle$:

$$\langle 3|V_{\text{dip}}|+\rangle = \frac{\hbar\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{-i(\Omega_1 + \omega_1)t - i\varphi_1} \quad (12)$$

$$\langle 3|V_{\text{dip}}|-\rangle = 0. \quad (13)$$

состояние $|-\rangle$ называется темным состоянием. Атомные населенности, которые оптически накачиваются из состояния $|+\rangle$ становятся захваченными в состояние $|-\rangle$, уменьшает интенсивность флуоресценции и среда становится "темнее". Процесс оптической накачки в когерентное темное состояние называется *когерентным пленением населенностей* (КПН) или *электромагнитной индуцированной прозрачностью* (ЭИП). Впервые явление КПН наблюдалось в экспериментах с парами Na [4]. С тех пор оно наблюдалось в ряде систем и использовалось в различных приложениях от лазерного охлаждения атомов [14] — что было отмечено присуждением Нобелевской премии по физике 1997 года Коэну Танноуджи — до разделения изотопов в оптически плотной среде [15].

Снижение поглощения происходит благодаря деструктивной интерференции амплитуд переходов по двум возможным путям возбуждения уровня $|3\rangle$. Когерентная природа процесса проявляется: 1) в когерентной суперпозиции состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$ в уравнениях (1), (2) и 2) в появлении световых фаз в уравнениях (10), (11). Если относительная фаза двух световых волн изменяется от нуля до π , то состояние $|-\rangle$ становится "светлым", а $|+\rangle$ становится "темным" для равных частот Раби. Т.е. обязательно требуется стабилизировать относительную фазу, иначе происходит постоянная перекачка населенности из $|+\rangle$ в $|-\rangle$, из $|-\rangle$ в $|+\rangle$, и т. д. Поэтому, в экспериментах, стабильность относительной фазы двух световых источников играет критическую роль.

Рассматривая модель, более приближенную к реальным условиям, надо ввести дефазировки и константы распада для всех уровней. Стандартный путь описания системы — использование формализма матрицы плотности и стационарных собственных состояний энергии в качестве базиса. Когерентная суперпозиция в уравнениях (1), (2) затем заменяется когерентностями основного состояния, т.е. ненулевыми недиагональными элементами матрицы плотности ρ_{12} . Решение уравнения движения для матрицы плотности в стационарном случае позволяет рассчитать комплексную восприимчивость среды $\chi(\omega_1)$ вблизи Рамановского резонанса, например для фиксированной $\omega_2 = \omega_{32}$ и варьируемой ω_1 . В обзоре АРИМОНДО [1] приведено это стандартное представление, а также указано много ссылок на работы, касающиеся данной тематики. Например, полное аналитическое выражение было опубликовано у КЕЛЛИ *и др.* [16].

Когда ω_1 отстроена от ω_{31} лазерное поле 2 оптически перекачивает населенность в состояние $|1\rangle$. Когда световое поле 1 вступает в резонанс, то, как следует из экспериментов, наблюдается рост поглощения. Однако, когда оба поля вступают в резонанс с соответствующими оптическими переходами и, казалось бы, следовало ожидать максимального поглощения, наблюдается резкий спад: КПН отменяет поглощение. Полностью кривая поглощения выглядит как лоренциан с шириной, соответствующей однородно уширенному оптическому переходу и с гораздо более узким инвертированным лоренцианом в центре. Соответствующий коэффициент преломления — это дисперсионный лоренциан с аномальной дисперсией вблизи расстройки $\delta_R = 0$ и узкого дисперсионного лоренциана противоположного знака, т.е. с нормальной дисперсией при $\delta_R = 0$.

Малая ширина линии темного резонанса делает эффект когерентного пленения населенностей интересным для прецизионных приложений. Важным параметром является время жизни когерентности основного состояния, ответственное за эффект пленения. Поскольку для щелочных атомов состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ имеют одинаковую четность, то преобладающим процессом радиационного распада является магнито-дипольный переход, связывающий состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$, со спонтанным временем жизни. Эта вероятность перехода пренебрежимо мала, поэтому, в экспериментах, основными параметрами, определяющими наблюдаемую ширину линии являются: стабильность $\Delta\omega$ и $\Delta\varphi$, доплеровское уширение, энергетическое уширение, столкновения и внешние поля. В многоуровневых атомах когерентность также может быть разрушена путем оптического возбуждения в дополнительное возбужденное состояние через однофотонное поглощение. Кроме того процессы более высокого порядка, например четырехфотонный процесс, могут дать небольшой вклад в специальных условиях эксперимента [18]. Некоторые из этих эффектов также вызывают сдвиг резонансной частоты, что влияет на результат прецизионных экспериментов.

Характеристики резонанса КПН определяются поведением когерентности сверхтонкого основного состояния, индуцированной двумя световыми полями. Подобные когерентности долго изучались в радиочастотной спектроскопии. Поэтому чаще всего справедливо естественное предположение, что физические принципы, лежащие в основе ре-

зонансов КПН и резонансов в радиочастотной области подобны. Например, это верно в отношении сечений релаксационных процессов и систематических эффектов, как будет показано далее, хотя между ними все же имеются определенные различия (рис.2). Поскольку для того, чтобы связать два основных состояния в темный резонанс, используется два фотона, то возможно индуцировать когерентности с $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$, в отличие от стандартного (одnofотонного) радиочастотного возбуждения, где возможны только $\Delta m = 0, \pm 1$. Это становится наглядным, например, в малых магнитных полях, которые снимают вырождение нижних магнитных подуровней.

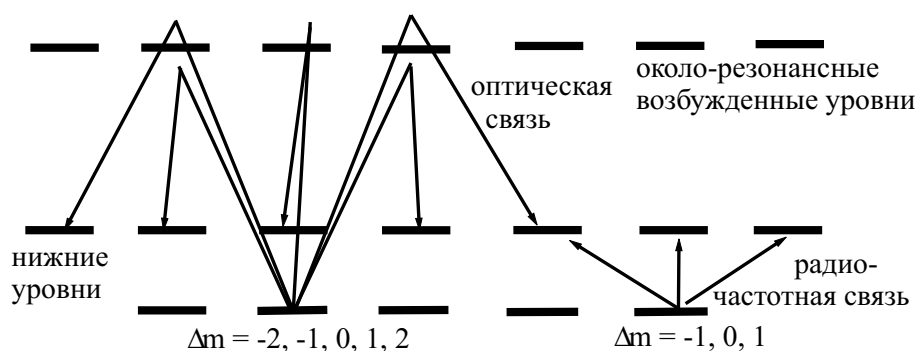


Рис. 2: Сходство и различие между темными резонансами и резонансами в радиочастотной области [8].

Отдельным преимуществом темного резонанса является то, что могут быть использованы оптические волокна для доставки возбуждающего излучения к образцу. Это особенно важно для чувствительных магнетометров, т.к. все магнитные и электрические компоненты должны быть удалены из изучаемого объема, следовательно, можно достичь микрометрического пространственного разрешения при оптическом возбуждении, в отличие от сантиметрового разрешения в радиочастотных экспериментах.

2.2 Атомные системы для наблюдения КПН

Впервые резонанс КПН наблюдался в парах атома натрия [4]. 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 в несколько ГГц. Электро-дипольные переходы между компонентами сверхтонкой структуры запрещены, поэтому радиационный распад пренебрежимо мал. Большое время жизни (тысячи лет) атомов щелочных металлов в когерентной суперпозиции нижних состояний способствует возникновению КПН. Возможность регистрации контрастных и высокочастотных резонансов КПН в щелочных атомах обусловлена следующим: 1) наличием прецизионных стабильных лазерных систем, перестраиваемых в области резонансного перехода и 2) относительно простой фазовой привязкой световых полей E_1 и E_2 . Так, в чистых парах цезия зарегистрированы резонансы с шириной около 10 кГц [8]. Дальнейшее уменьшение ширины резонанса возможно при введении в ячейку инертного буферного газа (Ne, He, Ar) при давлении нескольких кПа. Частые столкновения с атомами буферного газа препятствуют свободному движению атомов через световой пучок так, что время взаимодействия со светом возрастает на порядки. При этом столкновения с буферным газом практически не нарушают когерентность, благодаря чему происходит

сильное сужение резонанса. Так в ячейке, содержащей цезий и неон в качестве буферного газа, достигнута ширина резонанса порядка 50 Гц [8]. Также, в случае атомов цезия, для сохранения когерентности используются ячейки, стенки которых покрыты парафином или органосиланами. Такое покрытие снижает вероятность разрушения когерентного состояния при столкновении атома со стенкой в сотни и даже тысячи раз.

Редкоземельные атомы также используются при наблюдении КПН, это обусловлено тем, что в редкоземельных атомах характерное расстояние между компонентами тонкой структуры конфигурации 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 составляет несколько секунд. Резонансы КПН в Λ -системе, нижними уровнями которой являются компоненты тонкой структуры в редкоземельном атоме также обладают высокой потенциальной добротностью. Уровни тонкой структуры в редкоземельных атомах также слабочувствительны к атомным столкновениям, поскольку они хорошо заэкранированы внешней замкнутой оболочкой. Таким образом, свойства резонансов КПН в редкоземельных атомах открывает перспективу их использования в метрологических приложениях, например, для создания вторичного стандарта частоты.

2.3 Прецизионные измерения с использованием когерентных темных состояний

Узкие резонансы КПН, полученные с помощью оптических устройств можно использовать для прецизионных измерений, основанных на детектировании частотных сдвигов. Например, зеемановские сдвиги линий темного резонанса можно детектировать даже для очень слабых магнитных полей (пТ). С другой стороны в сильных магнитных полях положение зеемановских компонент темного резонанса зависит не только от электронного, но и от ядерного магнитного момента основного состояния атома. Анализируя положения зеемановских компонент в этом случае можно с высокой точностью определить отношение g_I/g_J ядерного и электронного g -факторов. Если же экранировать ячейку от магнитных полей, то положение невозмущенного резонанса может служить маркером частоты и использоваться в компактных атомных часах.

При высокой точности детектирования частотных сдвигов важно избежать систематических ошибок, т.е. паразитных сдвигов резонансной линии, вызываемых различными физическими явлениями. На положение резонанса оказывают влияние давление и атомные свойства буферного газа, интенсивность действующих лазерных полей и даже вращение Земли.

2.3.1 Эффекты, ответственные за сдвиг частоты

Для определения положения резонанса выбирается рабочая точка на резонансной кривой, например на половине высоты пика пропускания. При точном определении положения резонанса следует различать два типа эффектов, сдвигающих частоту линии. В первом случае сдвиг рабочей точки обусловлен сдвигом центра резонансной линии, во втором случае ее сдвиг обусловлен уширением линии без смещения ее центра. При этом уширение может происходить как с сохранением силы линии (при неоднородностях магнитного поля), так и без него (при энергетическом уширении). Например, при энергетическом уширении, для цезиевой ячейки с оптимальным давлением неона 2 кПа ширина линии возрастает со скоростью $4,1 \text{ кГц}/(\text{ мВт}/\text{ см}^2)$ [8]. Для флуктуации интенсивности

в 1% сдвиг линии составляет 3,4 мГц, поэтому для особо точных измерения требуется стабилизация интенсивности лазерного излучения.

2.3.1.1. Влияние давления буферного газа на сдвиг резонанса Роль буферного газа заключается в значительном увеличении времени взаимодействия излучения с активными атомами, что сужает резонансную линию. В упрощенном виде взаимодействие активных атомов с буферным газом можно описать двумя способами в зависимости от расстояния между атомами. При больших межатомных расстояниях силы Ван-дер-Ваальса отталкивают валентный атом от ядра, в то время как на малых расстояниях наоборот подталкивают его к ядру. Т.к. атомы неона слабо поляризованы, то взаимодействие Ван-дер-Ваальса мало и чистый эффект столкновения сводится к росту сверхтонкого расщепления, т.е к сдвигу резонанса КПН в область более высоких частот (этот сдвиг возрастает со скоростью $(4, 80 \pm 0, 10)$ Гц/Па и хорошо согласуется со значениями скорости для р.ч. перехода $(4, 52 \pm 0, 2)$ Гц/Па между двумя нижними состояниями). Изменения давления буферного газа вызывают относительно большие систематические сдвиги, но такое влияние давления можно скомпенсировать используя смесь различных газов. Более тяжелые и легче поляризуемые благородные газы (Ar, Kr) сдвигают резонанс в противоположную сторону, т.к. силы Ван-дер-Ваальса доминируют при соударениях [23]. Используя смесь 38% неона и 63% аргона, можно устранить сдвиг резонанса, вызванный давлением буферного газа, при этом линия будет уширена.

Другое интересное явление — это изменение g -фактора электрона, вызванное столкновениями с буферным газом. Это может влиять на положение линии в магнитном поле. Херман [20] рассчитал

$$\frac{\Delta g_J}{g_J} = -\sqrt{\frac{4}{3\pi}} N_{\text{buff}} \sigma_{\text{kin}} \sqrt{\sigma_{\text{dis}}} \quad (14)$$

где N_{buff} — плотность атомов буферного газа, σ_{kin} — кинетическое сечение, σ_{dis} — рандомизированное электронное сечение, вызванное взаимодействием между электронным спином и относительным угловым моментом сталкивающихся частиц. Однако, в случае слабых полей изменение g_J с давлением дает пренебрежимо малый вклад в смещение резонансов.

2.3.1.2 Сдвиги, зависящие от интенсивности лазерных полей Присутствие резонансного светового поля не только индуцирует переходы между двумя атомными состояниями, но также сдвигает относительное положение двух энергетических состояний благодаря динамическому эффекту Штарка. Этот сдвиг пропорционален интенсивности излучения и силе перехода. Поскольку при резонансе темное состояние согласно уравнению (13) не взаимодействует со световыми полями, то его положение не зависит от интенсивности. Однако, при малых Рамановских расстройках наблюдается минимум поглощения и положение этого минимума зависит от лазерной интенсивности.

Преобладающим физическим механизмом, ответственным за зависящий от интенсивности сдвиг линии, является динамический эффект Штарка на однофотонных переходах $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, что сдвигает уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$ относительно уровня $|3\rangle$. Следовательно, для темного резонанса ожидаемый сдвиг линии будет равен разности сдвигов уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$. В работе [22] получено аналитическое выражение для обратной величины населенности третьего уровня $1/n_3$. Два из трех членов, входящих в это выражение, зависят от оптической расстройки δ и разности квадратов частот Раби $\Omega_{R2}^2 - \Omega_{R1}^2$. Следствием является зависящая от интенсивности асимметрия линии поглощения и сдвиг ее

минимума. При сравнении теоретических расчетов с экспериментом следует учитывать доплеровское уширение.

Важным параметром является отношение доплеровской ширины линии к однородной. В ячейке без буферного газа доплеровская ширина $\Gamma_D = 370$ МГц, что гораздо больше, чем однородная ширина линии Γ_S . В буферном газе однородная ширина линии возрастает до нескольких сотен МГц из-за столкновений (ударное уширение). И в этом случае приближение $\Gamma_S \ll \Gamma_D$ нарушается. В слабом продольном магнитном поле для круговых лазерных поляризацій положение 0-0 компоненты темного резонанса является функцией лазерной интенсивности и давления буферного газа неона. Для слабых интенсивностей зависимость сдвига от интенсивности приблизительно линейная, но ее наклон быстро снижается с ростом давления буферного газа, этот эффект обусловлен тем, что члены в формуле для $1/n_3$ зависят от однородной ширины Γ_S и их влияние на n_3 падает с ростом Γ_S . Энергетический сдвиг линии может быть важен для точных измерений. Например, для цезия в неоне оптимальная чувствительность для Зеемановских сдвигов достигается при интенсивности $0,01$ мВт/см² и давление неона 2 кПа. При этих условиях вариация интенсивности на 1% вызывает сдвиг $0,2$ Гц. В зависимости от применений, чтобы ослабить влияние флуктуаций интенсивности, можно увеличить давление буферного газа.

2.4 Магнетометрия

В настоящее время для точной и чувствительной магнетометрии используются исключительно магнетометры SQUID (*superconducting quantum interference device*). SQUID (*сверхпроводящее квантово-интерференционное устройство*) магнетометр состоит из сверхпроводящего кольца с узким участком нормальной проводимости. Полный магнитный поток, пронизывающий кольцо может быть с большой точностью измерен с помощью эффекта Джозефсона.

Более традиционным путем определения магнитных полей, которые могут измерять напряженности с точностью порядка 1 нТ — это магнетометры с оптической накачкой ОРМ (*Optical Pumping Magnetometer*). В коммерческих моделях таких магнетометров обычно достигается чувствительность 1 нТ за время интегрирования 1 с. Магнетометры, основанные на когерентном темном состоянии имеют принцип работы, похожий на принцип работы ОРМ, однако существует фундаментальное отличие, которое может сделать их на два порядка более чувствительными. С такой чувствительностью они не только могут превзойти SQUID магнетометры, но при такой чувствительности они будут иметь гораздо лучшее пространственное разрешение и будут работать при комнатной температуре.

2.4.1 Принцип измерения

В магнитном поле резонанс КПН испытывает зеемановское расщепление. Это, зависящее от величины поля расщепление, может быть использовано для определения величины магнитного поля и его изменения с очень высокой точностью. Для напряженности поля ниже 1 Тл (т.е., когда зеемановское расщепление гораздо меньше, чем сверхтонкое расщепление основного состояния) F и m_F являются хорошими квантовыми числами. В этом случае энергия Зеемановских подуровней для состояний $|F = I \pm 1/2, m_F\rangle$ дается формулой Брейта-Раби:

$$E(\pm, m_F) = -\frac{A}{4} + m_F \mu_B g_I B \pm \frac{A(I+1/2)}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2} \quad (15)$$

где $x = (g_J - g_I) \mu_B / A(I+1/2)$, для цезия $I = 7/2$, $A = h \cdot 9,192631770 / 4$, $g_I = 2,0025402$ [19] и $g_I = -0,39885395 \cdot 10^{-3}$ [19], так что $x = 3,0496 \cdot B/T$. В линейном приближении ($x \ll 1$) темные резонансы с номерами $n = m_3 + m_4$ сдвигаются со скоростью [8]

$$\xi = \frac{\mu_B}{8h} (g_J(m_3 + m_4) + g_I(7m_4 - 9m_3)) \approx 3.51 \text{kHz}/\mu\text{T} \cdot (m_3 + m_4). \quad (16)$$

Следует различать два предельных случая: 1) сильное поле ($\Delta\nu \ll \xi B$) и 2) слабое поле ($\Delta\nu \gg \xi B$), где $\Delta\nu$ — ширина резонанса.

Сильное поле. Когда $B \gg \Delta\nu/\xi$, индивидуальные компоненты хорошо разрешены, т.к. форма линии не изменится при изменении величины магнитного поля, то относительная измерений не зависит от B . Математическая обработка положений пиков в соответствии с формулой Брейта-Раби дает оптимальное значение x из которого можно рассчитать величину B . Для спектров на рисунке 49 получены значения $B = 21,2265 \pm 0.0006$ мТ для циркулярных лазерных поляризаций в продольном поле при давлении буферного газа Ne 8,7 кПа и $B = 873,690 \pm 0.028$ мТ для линейных лазерных поляризаций в поперечном поле без буферного газа с относительной точностью $3 \cdot 10^{-5}$ в обоих случаях, определяемой точностью численного расчета. Относительная точность этого метода ограничена $2 \cdot 10^{-6}$, т.к. в формулу Брейта-Раби (15) входят g -факторы, которые известны с точностью $1,3 \cdot 10^{-6}$.

Слабые поля. В слабых полях компоненты темного резонанса перекрываются, поэтому общая кривая имеет сложную форму. Используя сложную математическую обработку [8] можно получить информацию о величине магнитного поля и оценить величины индивидуальной компоненты (~ 40 кГц).

2.4.2 Преимущество магнетометров на резонансах КПН

На первый взгляд DSM (*Dark State Magnetometer*) магнетометры кажутся очень похожими на ОРМ. В ОРМ лампа или лазер оптически накачивают атомные населенности из состояния $|2\rangle$ через возбужденное состояние $|3\rangle$ в состояние $|1\rangle$ так, что пар становится прозрачным. Часть населенности $|1\rangle$ может быть возвращена обратно в состояние $|2\rangle$ с помощью магнитодипольного перехода индуцируемого внешним радиочастотным полем, что ведет к прозрачности пара. Оптимальная радиочастота зависит от силы внешнего магнитного поля через разницу между Зеемановскими сдвигами уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ (рис.3). В экспериментах СОНЕН-TANNOUDI *at al.* [21] использовался ОРМ на парах Rb и изменение магнитных полей менее чем 100 фТ детектировалось со временем усреднения 10 с.

Для максимальной чувствительности необходимо увеличить интенсивность накачки, для того чтобы увеличить отношение сигнал/шум (S/N). Однако рост интенсивности излучения света увеличивает также ширину резонанса. Расчеты СКАЛЛИ показали, что наилучшая чувствительность достигается для зондирующей частоты Раби $\Omega_{R2} \propto \sqrt{\gamma\Gamma_S}$, где γ — эффективная скорость дефазировки между $|1\rangle$ и $|2\rangle$, а — скорость распада оптического перехода. Те же авторы рассчитали чувствительность DSM детектируя фазовый сдвиг вблизи резонанса с ячейкой, расположенной в одном из плеч интерферометра Маха-Цендера. Они обнаружили, что для больших Ω_{R1} зондирующая частота Раби Ω_{R2} может быть увеличена до величины $\Omega_{R2} \propto \sqrt{\Gamma_S\Gamma_S}$ без заметного энергетического уширения, что позволяет повысить чувствительность почти в 100 раз для ячеек с буферным

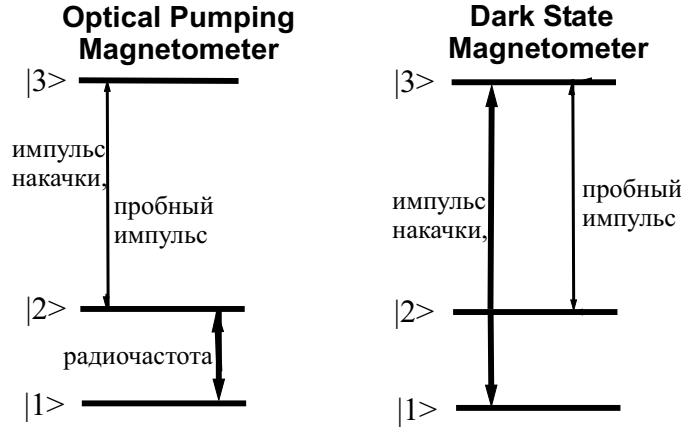


Рис. 3: Сравнение типичных OPM и DSM магнетометров.

газом. Теоретические расчеты дают предел чувствительности менее 1 фТ в 1 с, т.е. лучше чем современные SQUID детекторы.

2.4.3 Отношение g-факторов

Для того, чтобы увеличить точность определения магнитных полей необходимо знать отношение g-факторов с высокой точностью. В настоящее время они известны с точностью $1,3 \cdot 10^{-6}$ [19]. Резонанс КРН можно использовать для определения отношения g_I/g_J с высокой точностью в сильном магнитном поле.

Предварительные эксперименты [8]. Для равных циркулярных лазерных поляризаций темный резонанс в Cs расщепляется на 15 компонент, когда магнитное поле направлено под углом $\beta = 45^\circ$ по отношению к направлению лазерного пучка. Четные пики соответствуют резонансам между уровнями с $\Delta m = 0$, а нечетные — резонансам с $\Delta m = \pm 1$. Из формулы Брейта-Раби (15) вычисляется положение резонансов по формуле:

$$\Delta f(m_3, m_4) = a(m_4 - m_3) + \frac{\Delta}{4\pi} \left(\sqrt{1 + \frac{m_4}{2}x + x^2} + \sqrt{1 + \frac{m_3}{2}x + x^2} \right) \quad (17)$$

где $a = g_I \mu_B B / \hbar$. Положение четных резонансов не зависит от a , поэтому можно обработать численно пики с четными номерами $n = m_3 + m_4$ согласно уравнению (17) и получить оптимальное значение $x_{opt} = (g_J - g_I) \mu_B / \hbar \Delta = \hbar (g_J / g_I - 1) a_{opt} / \Delta$, а также полный сдвиг δ_{buffer} благодаря буферному газу. Затем, используя эти данные можно обработать пики с нечетными номерами и получить значение, откуда отношение g-факторов:

$$\frac{g_I}{g_J} = 1 + \frac{\Delta x_{opt}}{2\pi a_{opt}} \quad (18)$$

В предварительных экспериментах отношение g-факторов определяется как

$$\frac{g_I}{g_J} = -1,87(11) \cdot 10^{-4} \quad (19)$$

Это согласуется с экспериментальными данными, но с заметно меньшей точностью. Для увеличения точности необходимо увеличить интенсивность магнитного поля в ~ 100 раз.

Важно иметь очень однородные магнитные поля, т.к. даже маленькие неоднородности ведут к сильному уширению резонансных линий.

3 Выбор исследуемой модели и постановка задачи.

В настоящее время в ФИАНе им.П.Н.Лебедева в группе С.И.Канорского и сотр., в рамках проекта по изучению возможности метрологических применений резонансов КПН в парах редкоземельных атомов, методами нелинейной спектроскопии высокого разрешения проводится изучение свойств паров самария (Sm) в области линий переходов, образующих Λ -систему (рис.4):

$$4f^6 6s^2(^7F_0) \rightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9F_1^0 \rightarrow 4f^6 6s^2(^7F_1). \quad (20)$$

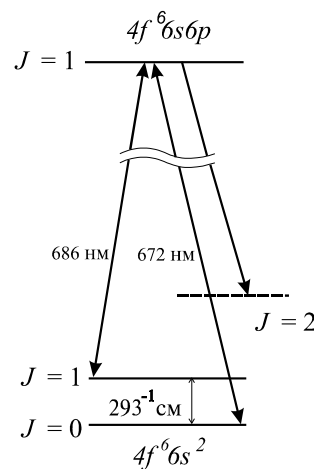


Рис. 4: Структура исследуемых уровней Sm.

Целью настоящей работы было численное моделирование резонансов КПН в атоме Sm. Структура исследуемых уровней Sm такова, что помимо уровней, образующих Λ -систему, существует не участвующий в возбуждении уровень $4f^6 6s^2$ ($J = 2$) на который идут радиационные распады с верхнего уровня Λ -системы (см. рис.1 и 4). Кроме того, заселение уровня $J = 2$ идет через процессы некогерентной накачки со стороны нижних уровней образующих Λ -систему. Уровень $J = 2$ играет роль резервуара и его наличие превращает Λ -систему в открытую. Представляет интерес изучить влияние этого уровня на свойства резонанса КПН в этой системе. Дальнейшее усложнение системы уровней Sm наблюдается при наложении магнитного поля, которое снимает вырождение уровней с $J \neq 0$. Система превращается в многоуровневую (рис. 13 и рис. 17), в которой уровни, не участвующие в образовании Λ -системы, также играют роль резервуара. С целью изучения особенностей образования КПН в парах Sm. Рассчитывались населенности уровней Λ -системы, коэффициенты поглощения и дисперсия пробной и зондирующей волн и исследовалось их изменение и возникновение КПН при различных напряженностях действующих лазерных полей (частотах Раби), различных частотных расстройках, а также зависимость КПН от скоростей распада нижних уровней и вероятности распада верхнего возбужденного состояния. Расчеты проводились на основе данных эксперимента, проведенного группой С.И.Канорского [13] в Физическом Институте им. П. Н. Лебедева РАН.

3.1 Спектроскопические характеристики самария

Рассмотрим Λ -систему Sm (рис.1 и 4), сформированную на переходах

$$4f^6 6s^2(^7F_0) \rightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9F_1^0 \rightarrow 4f^6 6s^2(^7F_1). \quad (21)$$

В таблице 1 приведены силы осцилляторов интересующих нас переходов, а в таблице 2 приведены энергии и g -факторы нижних метастабильных уровней с $J = 0, 1, 2$ и верхнего уровня Λ -системы. Для метастабильных уровней также приведены их относительные населенности при $t = 600^0C$.

Таблица 1: Силы осцилляторов f переходов.

Переход	λ , нм	Сила осциллятора, f
$6s^2(J=0) \rightarrow 6s6p(J=1)$	672, 5875	$8,5 \cdot 10^{-3}$
$6s^2(J=1) \rightarrow 6s6p(J=1)$	686, 0927	$9,5 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2: Задействованные уровни в Sm.

четные уровни $4f^6 6s^2(^7F)$			нечетный уровень $4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9F_1^0$			
J	Энергия уровня, см $^{-1}$	g	Относительная населенность ($t = 600^0C$)	J	Энергия уровня, см $^{-1}$	g
0	0,00	-	1	1	14863,85	3,10
1	292,58	1,50	0,6			
2	811,92	1,50	0,24			

В эксперименте использовались два полупроводниковых лазера. Лазер 1 был настроен на длину волны 672 нм ($\omega_{L1}=2,803 \cdot 10^{15}c^{-1}$), и лазер 2 на длину волны 686 нм ($\omega_{L2}=2,7473 \cdot 10^{15}c^{-1}$). В одночастотном режиме лазер 1 излучает 2.5 мВт, а лазер 2 около 12 мВт. На входе в кювету плотность мощности излучения лазера 1 составляет 0,1 мВт/мм 2 , а для лазера 2 - 0,2 мВт/мм 2 . Напряженности полей рассчитывались по формуле

$$\sqrt{\frac{2W}{c\epsilon_0}}, \quad (22)$$

где W - плотность мощности лазерного излучения, и составляют для лазера 1 — $E_{L1} = 274$ В/м, и для лазера 2 — $E_{L2} = 388$ В/м. Напряженность создаваемого магнитного поля в эксперименте порядка 20 Э: 15 Э в случае продольного магнитного поля и 19 Э в случае поперечного. В связи с этим величины зеемановского расщепления, рассчитанные по формуле

$$\Delta = \frac{e}{2mc}gH, \quad (23)$$

равны, соответственно, для уровня $6s6p(J=1)$ $\Delta'=1,97585 \cdot 10^8 c^{-1}$ и $\Delta''=4,08342 \cdot 10^8 c^{-1}$ для поперечного поля в 15 Э, $\Delta'=2,50274 \cdot 10^8 c^{-1}$ и $\Delta''=5,17234 \cdot 10^8 c^{-1}$ для продольного поля в 19 Э, а для уровня $6s^2(J=2)$ $\Delta'=1,7 \cdot 10^8 c^{-1}$.

Величины дипольного момента d , частоты Раби Ω , скорости радиационного распада γ рассчитываются по формулам:

$$|d_{JJ'}|^2 = \frac{3\hbar e^2}{2m} \frac{2J+1}{\omega_{JJ'}} |f_{JJ'}|, \quad (24)$$

$$\Omega_{JJ'} = \frac{d_{JJ'} E}{\hbar}, \quad (25)$$

$$\gamma_{JJ'} = \frac{4}{3} \frac{d_{JJ'}^2 \omega^3}{\hbar c^3} \quad (26)$$

соответственно, где m – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, c – скорость света, $\omega_{JJ'}$ – частота перехода. Данные расчета представлены в таблице 3. Для удобства представления данных все используемые величины были нормированы на $\gamma_{41} = 1,2511 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$.

Таблица 3: Параметры рассматриваемой Λ -системы самария.

Частоты Раби Ω , c^{-1}	Радиационная скорость релаксации γ , c^{-1}	Скорость некогерентной накачки w , c^{-1}	Скорость распада нижних уровней Γ , c^{-1}
$\Omega_{14} = 1,75 \cdot 10^7$	$\gamma_{41} = 1,25 \cdot 10^6$	$w_{12} = 2,4 \cdot 10^4$	$\gamma_{21} = 4 \cdot 10^4$
$\Omega_{24} = 2,65 \cdot 10^7$	$\gamma_{42} = 1,34 \cdot 10^6$	$w_{23} = 1,6 \cdot 10^4$	$\gamma_{32} = 4 \cdot 10^4$
	$\gamma_{43} = 1,25 \cdot 10^6$		

4 Математическая техника расчетов

Динамика квантовой системы часто включает релаксационные процессы, что требует модификации квантовой теории от её обычной формы, применимой к случаю закрытых систем. Если в последнем случае динамику можно представить оператором Гамильтона, применяемым к волновым функциям, то в первом случае она представляется преобразованиями, применяемыми к операторам матрицы плотности или динамическим переменным, что должно быть связано с супероператорным преобразованием. Простейшие преобразования этого типа, возникающие в системах без релаксации, связаны с квантовым уравнением Лиувилля

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = L_0 \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (27)$$

для матрицы плотности замкнутой системы с гамильтонианом \hat{H} . Супероператорное преобразование представлено здесь коммутатором, примененным к $\hat{\rho}$.

Чтобы ввести соответствующие супероператоры безотносительно к преобразуемым операторам, достаточно ввести *символ подстановки* \odot , обозначающий место подстановки преобразуемого оператора. Далее можно пользоваться правилами обращения с символическими выражениями, вытекающими из общих определений алгебры линейных операторов, выведенных в [10]. В символическом представлении лиувиллиан имеет вид

$$L_0 = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \odot]. \quad (28)$$

Как и любые линейные операторы, супероператоры могут быть представлены в виде матриц после введения линейного базиса на линейном пространстве квантовых операторов. Использование супероператорной техники расчетов эффективно при расчете систем любой размерности, особенно для расчета многоуровневых систем. В частности, в силу большой размерности задач даже простое выписывание матриц, описывающих эволюционные супероператоры становится технически сложной задачей. Однако, при использовании символического представления супероператоров, благодаря их физически прозрачной форме записи, они могут быть сначала записаны с абсолютной надёжностью в символической форме, после чего их матричные элементы могут быть рассчитаны аналитически, либо численно (в случае матриц большой размерности) на компьютере с последующим использованием для решения рассматриваемых прикладных задач.

4.1 Расчет лиувиллиана N -уровневого атома с использованием символического представления

Лиувиллиан N -уровневого атома в лазерном поле в приближении вращающегося поля, также как и в двухуровневом случае имеет общее представление в виде суммы вкладов

$$\mathcal{L}_t = \mathcal{L}_r + \mathcal{L}_e + \mathcal{L}_\delta + \mathcal{L}_i. \quad (29)$$

Здесь \mathcal{L}_r — супероператор радиационного затухания, \mathcal{L}_e — супероператор упругой дефазировки, \mathcal{L}_i — супероператор взаимодействия с лазерным полем и $-\mathcal{L}_\delta$ — супероператор лазерной расстройки, дополняющий выбранный супероператор невозмущенной эволюции до супероператора свободной динамики атома в нулевом лазерном поле. Последний включает соответствующие расстройки всех действующих лазерных полей с учетом того, что свободная прецессия с частотами этих полей включена в супероператор невозмущенной динамики.

Радиационное затухание представляется лиувиллианом, скомбинированным из супероператора перехода населенностей, представленного проектором $\hat{P}_{lk} \odot \hat{P}_{kl}$, и супероператора затухания поляризации, представленного антикоммутатором $[\hat{P}_{kk}, \odot]_+ ([\hat{A}, \hat{B}]_+ = \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})$:

$$\mathcal{L}_r = \sum_{kl} \gamma_{kl} \left(\hat{P}_{lk} \odot \hat{P}_{kl} - \frac{1}{2} [\hat{P}_{kk}, \odot]_+ \right), \quad (30)$$

где двумерный массив γ_{kl} для $k > l$ описывает скорости спонтанного распада и скорости накачки для $k < l$. Упругая дефазировка представлена супероператором \mathcal{L}_e , выраженным в терминах квадратов коммутаторов и определяемым конкретной моделью дефазировки. Целесообразно выделить два различных типа дефазировки. В первом случае рассматривается только внутренняя дефазировка в системе двух электронных состояний k и $l > k$ и, в соответствии с микроскопической природой упругой дефазировки, обусловленной слабыми столкновениями [23] как случайной модуляции частоты перехода, описывается соответствующим случайным супероператором частотного сдвига $-(i/2)\xi(t)[\hat{P}_{kk} - \hat{P}_{ll}, \odot]$, где $\xi(t)$ — флуктуационное смещения частоты перехода. Результирующий усредненный релаксационный супероператор имеет вид

$$\mathcal{L} = -(\Gamma_{in}^{kl}/4) [\hat{n}_{kl}, \odot]^2,$$

где $\hat{n}_{kl} = \hat{P}_{ll} - \hat{P}_{kk}$ — оператор инверсии населенностей kl -подсистемы и Γ_{in}^{kl} — соответствующая скорость дефазировки. Этот тип чистой дефазировки связан не только

с дефазировкой самого kl -перехода, но и вносит вклад в дефазировку всех переходов, смежных с рассматриваемым. Тем не менее, удобно выделить дефазировку только выделенного kl -перехода, используя разложение

$$[\hat{n}_{kl}, \odot]^2 = 4(\hat{P}_{kk} \odot \hat{P}_{ll} + \hat{P}_{ll} \odot \hat{P}_{kk}) + [\hat{I}_{kl}, \odot]^2,$$

где $\hat{I}_{kl} = \hat{P}_{ll} + \hat{P}_{kk}$ — оператор суммарной населенности kl -подсистемы. Соответствующий вклад первого члена

$$\mathcal{L}_{\text{in}}^{kl} = -\Gamma_{\text{in}}^{kl}(\hat{P}_{kk} \odot \hat{P}_{ll} + \hat{P}_{ll} \odot \hat{P}_{kk}) \quad (31)$$

описывает чисто внутреннюю дефазировку без влияния на смежные переходы. Если использовать все независимые параметры Γ_{in}^{kl} , то возможно представить дефазировку всех переходов, используя только соотношение (31). Однако, в целях простоты отображения физической природы дефазировки, удобно ввести другой вклад, связанный с одинаковой дефазировкой через оба k -й и l -й уровень любого другого уровня в отсутствие воздействия на сам kl -переход, то-есть “внешнюю” дефазировку:

$$\mathcal{L}_{\text{ex}}^{kl} = -\Gamma_{\text{ex}}^{kl} [\hat{I}_{kl}, \odot]^2, \quad (32)$$

где Γ_{ex}^{kl} — соответствующая скорость дефазировки. Соответственно, полный супероператор упругой дефазировки описывается суммой

$$\mathcal{L}_e = \sum_{k < l} (\mathcal{L}_{\text{in}}^{kl} + \mathcal{L}_{\text{ex}}^{kl}). \quad (33)$$

Супероператор лазерной расстройки зависит от типа рассматриваемого резонанса и обычно может быть представлен в форме антисимметрического супероператора, представленного в виде коммутатора с операторами населенностей

$$\mathcal{L}_{\delta} = i \sum_k \delta_k (\hat{P}_{kk} \odot - \odot \hat{P}_{kk}), \quad (34)$$

где δ_k — массив частотных расстроек. Взаимодействие с лазерным полем может быть представлено в форме антисимметрического коммутатора с операторами поляризации

$$\mathcal{L}_i = -\frac{i}{2} \sum_{k < l} \Omega_{kl} [(\hat{P}_{kl} + \hat{P}_{lk}), \odot], \quad (35)$$

где Ω_{kl} — двумерный массив частот Раби kl -переходов.

После введения символического представления полного эволюционного супероператора (29) и его составляющих (30), (33), (34), (35) могут быть рассчитаны $N^2 \times N^2$ -матричные представления $L_t, L_r, L_e, L_{\delta}, L_i$ с использованием формулы

$$L_{mn} = (\hat{e}_m, \mathcal{L} \hat{e}_n), \quad (36)$$

где $\{\hat{e}_k\}$ — ортонормированный базис. Последний удобно выразить через операторы \hat{P}_{kl} -переходов, представленные $N \times N$ -матрицами с единственным ненулевым kl -элементом $P_{kl}(k, l) = 1$. Удобно предположить, что нумерация уровней выбрана в соответствии с

возрастанием их энергий $E_1 \leq E_2 \leq \dots \leq E_N$. Соответствующий базис строится следующим образом:

$$\hat{e}_{j(k,l)} = \begin{cases} \hat{P}_{kk}, & k = l; \\ \frac{\hat{P}_{kl} + \hat{P}_{lk}}{\sqrt{2}}, & k < l; \\ -i \frac{\hat{P}_{kl} - \hat{P}_{lk}}{\sqrt{2}}, & k > l, \end{cases} \quad (37)$$

где $j(k, l)$ — нумерующий индекс, то-есть взаимно-однозначное отображение двумерного множества чисел $kl: k, l = 1, N$ в одномерный индекс $j = 1, N^2$. Он, в частности, может быть конкретизирован ниже следующим, универсальным для любых N , образом:

$$j = \begin{cases} k, & k = l; \\ (2k-1)N - (k+1)^2 + k + 2l, & k < l; \\ (2l-1)N - (l+1)^2 + l + 2k + 1, & k > l, \end{cases}$$

что для $N = 2, 3, 4$ соответствует следующим $(j(k, l))$ -матрицам:

$$j_2 = \begin{pmatrix} 1 & 3 \\ 4 & 2 \end{pmatrix}, \quad j_3 = \begin{pmatrix} 1 & 4 & 6 \\ 5 & 2 & 8 \\ 7 & 9 & 3 \end{pmatrix}, \quad j_4 = \begin{pmatrix} 1 & 5 & 7 & 9 \\ 6 & 2 & 11 & 13 \\ 8 & 12 & 3 & 15 \\ 10 & 14 & 16 & 4 \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Базис (37) ортонормирован в отношении скалярного произведения ($\hat{A}, \hat{B} = \text{Tr} \hat{A}^+ \hat{B}$), ($\hat{e}_m, \hat{e}_n = \delta_{mn}$ для всех $m, n = 1, N^2$).

Изложенная техника эффективна для аналитических расчетов, связанных как с решением проблемы стационарного состояния, так и с решением полной спектральной задачи для эволюционного супероператора \mathcal{L}_t [18, 24].

Основные свойства эффекта КПН определяются величиной поглощения приложенного поля, которое для случая Λ -резонанса описывается модифицированным выражением

$$W_L = \hbar \Im (\omega_L g \langle \hat{\sigma}_{13}^+ \rangle + \omega'_L g' \langle \hat{\sigma}_{23}^+ \rangle) \approx \hbar (\omega_L \gamma + \omega'_L \gamma') n_3, \quad (39)$$

где $\langle \hat{\sigma}_{13}^+ \rangle, \langle \hat{\sigma}_{23}^+ \rangle$ описывают положительно-частотные операторы комплексных амплитуд переходов 13 и 23, соответственно. Для расчета стационарных средних значений $\langle \hat{\sigma}_{13}^+ \rangle, \langle \hat{\sigma}_{23}^+ \rangle$ или n_3 требуется рассчитать соответствующее векторное представление $\langle 0|$ стационарной матрицы плотности $\hat{\rho}_{\text{st}}$, разрешив уравнение $\langle 0| L_t$. При этом в рассматриваемом базисе с $\hat{e}_1 = \hat{P}_{11}, \hat{e}_2 = \hat{P}_{22}, \hat{e}_3 = \hat{P}_{33}$ Первые три элемента вектора $\langle 0|$ описывают населенности и должны быть соответственно нормированы, так что бра-вектор стационарной матрицы плотности $\langle 0|$ следует использовать в нормированной форме

$$\langle 0| \rightarrow \frac{\langle 0|}{\langle 0|_1 + \langle 0|_2 + \langle 0|_3},$$

что автоматически обеспечивает правильный знак рассчитываемых величин. Средние значения населенностей при этом совпадают с соответствующими компонентами:

$$\langle n_k \rangle = \langle 0|_k, \quad k = 1, 3,$$

а комплексные амплитуды переходов выражаются через соответствующие компоненты с $k > 3$:

$$\langle \hat{\sigma}_{13}^+ \rangle = \frac{\langle 0|_6 + i \langle 0|_7}{\sqrt{2}}, \quad \langle \hat{\sigma}_{23}^+ \rangle = \frac{\langle 0|_8 + i \langle 0|_9}{\sqrt{2}}, \quad \langle \hat{\sigma}_{12}^+ \rangle = \frac{\langle 0|_4 + i \langle 0|_5}{\sqrt{2}}.$$

Приведенные соотношения позволяют выразить поглощение в аналитическом виде, удобным как для численных расчетов, так и для качественного анализа. Это удается фактически для самого общего случая.

Для проведения численных расчетов была написана универсальная программа на языке Фортран для расчета населенностей уровней, коэффициентов поглощения и дисперсии в произвольной N -уровневой системе, пригодная для использования при больших значениях $N > 10$. Ее важной особенностью является использование минимально необходимого числа входных параметров, которое существенно меньше числа матричных элементов, фигурирующих в рассматриваемом уравнении Лиувилля (27) для матрицы плотности.

Следует отметить, что время расчета N -уровневой системы резко возрастает с увеличением числа уровней, что делает проблематичным расчет систем с $N \geq 20$ и требует более мощной вычислительной техники.

5 Трехуровневая Λ -система

Формирование и вид резонанса КПН в трехуровневой системе (рис. 1), как известно, зависит от определенного ограниченного числа параметров системы. Этими параметрами являются частоты Раби Ω , скорости радиационных распадов с верхнего уровня γ и скорости дефазировок Γ , обусловленные различными физическими процессами. Изменения в поведении резонанса КПН в трехуровневой системе в зависимости от частоты Раби было подробно рассмотрено в различных работах. Исследования показали, что при увеличении частоты Раби ширина резонанса растет пропорционально квадрату частоты.

Первым пунктом нашего исследования является анализ зависимости резонанса КПН в трехуровневой системе при изменении величин γ_{12} — скорости распада и w_{21} — скорости некогерентной накачки уровня $|2\rangle$. Все данные, используемые в расчетах, представлены в п. 3.1, (при расчете трехуровневой системы все данные нормированы на величину $\gamma_{31} = 1.25 * 10^6 c^{-1}$). На рис. 5 приведены зависимости резонансных кривых от рамановской расстройки в Λ -системе при различных γ_{12} , w_{21} . Кривая 1 соответствует данным приведенным в п. 3.1, где $\gamma_{12} = 0,032$, $w_{21} = 0,019$. Уменьшение этих величин от 10^{-2} до 0 практически не меняет форму резонанса.

Однако, при постепенном увеличении γ_{12} , w_{21} наблюдается уменьшение контраста резонанса, а также уменьшение величины поглощения.

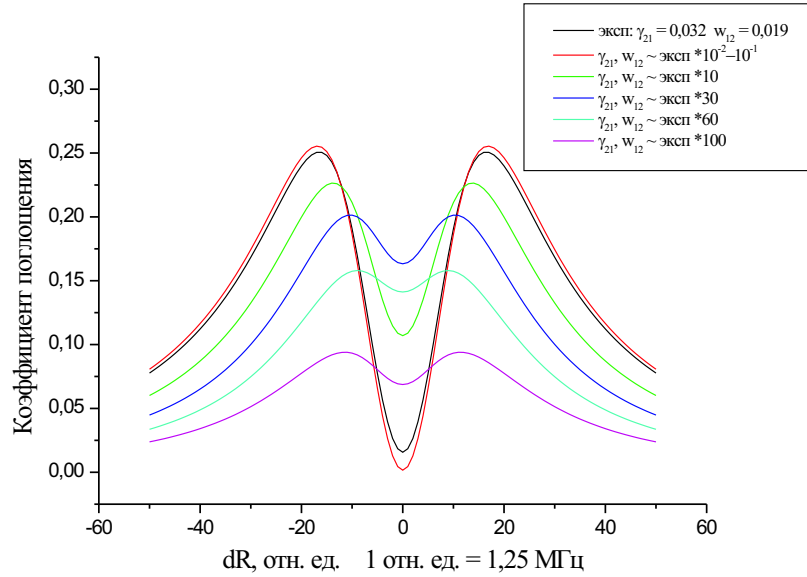


Рис. 5: Зависимость коэффициента поглощения трехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для различных значений скорости распада нижних уровней γ_{21} и скоростей оптической накачки w_{12} .

На рис. 6 изображена зависимости резонансов КПН от рамановской расстройки при различных значениях скорости дефазировки Γ_{12} . Как и в случае рис. 5 кривая 1 полностью соответствует расчетным данным для S_m , и нулевой дефазировке $\Gamma = 0$. Изменение Γ_{12} от 10^{-2} до 0 не влияет ни на форму, ни на ширину резонанса. Исходя из данной зависимости видно, что резонанс КПН резко уменьшается начиная с $\Gamma_{12} \sim 10^{-1}$. Уже при $\Gamma_{12} = 2$ резонанс практически пропадает, его глубина порядка 0.02, а при $\Gamma_{12} > 5$ резонанс исчезает. Следует, однако, заметить, что в отличие от предыдущего случая во всем диапазоне изменения Γ_{12} величина полного поглощения не меняется.

6 Четырехуровневая Λ -система

В п. 5 были рассмотрены зависимости резонанса КПН от скорости распада нижних уровней γ_{21} и некогерентной накачки w_{12} и от скорости дефазировки Γ_{12} в трехуровневой системе. Рассмотрим теперь, как зависит резонанс КПН от этих же параметров в четырехуровневой системе схема уровней которой представлена на рис. 7 и сопоставим с результатами для трехуровневой системы.

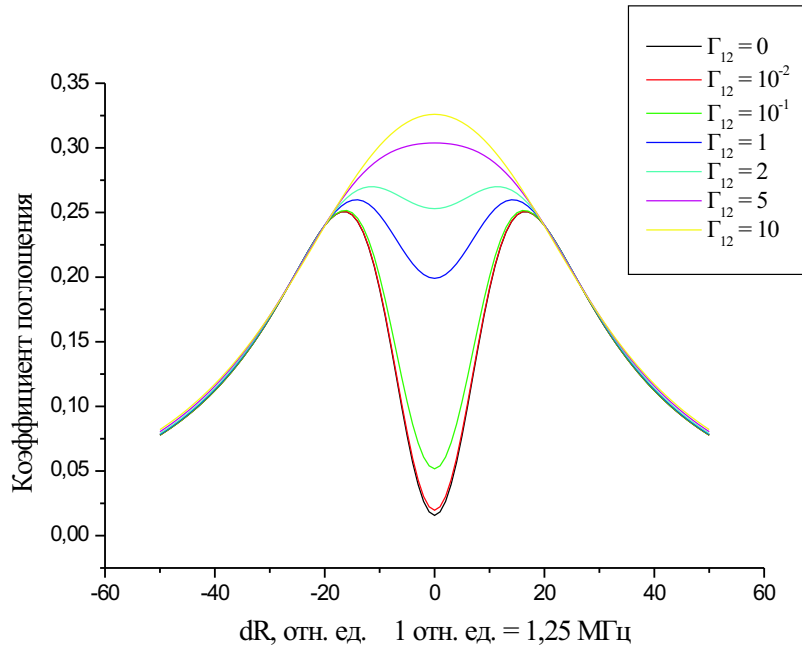


Рис. 6: Зависимость коэффициента поглощения трехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для различных значений скорости дефазировки Γ_{21} (сек^{-1}).

6.1 Зависимость резонанса КПН от скорости распада на уровень $4f^66s^2(^7F_1)$

На рис. 8 и 9 приведены графики зависимости коэффициента поглощения второй волны от рамановской расстройки четырехуровневой системы в случае, когда $\gamma_{43} \leq 1$ (рис. 8) и $\gamma_{43} > 1$ (рис. 9а,б). Для сопоставления результатов на рис. 8 нанесена кривая 1 резонанса КПН в трехуровневой системе для данных приводимых в п. 3.1. Как видно из рис. 8 уменьшение γ_{43} от 1 до 10^{-6} приводит к увеличению контраста резонанса КПН, при этом его ширина также возрастает. Для кривых 3 ÷ 5 величина радиационного распада γ_{43} с верхнего уровня на уровень с $J = 2$ меняется в диапазоне от 0.1 до 10^{-6} . Как видно из этого рисунка, когда γ_{43} стремится к нулю, величина резонанса КПН, полученного в четырехуровневой системе (кривая 5), приближается к величине резонанса для трехуровневой схемы (кривая 1). Т.е. этот уровень забирает на себя часть населенности, тем самым уменьшая кол-во атомов участвующих в КПН. Полученные результаты также подтверждают правильность используемой в расчетах модели.

На рис. 9а,б представлены резонансные кривые при увеличении γ_{43} от 1 до 30. Увеличение скорости распада приводит к дальнейшему падению величины поглощения и одновременному сужению резонанса (Рис. 9а). Отметим интересную особенность – наличие постоянного поглощения (точки А и В) на рис. 9б) при определенных расстройках: $\delta R = \pm 2.5$. На рис. 10 приведен график зависимости резонанса КПН при $\gamma_{43} = 30$ (кривая 2) из которого следует, что с увеличением γ_{43} ширина резонанса уменьшается с 8 до 3 отн. ед., однако уменьшается и контраст резонанса.

Контраст резонанса можно увеличить при увеличении частот Раби (кривая 3), однако при этом ширина резонанса КПН существенно возрастает.

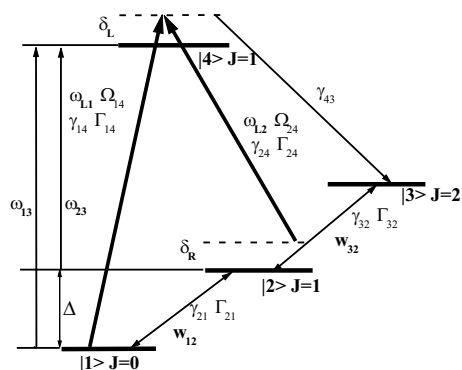


Рис. 7: Λ -резонанс в четырехуровневой системе и его существенные параметры: $\omega_{L1}, \omega'_{L2}$ — частоты лазерных полей; Ω_{41}, Ω_{42} — соответствующие частоты Раби; δ_L, δ_R — расстройка резонанса на переходе 1–3 и рамановская расстройка; $\gamma_{41}, \gamma_{42}, \gamma_{43}$ — скорости радиационного распада возбужденного состояния на уровни 1, 2, 3; Γ, Γ' — скорости дефазировки переходов 1–3 и 2–3; γ_{12}, w — скорости распада и накачки уровня 1 через уровень 2; Γ_{12} — скорость чистой дефазировки перехода 1–2.

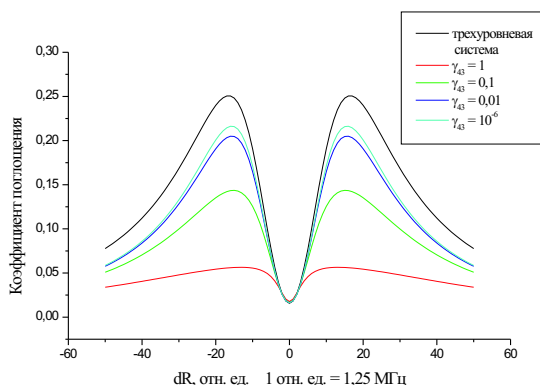


Рис. 8: Зависимость коэффициента поглощения трехуровневой (кривая 1) и четырехуровневой (кривые 2-5) систем от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для значений скорости радиационного распада верхнего уровня γ_{43} , меньших 1.

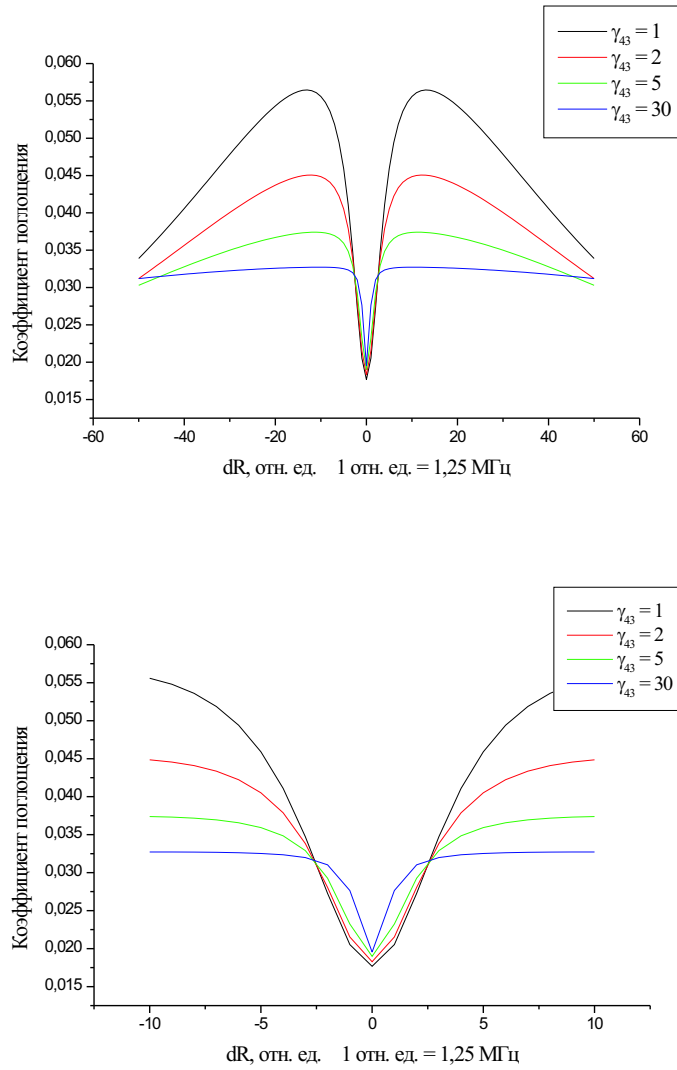


Рис. 9: а) Зависимость коэффициента поглощения четырехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для значений скорости радиационного распада верхнего уровня γ_{43} , больших 1. б) Зависимость коэффициента поглощения четырехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для значений скорости радиационного распада верхнего уровня γ_{43} , больших 1. Диапазон $dR = -10 \div 10$

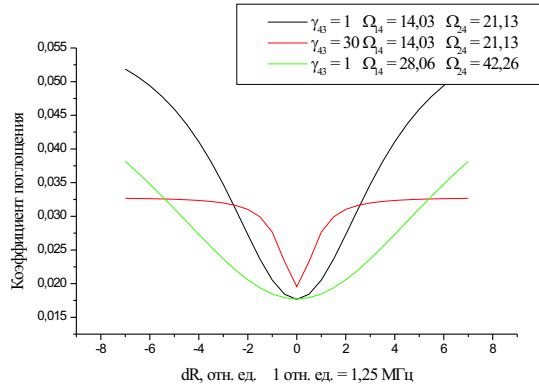


Рис. 10: Зависимость коэффициента поглощения четырехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для двух значений скорости радиационного распада верхнего уровня γ_{43} (кривые 1 и 2) и разных частотах Раби Ω_{41} .

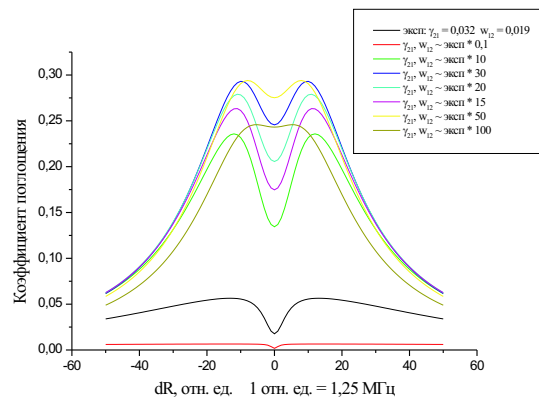


Рис. 11: Зависимость коэффициента поглощения четырехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для различных значений скорости распада нижних уровней γ_{21} и γ_{32} и скоростей оптической накачки w_{12} и w_{23} .

6.2 Зависимость резонанса КПН от скорости распада и скорости оптической накачки уровня 2

На рис. 11 приведена зависимость резонансных кривых при изменении скорости распада γ_{21} , и некогерентной накачки w_{12} . Кривая 1 соответствует, как и раньше, рассчитанным в п. 3.1 данным для Sm . Уменьшение величин γ_{21} , w_{12} в 10 раз приводит к резкому уменьшению величины резонанса (на порядок). При увеличении γ_{21} , w_{12} от *1 до *10 происходит наиболее резкое увеличение поглощения, и контраста резонанса. При γ_{21} , w_{12} контраст резонанса составляет 40%. Однако, при дальнейшем увеличении γ_{21} , w_{12} от *10 до *30 величина поглощения растет уже медленнее с одновременным уменьшением контраста резонанса. При достижении γ_{21} , w_{12} значений равных *50 контраст резонанса составляет всего 6%. При дальнейшем увеличении γ_{21} , w_{12} резонанс КПН исчезает, и

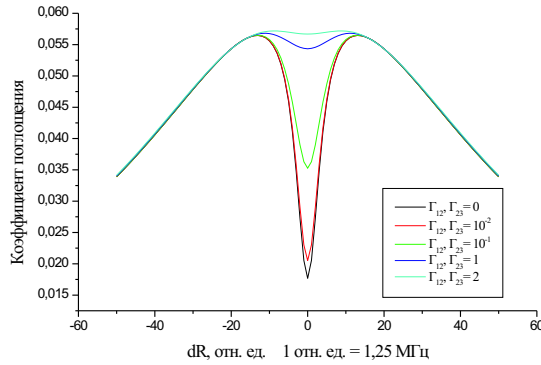


Рис. 12: Зависимость коэффициента поглощения четырехуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для различных значений скорости дефазировки Γ_{21} и Γ_{32} переходов 2-1 и 3-2, соответственно.

величина поглощения начинает уменьшаться (кривая 7).

Таким образом существуют оптимальные значения γ_{21} , w_{12} при которых резонанс КПН максимален. Следует обратить внимание на то, что изменение γ_{21} , w_{12} в широких пределах слабо влияет на ширину резонанса КПН.

6.3 Зависимость резонанса КПН от скорости дефазировки нижних уровней

На рис. 12 приведены зависимости резонансов КПН при изменении скорости дефазировки Γ нижних уровней. Полученная качественная зависимость для четырехуровневой системы полностью аналогична рассмотренной выше зависимости для трехуровневой системы. Количественная же разница заключается в ширине резонанса, а также в величине поглощения.

7 Исследование резонансов КПН в магнитных полях

7.1 Введение

Магнитное поле в отличие от электрического, полностью снимает вырождение уровней по M . Взаимодействие атома с магнитным полем имеет вид $W = -\mu H$, где μ — магнитный момент атома. В общем случае магнитный момент складывается из двух частей — электронного и ядерного. Последний, однако, по крайней мере на три порядка меньше первого. В случае атома Sm магнитный момент ядра равен нулю, и, следовательно не учитывается. Для магнитного момента атома в состоянии J можно положить $\mu = -\mu_B g J$, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ — магнетон Бора, J — полный электронный момент, g — гиромагнитное отношение. Направим ось z по направлению H , получим $\langle W \rangle = g\mu_B H M$. Таким образом, уровень J в магнитном поле расщепляется на $2J + 1$ компоненту $M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$. Это расщепление линейно по H и симметрично.

При наложении магнитного поля рассматриваемая нами ранее трехуровневая система атома Sm превращается в семиуровневую систему. Уровни с $J=1$ расщепляются на три компоненты. В частности, уровень $|3\rangle$ расщепляется на три компоненты, в связи с

чем существуют три перехода на уровень $|1\rangle$, разрешенные правилами отбора для радиационных переходов, и вероятность каждого из них составляет $1/3$ полной вероятности перехода $|3\rangle - |1\rangle$. Аналогично уровень $|2\rangle$ расщепляется на три компоненты, и на переходе $|3\rangle - |2\rangle$, согласно правилам отбора, образуются 6 переходов, вероятность каждого из которых составляет, соответственно, $1/6$ полной вероятности перехода $|3\rangle - |2\rangle$.

7.2 Продольное магнитное поле

7.2.1 Спектры поглощения покоящегося атома самария при наложении продольного магнитного поля

Схема уровней для рассматриваемой конфигурации полей приведена на рис. 13. Для ли-



Рис. 13: Схема Λ -системы атома Sm при наложении продольного магнитного поля для линейных ортогональных поляризаций лазерных пучков. Правила отбора для первого поля $\omega_{L1} - \Delta m_1 = \pm 1$, для второго поля $\omega_{L2} - \Delta m_2 = \pm 1$. Δ' и Δ'' — величины зеемановского расщепления нижнего и верхнего уровней с $J \neq 0$, соответственно.

нейно поляризованных полей, согласно правилам отбора в рассматриваемой системе разрешены 6 переходов, т.к. $E_1 \perp H$ ($\Delta m_1 = \pm 1$) и $E_2 \perp H$ ($\Delta m_2 = \pm 1$). Переходы $|1\rangle - |5\rangle$ и $|3\rangle - |5\rangle$, $|1\rangle - |7\rangle$ и $|3\rangle - |7\rangle$ образуют две Λ -системы, переходы $|2\rangle - |6\rangle$ и $|4\rangle - |6\rangle$ также разрешены правилами отбора, однако, в образовании Λ -систем не участвуют. Две рассматриваемые Λ -системы образуются при $\delta R=0$ и $\delta L = \pm \Delta''$.

Для семиуровневой системы были рассмотрены зависимости коэффициента поглощения от Рамановской расстройки δR для различных значений таких параметров, как γ_{21} — скорости распада и w_{12} — скорости некогерентной накачки уровня $J = 1$, скорости дефазировки нижних уровней, а также скорости распада на уровень $J = 2$. Полученные зависимости качественно аналогичны результатам полученным для трех- и четырехуровневой системы (описанным в п. 5 и 6), как в продольном, так и в поперечном магнитном поле.

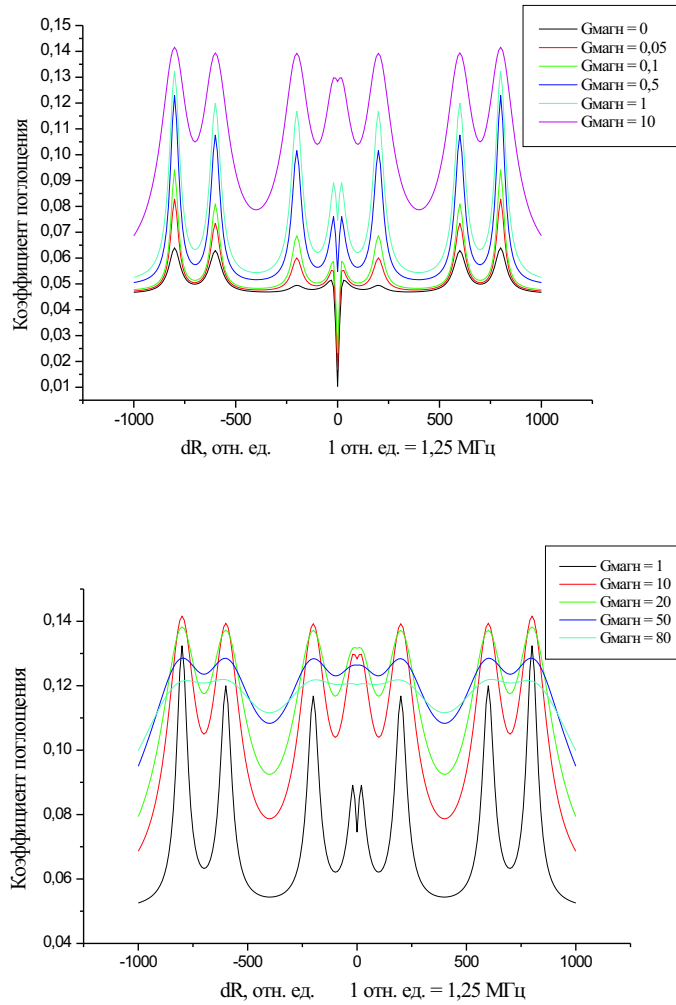


Рис. 14: а) Зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для значений константы деполяризации магнитных подуровней от 0 до 10, б) Зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для значений константы деполяризации магнитных подуровней от 1 до 80.

Дополнительным каналом распада в многоуровневых системах по сравнению с трехуровневой системой является столкновительная деполяризация. Деполяризация атома при столкновении с другой атомной частицей связана с переходами между состояниями с разными проекциями атома на выделенное направление. При наложении магнитного поля столкновения будут вызывать переходы между зеемановскими подуровнями с различными значениями проекции магнитного момента для каждого мультиплета. В рассматриваемом случае резонанс КПН будет возникать при когерентной суперпозиции уровней $|1\rangle$ и $|3\rangle$ (рис. 13). При столкновениях с изменением проекции момента разрушается когерентность между уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$ в связи с изменением населенности уровня $|3\rangle$. На рис. 14а) и рис. 14б) приведены результаты расчета коэффициента поглощения 7-и уровневой системы с учетом деполяризации магнитных подуровней, константа деполяризации $G_{\text{магн}}$ менялась от 0 до 10 (рис. 14а)) и от 1 до 80 (рис. 14б)). Как видно из этих рисунков процесс деполяризации приводит, во-первых, к росту наведенного погло-

щения, а, во-вторых, к монотонному уменьшению контраста резонанса КПН. Влияния деполаризации на ширины резонанса КПН практически не наблюдается.

7.2.2 Наблюдение резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии в продольном магнитном поле

Рассмотренная в п. 7.2.1 зависимость коэфф. поглощения от ω_{L2} справедлива для покоящегося атома и не учитывает эффект Доплера. Типичный механизм неоднородного уширения в газах связан с движением атомов и называется доплеровским уширением. В связи с этим, как известно, поглощение будет наблюдаться только в случае, когда частота электромагнитной волны ω' равна частоте атомного перехода ω_0 , т.е. когда

$$\omega' = \frac{\omega_0}{1 - \frac{v_x}{c}}. \quad (40)$$

В эксперименте, поставленном в ФИАНе наблюдение резонансов КПН проводится методом нелинейной спектроскопии насыщения. Рассмотрим КПН в продольном магнитном поле (схема разрешенных дипольных переходов изображена на рис.13.

В эксперименте частота первого лазера постоянна и равна $\omega_{L1} = \omega_{13} + \delta L_1$, где δL_1 — небольшая лазерная расстройка. В резонансе с полем ω_{L1} могут находиться только те частицы, которые имеют определенную проекцию скорости по направлению светового луча, такую, чтобы доплеровский сдвиг скомпенсировал расстройку частоты поля ω_{L1} относительно частоты квантовых переходов $|1\rangle - |7\rangle$ и $|1\rangle - |5\rangle$ (точки **a** и **b** на рис.15(a)). Поглощение волны ω_{L1} будет наблюдаться на частотах: $\omega_{13} + \Delta''$ (переход $|1\rangle - |7\rangle$) и $\omega_{13} - \Delta''$ (переход $|1\rangle - |5\rangle$). Из (40) получим выражения для соответствующих скоростных групп:

$$\omega_{L1} = \frac{\omega_{13} + \Delta''}{1 - \frac{v_{x1}}{c}} \longrightarrow \left(1 - \frac{v_{x1}}{c}\right) = \frac{\omega_{13} + \Delta''}{\omega_{L1}} \quad (\text{точка a}) \quad (41)$$

$$\omega_{L1} = \frac{\omega_{13} - \Delta''}{1 - \frac{v_{x2}}{c}} \longrightarrow \left(1 - \frac{v_{x2}}{c}\right) = \frac{\omega_{13} - \Delta''}{\omega_{L1}} \quad (\text{точка b}) \quad (42)$$

Взаимодействие частиц в каждой скоростной группе с полем ω_{L1} приводит к тому, что уровень $|1\rangle$ обедняется, а населенность уровней $|2\rangle, |3\rangle$ и $|4\rangle$ возрастает за счет распадов с верхних уровней. Вторая частота $\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta L_2$, сканируется в широком диапазоне частот, δL_2 — расстройка второго поля. На рис.15(a) нанесены точки **c**, **d**, **e** и **f**, соответствующие скоростным группам частиц, для которых доплеровский сдвиг компенсирует расстройку δL_2 частоты ω_{L2} относительно частот квантовых переходов $|3\rangle - |7\rangle$, $|2\rangle - |6\rangle$, $|4\rangle - |6\rangle$, $|3\rangle - |5\rangle$, соответственно. Поглощение волны ω_{L2} будет наблюдаться на четырех частотах: $\omega_{23} \pm \Delta''$ (переход $|3\rangle - |7\rangle$ и $|3\rangle - |5\rangle$) и $\omega_{23} \pm \Delta'$ (переход $|2\rangle - |6\rangle$ и $|4\rangle - |6\rangle$). Из (40) получим выражения для соответствующих скоростных групп:

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{1 - \frac{v_{x3}}{c}} \longrightarrow \left(1 - \frac{v_{x3}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{\omega_{L2}} \quad (\text{точка c}) \quad (43)$$

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} + \Delta'}{1 - \frac{v_{x4}}{c}} \longrightarrow \left(1 - \frac{v_{x4}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} + \Delta'}{\omega_{L2}} \quad (\text{точка d}) \quad (44)$$

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} - \Delta'}{1 - \frac{v_{x5}}{c}} \longrightarrow \left(1 - \frac{v_{x5}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} - \Delta'}{\omega_{L2}} \quad (\text{точка e}) \quad (45)$$

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} - \Delta''}{1 - \frac{v_{x6}}{c}} \longrightarrow \left(1 - \frac{v_{x6}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} - \Delta''}{\omega_{L2}} \quad (\text{точка f}) \quad (46)$$

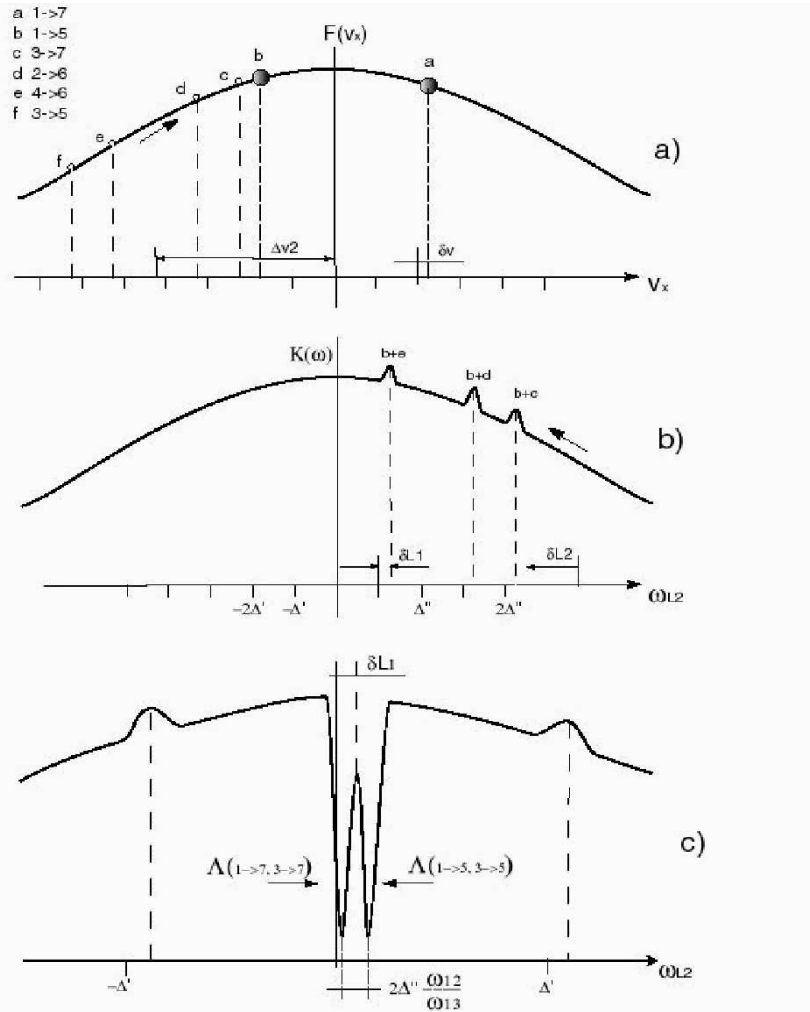


Рис. 15: Наблюдение резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии

В случае, когда расстройка $\delta L_2 > \omega_{23} + \Delta''$ все эти точки находятся слева относительно точки **b**. В каждой из этих скоростных групп (**a–f**) атомы возбуждаются излучением ω_{L2} или ω_{L1} . Равновесное распределение населенностей нарушается. При уменьшении расстройки δL_2 точки **c**, **d**, **e** и **f** на графике (рис. 15(a)) движутся вправо. При совпадении точек **c** и **b** атомы, находящиеся в этой скоростной группе одновременно взаимодействуют с обоими полями. Возбуждаются два перехода, которые не образуют Λ -систему, однако из-за наличия неравновесного распределения частиц по уровням и избытка населенности на уровне $|3\rangle$ возрастает поглощение второй волны, что соответствует пику поглощения (рис. 15(b)). Получим частоту на которой наблюдается этот пик поглощения из условия совпадения скоростных групп v_{x2} (точка **b**) и v_{x3} (точка **c**), т.е. из условия

$$\frac{\omega_{13} - \Delta''}{\omega_{L1}} = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{\omega_{L2}} \quad (47)$$

Из этого выражения легко получить, что частота на которой наблюдается первый пик поглощения $\omega_{L2} = \omega_{23} + 2\Delta'' + \delta L_1$. При дальнейшем уменьшении δL_2 наблюдаются пики поглощения при совпадении скоростных групп v_{x2} и v_{x4} (точки **b** и **d**), а также v_{x2} и v_{x5} (точки **b** и **e**), на частотах $\omega_{L2} = \omega_{23} + \Delta'' + \Delta' + \delta L_1$ и $\omega_{L2} = \omega_{23} + \Delta' + \delta L_1$, соответственно. При дальнейшем снижении δL_2 точка **c** совпадает с точкой **a**, что соот-

ветствует одновременному возбуждению переходов $|1\rangle - |7\rangle$ и $|3\rangle - |7\rangle$, т.е. резонансу КПН в Λ -системе, образованной уровнями 1, 3 и 7. Рассчитаем, на какой частоте будет наблюдаться пик резонанса КПН. Из условия совпадения скоростных групп v_{x1} и v_{x3} :

$$\left(1 - \frac{v_{x1}}{c}\right) = \frac{\omega_{13} + \Delta''}{\omega_{L1}} \quad \left(1 - \frac{v_{x3}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{\omega_{L2}}, \quad (48)$$

следует, что первый резонанс КПН будет наблюдаться на частоте $\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta L_1 + \omega_{12} \frac{\Delta''}{\omega_{13}}$. Второй резонанс КПН возникает при совпадении скоростных групп v_{x6} (точка **f**) и v_{x2} (точка **b**). Аналогично получаем частоту $\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta L_1 - \omega_{12} \frac{\Delta''}{\omega_{13}}$ на которой наблюдается второй резонанс КПН. При этом расстояние между двумя резонансами КПН равняется $\omega_{L2}^{ac} - \omega_{L2}^{bf} = 2\Delta' \frac{\omega_{12}}{\omega_{13}}$.

Дальнейшее уменьшение расстройки δL_2 приводит к появлению пиков поглощения в левой части графика (рис.15(c)). Следует особо заметить, что наличие лазерной расстройки второго поля, не равной нулю приводит к тому, что распределение пиков и резонансов симметрично относительно частоты

$$\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta L_1. \quad (49)$$

Таким образом, на доплеровски уширенном контуре, в отличие от спектра покоящегося атома, мы наблюдаем симметричную картину (6 пиков поглощения и два резонанса КПН) относительно частоты (49).

7.2.3 Сопоставление расчетов с данными эксперимента

Результаты теоретических и экспериментальных данных приведены на рис. 16а) и б). На рис. 16а) представлена зависимость коэффициента поглощения первого поля (672 нм) при сканировании второго поля (давление буферного газа Ag – 0,2 Торр, величина магнитного поля 19 Э). В соответствии с расчетами полученными в п. 7.2.2 на рис. 16 а) наблюдается 6 пиков субдоплеровского поглощения на отстройках δR , соответствующих $\pm 1, 5\mu H/\hbar, \pm 4, 5\mu H/\hbar, \pm 6\mu H/\hbar$, а также два слабо расщепленных пика КПН (величина расщепления $\Delta\nu = 3$ МГц).

На рис. 16 б) представлена кривая теоретического расчета резонанса КПН в продольном поле той же величины, параметры расчета приведены в п. 3.1, константа деполяризации $G_{\text{магн}} = 0$. Наблюдается хорошее согласование экспериментальной и теоретической кривых. На расчетной кривой (рис. 16 б)) расщепление резонанса КПН не наблюдается, т.к. расчет проводился в приближении покоящегося атома. Из рис. 14 а) следует, что наилучшее качественное согласование наблюдается при $G_{\text{магн}} = 0$, что указывает на пренебрежимо малую роль деполяризации на КПН в атомах Sm.

7.3 Поперечное магнитное поле

7.3.1 Спектры поглощения покоящегося атома самария при наложении поперечного магнитного поля

Схема уровней для рассматриваемой конфигурации полей приведена на рис. 17.

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). В этом случае образуются две Λ -системы (переходы $|1\rangle - |6\rangle$ и $|2\rangle - |6\rangle$, $|1\rangle - |7\rangle$ и $|4\rangle - |6\rangle$), переходы $|3\rangle - |5\rangle$ и $|3\rangle - |7\rangle$ в образовании Λ -системы не участвуют.

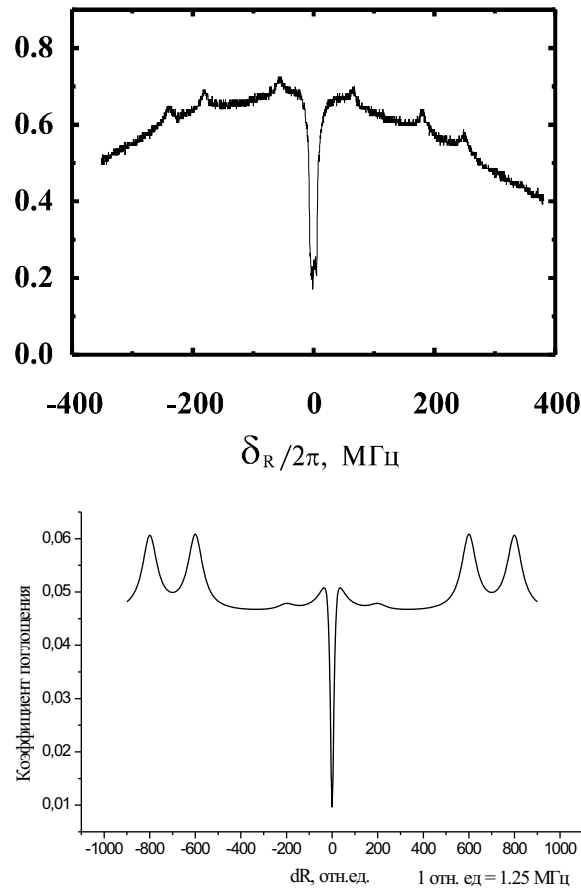


Рис. 16: а) Экспериментальная зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR , напряженность магнитного поля 19 Э, давление буферного газа Ar – 0,2 Торра, б) теоретическая зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) значение константы деполаризации магнитных подуровней $G_{\text{магн}}=0$.

Влияние деполаризации магнитных подуровней оказывает на коэффициент поглощения системы и на резонанс КПН в частности влияние, аналогичное описанному в п. 7.2.1. Результаты расчета для различных значений константы деполаризации представлены на рис. 18. Максимальное значение контраста резонанса достигается при $G_{\text{магн}} = 0$, с ростом $G_{\text{магн}}$ контраст резонанса падает, а его ширина при этом практически не меняется.

7.3.2 Наблюдение резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии в поперечном магнитном поле

По аналогии с п. 7.2.2 можно провести расчет положения линий КПН в доплеровски уширенном спектре. Можно показать, что в спектре образуется расщепленная линия резонанса КПН и в случае поперечного поля величина расщепления совпадает с величиной Зеемановского расщепления подуровней $|2\rangle$ и $|4\rangle$ нижнего уровня ($J = 0$): $\Delta\omega = 2\Delta'$. Следует отметить, что отношение величин расщепления резонансов КПН

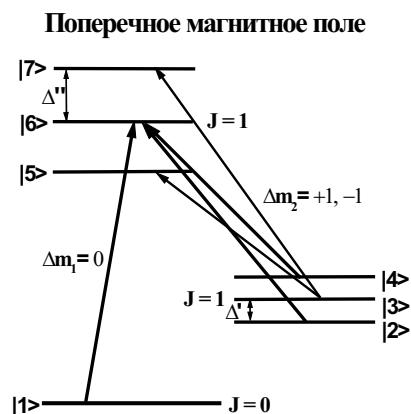


Рис. 17: Схема Λ -системы атома Sm при наложении поперечного магнитного поля для линейных ортогональных поляризаций лазерных пучков. Правила отбора для первого поля $\omega_{L1} — \Delta m_1 = 0$, для второго поля $\omega_{L2} — \Delta m_2 = \pm 1$. Δ' и Δ'' — величины зеемановского расщепления нижнего и верхнего уровней с $J \neq 0$, соответственно.

в поперечном и продольном полях составляет:

$$\frac{\Delta\omega_{\perp}}{\Delta\omega_{\parallel}} = \frac{2\Delta'_{\perp}}{2\Delta'_{\parallel} \frac{\omega_{12}}{\omega_{13}}} = 25 \frac{H_{\perp}}{H_{\parallel}} \quad (50)$$

7.3.3 Сопоставление расчетов с данными эксперимента для поперечного магнитного поля

Результаты экспериментального и теоретического расчета для поперечного поля в 15 Э представлены на рис. 19а) и б). Как и в предыдущем случае наблюдается хорошее качественное согласие экспериментальных и теоретических кривых. максимальное значение контраста резонанса достигается при $G_{\text{магн}} = 0$. Характерная ширина наблюдаемых резонансов КПН составляет 5 МГц.

7.4 Расчет дисперсии

Для всех приведенных в работе случаев проводился также расчет кривых дисперсии. В качестве примера на рис. приведена кривая дисперсии, соответствующая кривой поглощения для семиуровневой системы (рис. 18). Влияние различных изучаемых параметров на дисперсионные кривые аналогично зависимостям для кривых поглощения. Увеличение контраста и сужение резонанса соответствует увеличению контраста и более резкому изменению дисперсии в области резонанса КПН.

8 Заключение

В настоящей работе была поставлена задача изучения резонансов КПН в многоуровневых системах на примере атома Sm численным методом и сопоставить результаты

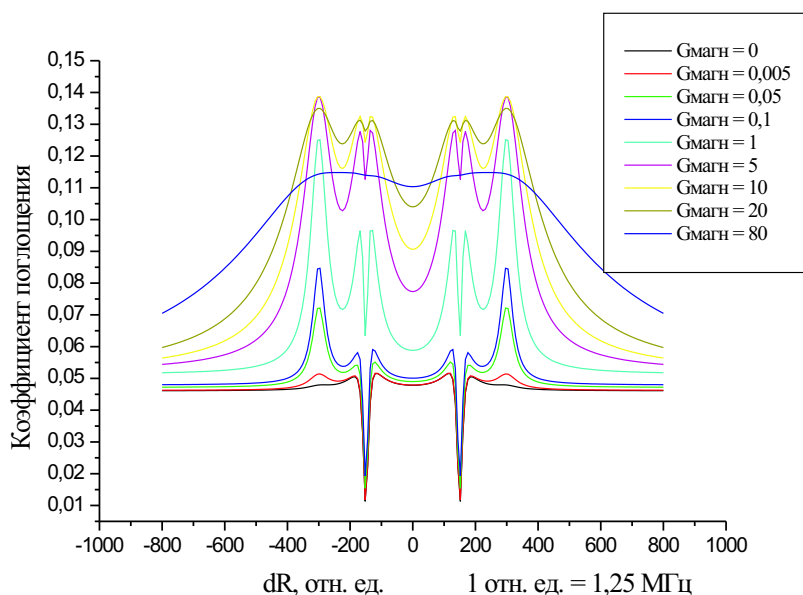


Рис. 18: Зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) для значений константы деполяризации магнитных подуровней $\Gamma_{\text{магн}}$, изменяющейся от 0 до 80.

расчета с экспериментальными данными группы С. И. Канорского в ФИАНе. Для проведения численных расчетов была разработана программа расчета Лиувиллиана многоуровневого атома в лазерном поле с учетом релаксационных процессов. Программа была реализована на языке Фортран. При расчете исследованы характеристики резонанса КПН в трех-, четырех- и семиуровневых системах, изучено влияние отдельных релаксационных процессов, таких как радиационный распад верхнего возбужденного уровня γ_{43} , дефазировки нижних уровней Γ_{12} , скорости распада γ_{21} и некогерентной накачки w_{12} Λ -системы, а также скорости деполяризации магнитных подуровней $\Gamma_{\text{магн}}$.

Показано, что в четырехуровневой системе величина резонанса КПН зависит от скорости распада γ_{43} верхнего возбужденного состояния на уровень $J = 2$: с ростом γ_{43} контраст резонанса падает, одновременно с чем происходит его сужение. Изменение γ_{21} и w_{12} в широких пределах слабо влияет на ширину резонанса. Проведено исследование резонансов КПН в атоме Sm при наложении продольного и поперечного магнитного полей. При этом рассматриваемая система становится семиуровневой. Изучено влияние столкновительной деполяризации на вид резонанса КПН, и показано отрицательное влияние этого процесса на контраст резонанса.

Для сопоставления результатов расчетов с экспериментом проанализировано влияние Допплеровского уширения на положение резонанса КПН в семиуровневой системе. Показано, что результаты расчетов и эксперимента качественно хорошо согласуются.

Список литературы

- [1] E. Arimondo, *Coherent population trapping in laser spectroscopy*, Progress in Optics XXXV (E. Wolf), pp. 257–354 (1996).

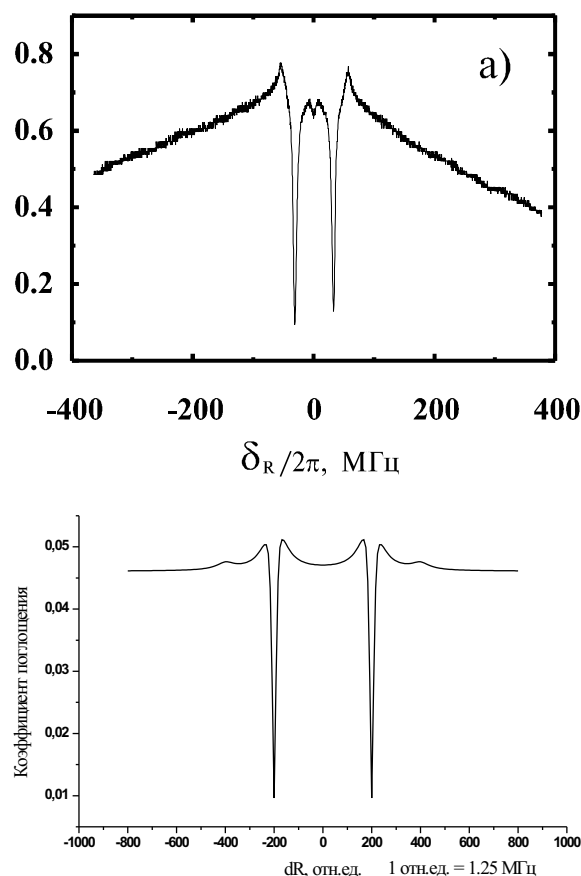


Рис. 19: а) Экспериментальная зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR , напряженность магнитного поля 19 Э, давление буферного газа Ar – 0,2 Торра, б) теоретическая зависимость коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δR ($\delta L = 0$) значение константы деполаризации магнитных подуровней $G_{\text{магн}}=0$.

- [2] В.С. Летохов, В.П. Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*. Москва, Наука, (1990).
- [3] E. Arimondo, G. Orriols, *Nuovo Cimento Lett.* 1976, **17**, 333; G. Orriols, *Nuovo Cimento. B.* 1979, **53**, 1.
- [4] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, *Nuovo Cimento. B.* 1976, **36**, 5; K. Takagi, R.F.Curl, R.T.M. Su, *Appl. Phys.* 1975, **7**, 181.
- [5] H. R. Gray, R. M. Whitly, C. R. Stroud, Jr. *Opt. Lett.* 1978, **3**, 218.
- [6] G. Alzetta, L. Moi, G. Orriols, *Nuovo Cimento. B.* 1979, **52**, 209; *Opt. Commun.* 1982, **42**, 335.
- [7] Агапьев Б.Д., Горный М.Б. и др., *УФН* **163**, 1, 1993.
- [8] R. Wynands, A. Nagel, *Appl. Phys. B* **68**, 1–25, 1999.
- [9] I. I. Sobelman *Введение в теорию атомных спектров*. Moscow, Наука, 1977.

- [10] B. A. Grishanin, *Квантовые случайные процессы*, 1996.
- [11] A. Nagel, R. Wynands, D. Meschede, B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, "Light shift of coherent population trapping resonances", in: EQEC'98 Digest, p. TQhC2, Glasgow, Scotland, UK, 1998.
- [12] B. A. Grishanin, *Quantum Stochastic Processes*, located at <http://comsim1.phys.msu.su/index.html> (in Russian).
- [13] N. N. Kolachevsky, A. A. Papchenko, N. A. Kiselev, V. N. Sorokin, A. V. Akimov and S. I. Kanorsky, "Isotopic shifts and hyperfine structure of the 672 and 686 nm spectral lines of samarium"(unpublished).
- [14] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826–829 (1996).
- [15] A. Kasapi, "Enhanced isotope discrimination using electromagnetically induced transparency", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3908–3915 (1997).
- [16] P. L. Kelley, P. J. Harsman, O. Blum, T. K. Gustafson, "Radiative renormalization analysis of optical double resonance", *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2298–2302 (1994).
- [17] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T. W. Hansch, "Phase-coherent measurement of the hydrogen 1S–2S transition frequency with an optical frequency interval divider chain", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2646–2649 (1997).
- [18] B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, D. Meschede, "Modification of resonance fluorescence and absorption in a Λ -system by four-wave mixing."
- [19] C. W. White, W. M. Hughes, G. S. Hayne, H. G. Robinson, "Determination of g-factor for free ^{133}Cs and ^{87}Rb atoms", *Phys. Rev. A* **7**, 1178–1182(1973).
- [20] R. M. Herman, "Rare-gas-induced g_J shifts in the ground states of alkali atoms", *Phys. Rev.* **175**, 10–11 (1968).
- [21] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, S. Haroche, F. Laloe "Detection of the static magnetic field produced by the oriented nuclei of optically pumped ^3He gas", *Phys. Rev. Lett* **22**, 758–760 (1969).
- [22] B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, R. Wynands, D. Meschede, "Markov analysis of a Λ system."
- [23] W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169–249 (1972).
- [24] I. V. Barrgatin, B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, *SPIE Proc.*, Vol., pp., (1998).