

ИССЛЕДОВАНИЕ УЗКОПОЛОСНОГО N-РЕЗОНАНСА, ФОРМИРУЕМОГО В ТОНКИХ АТОМАРНЫХ СЛОЯХ РУБИДИЯ

*А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян**

*Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения*

Поступила в редакцию 3 апреля 2012 г.

Исследован узкополосный N-резонанс, формируемый в Λ -системе атомов рубидия D_1 -линии, при наличии буферного газа неона и излучения двух непрерывных узкополосных диодных лазеров. Использовались специальные ячейки, с помощью которых исследовалась зависимость процесса от толщины L столба паров в милли-, микро- и нанометровой областях. Проведенное сравнение зависимостей N-резонанса и резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) от L показали: минимальная (рекордно малая) толщина, при которой регистрируется N-резонанс составляет $L = 50$ мкм, в то время как контрастный ЭИП-резонанс легко формируется даже при $L \approx 800$ нм. Показано, что N-резонанс в магнитном поле для атомов ^{85}Rb расщепляется на пять или шесть компонент (в зависимости от направлений магнитного поля и лазерного излучения). Полученные результаты указывают на то, что в формировании N-резонанса начальным и конечным уровнями являются нижние уровни $F_g = 2, 3$. Проведено исследование зависимости N-резонанса от угла между лазерными пучками. Отмечены практические применения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на успешное применение процессов когерентного пленения населенности (КПН) и электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) при создании высокочувствительных магнитометров, при замедлении скорости света и оптической записи информации, в задачах квантовой коммуникации и др. [1–3], продолжается поиск процессов, которые совмещают в себе достоинства КПН- и ЭИП-процессов, а также могут иметь дополнительные преимущества. В последние годы в качестве альтернативы активно исследуется процесс, в котором формируется узкополосный N-резонанс (также называемый резонансом трехфотонного поглощения). Первое сообщение о регистрации N-резонанса приведено в работе [4]. По своим характеристикам N-резонанс похож на «светлый» резонанс, формируемый в результате процесса электромагнитно-индуцированного поглощения в V-системе [5], однако в данном случае используется Λ -система атомов рубидия D_1 - или D_2 -линий. К основным достоинствам процесса следует отнести технически более легкое формирование высококонтрастного N-резо-

нанса. В работе [6] показано, что более высокий контраст N-резонанса достигается на D_2 -линии атомов рубидия, однако меньшая спектральная ширина достигается на D_1 -линии. В работе [7] обнаружена возможность обнуления частотного сдвига N-резонанса, обусловленного электрическим полем лазерного излучения, что важно для создания атомных часов. Асимметрия профиля N-резонанса исследована в работе [8]. В работе [9] показано, что при использовании трех лазерных излучений за счет уменьшения частотной отстройки связывающего лазера от соответствующего перехода достигаются улучшенные параметры N-резонанса. Отметим, что в работах [4, 6–9] для формирования N-резонанса применялся буферный газ с давлением 3–30 Торр. Для формирования N-резонанса используются два лазерных пучка: пробный (с перестраиваемой частотой) и связывающий (с фиксированной частотой) с длинами волн приблизительно 795 нм. На рис. 1а приведена схема формирования N-резонанса в Λ -системе атомов ^{85}Rb (D_1 -линии), в котором нижними уровнями для Λ -системы являются уровни $F_g = 2, 3$, а верхним уровнем — $5P_{1/2}$ (состоящий из двух доплеровски уширенных сверхтонких уровней $F_e = 2, 3$). Частота пробного лазера ν_P сканируется по переходам $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$, а частота связы-

*E-mail: david@ipr.sci.am, davsark@yahoo.com

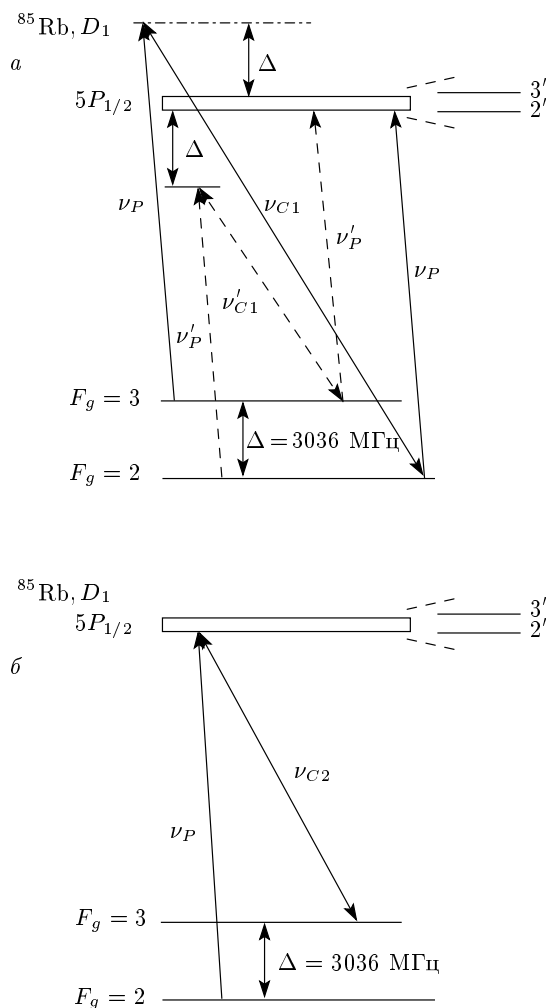


Рис. 1. а) Λ -система атомов ^{85}Rb , D_1 -линии; частота пробного лазера ν_P сканируется по переходам $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$ и при частоте $\nu_{C1} - \nu_P = \Delta$ в спектре пробного излучения формируется N-резонанс; в случае, когда ν'_P сканируется по переходам $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$ (показана штриховыми линиями), для формирования N-резонанса необходима меньшая частота связывающего лазера $\nu'_{C1} = \nu_{C1} - 3\Delta$. б) Λ -система атомов ^{85}Rb , D_1 -линии; при той же частоте пробного лазера ν_P , но при другой частоте связывающего лазера $\nu_{C2} = \nu_{C1} - 2\Delta$ формируется «темный» резонанс, демонстрирующий уменьшение поглощения

вающего лазера ν_{C1} фиксирована. В спектре пробного излучения каскадный N-резонанс формируется в случае, когда разность частот $\nu_{C1} - \nu_P = \Delta$, где Δ — величина сверхтонкого расщепления нижнего уровня (важно отметить, что частота ν_{C1} отстроена на Δ от частоты перехода $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$). Нетрудно видеть, что если использовать меньшую частоту

пробного лазера ν'_P (на рис. 1а показана штриховыми линиями), которая сканируется по переходам $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$, и ν'_P «отложить» с уровня $F_g = 2$, то в этом случае для формирования N-резонанса необходима меньшая частота связывающего лазера $\nu'_{C1} = \nu_{C1} - 3\Delta$. Важно отметить, что в обоих случаях контраст и спектральная ширина N-резонанса практически одинаковы. На рис. 1б для сравнения приведена схема формирования ЭИП-резонанса в той же Λ -системе атомов ^{85}Rb (D_1 -линии), при этом используется такая же частота пробного лазера ν_P , однако частота связывающего лазера ν_{C2} в этом случае должна быть меньше на величину 2Δ . Таким образом, формируемый в Λ -системе в спектре пробного излучения «темный» резонанс (демонстрирующий уменьшение поглощения) при увеличении частоты связывающего лазера $\nu_{C1} = \nu_{C2} + 2\Delta$ становится «светлым» N-резонансом (демонстрирующим увеличение поглощения).

В настоящей работе исследована зависимость процесса от толщины L столба паров рубидия и показано, что даже при малой толщине $L = 50$ мкм N-резонанс имеет хороший контраст и узкую спектральную ширину. Также приведены результаты исследования расщепления N-резонанса в магнитных полях для атомов ^{85}Rb , D_1 -линии. Анализ спектров позволяет утверждать, что начальным и конечным уровнями являются нижние уровни атома $F_g = 2, 3$. Приведено сравнение характеристик N-резонанса и ЭИП-резонанса, формируемых в той же Λ -системе атомов рубидия, в зависимости от толщины столба паров L . Исследована неколлинеарная геометрия для формирования N-резонанса. Отмечены возможные практические применения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Конструкция ячеек

Фотография используемых в эксперименте ячеек, содержащих пары атомов рубидия и газа неона, приведена на рис. 2. Для того чтобы иметь одновременно несколько областей различных толщин столба паров атомов Rb, применялись ячейки, состоящие из двух секций (ДС). В верхней части показана сверхтонкая ячейка (СТЯ), окна которой изготовлены из технического сапфира. Клиновидный зазор между внутренними поверхностями окон изменяется в интервале от 50 нм до 3 мкм: при вертикальном перемещении ячейки лазерное излучение проходит через нужную область исследуемой толщины (детальное описание СТЯ приведено в рабо-

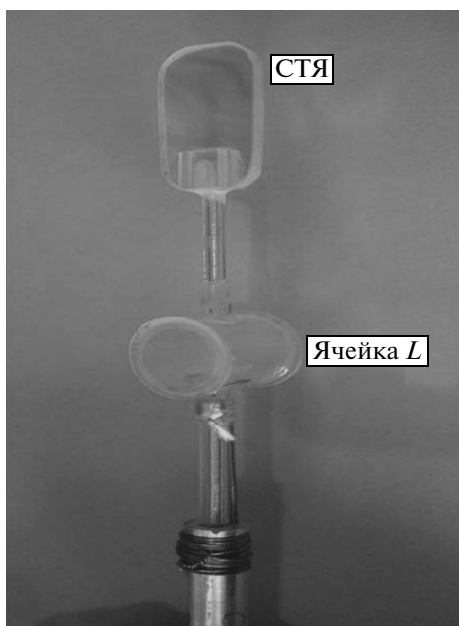


Рис. 2. Фотография ДС-ячейки: содержит пары рубидия и газ неон. В верхней части показана СТЯ: клиновидный зазор между внутренними поверхностями окон, его ширина изменяется в интервале 50–3000 нм. СТЯ с помощью сапфировой трубки соединена с ячейкой длиной L , к которой прикреплена другая сапфировая трубка, заполненная металлическим рубидием (резервуар). В нижней части виден металлический держатель, на котором фиксируется ДС, и термопара, которая определяет температуру резервуара

те [10]). СТЯ с помощью сапфировой трубки диаметром приблизительно 3 мм соединена с сапфировой ячейкой длиной $L = 8$ мм, к которой подсоединена дополнительная сапфировая трубка-отросток диаметром около 3 мм, заполненная металлическим рубидием. Поскольку СТЯ и ячейка длиной L соединены сапфировой трубкой, в обеих частях устанавливается одинаковое давление газа неона, что позволяет исследовать процессы при существенно разных толщинах L (милли-, микро- и нанометровые области) при том же давлении неона. Были изготовлены три ДС-ячейки, которые содержали пары атомов рубидия и газ неон с давлением 6 Торр, 20 Торр и 400 Торр. ДС-ячейка помещалась в двухсекционный нагреватель, который имел шесть отверстий: по два отверстия для пропускания лазерного излучения через СТЯ и через ячейку длиной L и по одному отверстию для регистрации в боковом направлении флуоресценции от СТЯ и от ячейки длиной L . В случае использования СТЯ отросток (резерву-

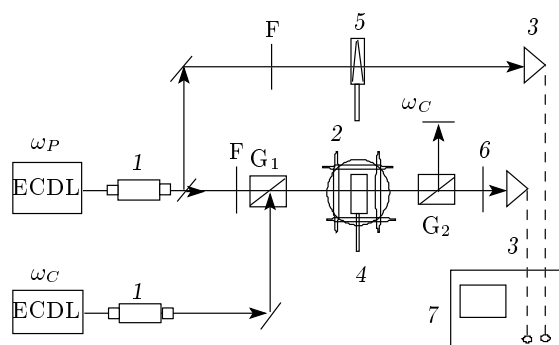


Рис. 3. Схема эксперимента. ECDL — диодные лазеры с внешним резонатором, 1 — изоляторы Фарадея, $G_{1,2}$ — поляризаторы Глана, 2 — катушки Гельмгольца, 3 — фотодиоды, 4 — ячейка с парами атомов, 5 — вспомогательная СТЯ, F — нейтральные оптические фильтры, 6 — интерференционный фильтр для длины волны 795 нм, 7 — цифровой осциллограф

ар) со столбом рубидия нагревался до температуры приблизительно 120 °С (плотность паров атомов рубидия в СТЯ порядка 10^{13} ат./см³), а в случае исследования процессов в ячейке длиной L отросток нагревался до 60–70 °С, что создавало плотность паров атомов $(3-5) \cdot 10^{11}$ ат./см³ (дополнительные детали конструкции приведены в работе [11]). В эксперименте использовалась также клиновидная ячейка с сапфировыми окнами и толщиной L столба паров рубидия, изменяющейся в интервале 50–90 мкм, содержащая неон с давлением 200 Торр.

2.2. Экспериментальные результаты

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. Использовалось излучение двух непрерывных узкополосных (с шириной порядка 1 МГц) диодных лазеров с внешним резонатором (Extended Cavity Diode Laser, ECDL), один из которых имел фиксированную частоту ν_C (связывающий лазер), а второй, с перестраиваемой частотой ν_P , являлся пробным лазером (длины волн лазеров ~ 795 нм). Оба луча диаметром 2 мм совмещались призмой Глана G_1 (поляризации связывающего и пробного лазеров были линейными и взаимно перпендикулярными) и направлялись на ячейку с парами атомов. Часть пробного излучения направлялась на дополнительную СТЯ толщиной $L = \lambda$ (5), с помощью которой формировался частотный репер по методике, приведенной в работе [12]. Регистрация излучений проводилась фотодиодами ФД-24К (3). Перед

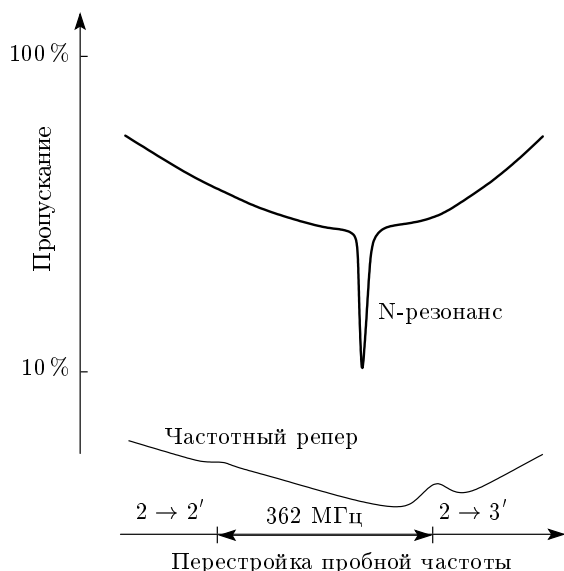


Рис. 4. Верхняя кривая — спектр пропускания пробного излучения, содержащая N-резонанс, толщина ячейки $L = 8$ мм (давление неона 6 Торр), температура резервуара 70°C . Нижняя кривая — спектр пропускания частотного репера при толщине СТЯ $L = \lambda$, который содержит субдоплеровские резонансы, расположенные на атомных переходах

фотодиодом (регистрирующим пробное излучение) помещался интерференционный фильтр 6 с пропусканием 50% на длине волны ~ 795 нм с шириной полосы пропускания на полувысоте 10 нм. Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и далее подавались на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B (7). Для обнуления лабораторного магнитного поля, а также для формирования магнитного поля в нужном направлении использовалась система катушек Гельмгольца 2 , внутрь которой помещались ячейки с парами атомов 4 . С помощью призмы G_2 излучение связывающего лазера отсекалось и регистрировалось только пробное излучение.

2.2.1. Формирование N-резонанса в ячейке с парами рубидия и буферного газа

В эксперименте использовались ДС-ячейки с толщиной $L = 8$ мм, заполненные парами рубидия и газа неона, имеющего давления $6, 20$ и 400 Торр (при исследовании зависимости N-резонанса от толщины L также использовалась клиновидная ячейка с толщиной столба $50\text{--}90$ мкм, с давлением неона 200 Торр). Два луча с частотами ν_P и ν_C совмещались и направлялись на ячейку с парами рубидия

и неона с давлением 6 Торр. Мощность пробного лазера составляла 4 мВт, связывающего — 20 мВт (при диаметре лазерных пучков приблизительно 2 мм). Температура трубки-отростка (резервуара) равна 70°C (плотность паров атомов рубидия приблизительно равна $5 \cdot 10^{11}$ ат./см³). Частота пробного лазера ν_P сканируется по переходам $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2, 3$, а частота связывающего лазера ν_C фиксирована (рис. 1а). На рис. 4 (верхняя кривая) приведен N-резонанс, который формируется в спектре пропускания пробного излучения. Контраст N-резонанса (если определить его как отношение амплитуды резонанса к пиковому поглощению при отсутствии связывающего излучения) достигает 75% . Оценки частоты Раби по выражению $\Omega/2\pi = \gamma_N(I/8)^{1/2}$ [10], где I [мВт/см²] — интенсивность излучения лазера, а γ_N — естественная ширина верхнего уровня (5.8 МГц), для связывающего и пробного лазеров дают соответственно 40 МГц и 18 МГц. Спектральная ширина (полная ширина на полувысоте) N-резонанса составляет приблизительно 10 МГц. При уменьшении мощности связывающего и пробного лазеров контраст N-резонанса уменьшается до нескольких процентов, однако при этом происходит существенное сужение спектральной ширины до 2 МГц. Нижняя кривая на рис. 4 показывает спектр пропускания частотного репера при толщине СТЯ $L = \lambda$, который содержит субдоплеровские оптические резонансы, селективные по атомным скоростям, расположенные точно на частотах атомных переходов [12]. Заметим, что при давлении неона 20 Торр параметры N-резонанса (контраст и спектральная ширина) примерно такие же, как при давлении 6 Торр. Однако при давлении газа неона 400 Торр контраст уменьшается до 10% (исследование зависимости формы N-резонанса от давления буферного газа представляет самостоятельный интерес).

Проводилось изучение контраста N-резонанса при уменьшении толщины L : исследования, проведенные с помощью ячейки с клиновидной толщиной столба паров в интервале $50\text{--}90$ мкм (температура резервуара ячейки приблизительно 100°C), с давлением неона 200 Торр показали, что контраст N-резонанса (его амплитуда) уменьшается при уменьшении L от 8 мм до 50 мкм. Минимальная толщина столба паров, при которой регистрировался N-резонанс с хорошими параметрами (контраст 10% , спектральная ширина $15\text{--}20$ МГц) составила 50 мкм, при этом связывающее излучение фокусировалось и интенсивность достигала 1 Вт/см². При дальнейшем уменьшении L (для этого использова-

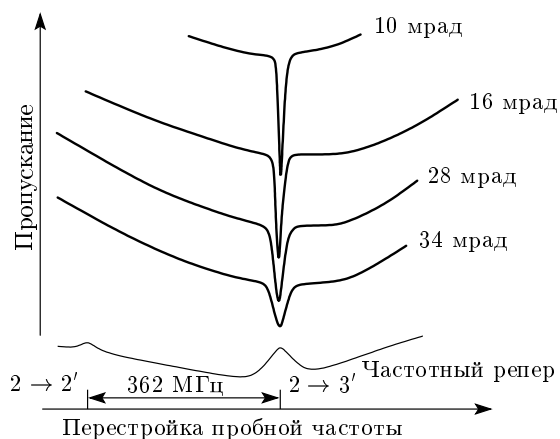


Рис. 5. Спектры N-резонанса при различных углах θ между пучками связывающего и пробного лазеров (геометрия показана на вставке к рис. 6). Для наглядности спектры смещены по вертикали. Увеличение угла θ приводит к уменьшению контраста и к возрастанию спектральной ширины N-резонанса. Нижняя кривая — спектр пропускания частотного репера при толщине СТЯ $L = \lambda$

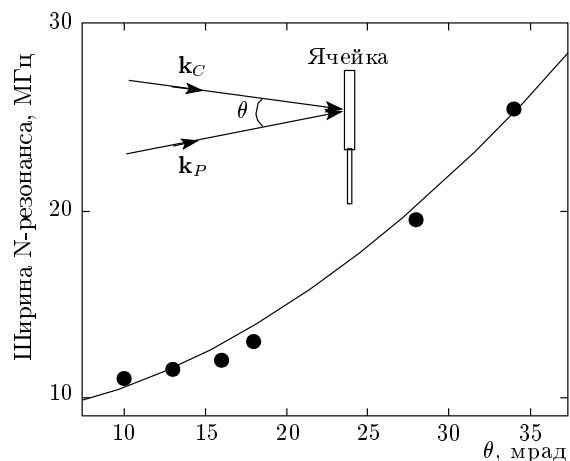


Рис. 6. Зависимость спектральной ширины N-резонанса от угла θ . Сплошная кривая — аппроксимация эмпирической кривой. На вставке — схема падения на ячейку связывающего (k_C) и пробного (k_P) лазерных излучений

лась СТЯ с $L = 3$ мкм, показанная на рис. 2) контраст N-резонанса уменьшался до 0.5%, а спектр уширялся до 30–40 МГц.

Изучение поведения N-резонанса в зависимости от угла между пучками связывающего и пробного лазеров представляется важным как с научной точки зрения, так и с прикладной. Практическая важ-

ность заключается в том, что в случае, когда связывающий и пробный лазеры имеют одинаковую поляризацию, единственной возможностью для регистрации только пробного излучения является его пространственное отделение от связывающего излучения. На рис. 5 приведены спектры, демонстрирующие поведение N-резонанса при различных углах θ (геометрическая схема показана на вставке к рис. 6). Зависимость спектральной ширины от угла приведена на рис. 6. Сплошная кривая — результат аппроксимации спектральной ширины эмпирической формулой γ [МГц] = $9 + 0.02\theta^{1.9}$ [мрад]. Аналогичная зависимость от угла была зарегистрирована для ЭИП-резонанса в работе [13], что объясняется близкой природой образования этих резонансов, поскольку в обоих случаях используются Λ -системы и в процессе формирования ЭИП- и N-резонансов участвуют нижние уровни. Как видно из рис. 5, 6, при небольших углах (~ 10 мрад) параметры ухудшаются сравнительно медленно, что можно использовать для отмеченного выше пространственного разделения. Остаточная доплеровская ширина, приводящая к уширению N-резонанса в случае коллинеарного распространения ($\theta = 0$) вдоль z , равна $(k_C - k_P)V_z$, где V_z — проекция скорости атома. При увеличении угла θ остаточная доплеровская ширина возрастает, однако при малых углах ширина пропорциональна величине θ [13]. Дальнейшее увеличение θ приводит к быстрому уменьшению контраста и возрастанию спектральной ширины, так же как это регистрировалось для ЭИП-резонанса.

2.2.2. Поведение N-резонанса во внешнем магнитном поле для атомов ^{85}Rb

Высокий контраст N-резонанса позволяет легко проследить его поведение во внешнем магнитном поле величиной от нескольких гауссов до нескольких сотен гауссов. В случае использования атомов ^{85}Rb N-резонанс в магнитном поле расщепляется на пять или шесть компонент (в зависимости от взаимной ориентации магнитного поля \mathbf{B} и направления лазерного излучения \mathbf{k}). На рис. 7 верхняя кривая показывает N-резонанс в случае, когда внешнее магнитное поле отсутствует ($B = 0$). Средняя кривая показывает расщепление N-резонанса на шесть компонент в магнитном поле $B = 30$ Гс (приложено поперечное магнитное поле ($\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$)). Использовалась ячейка с парами рубидия и неона с давлением 20 Торр. Мощности связывающего P_C и пробного P_P лазеров составляли соответственно 18 мВт и 3 мВт. Как видно из рис. 7, все шесть компонент имеют хороший

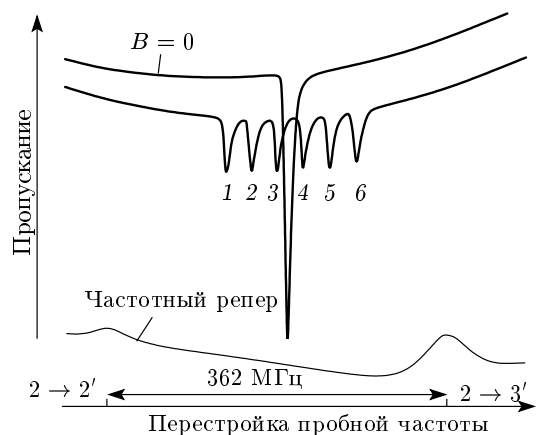


Рис. 7. Верхняя кривая — спектр N-резонанса при $B = 0$. Средняя кривая — расщепление N-резонанса на шесть компонент в поперечном магнитном поле $B = 30$ Гс. Нижняя кривая — спектр пропускания частотного репера при толщине СТЯ $L = \lambda$

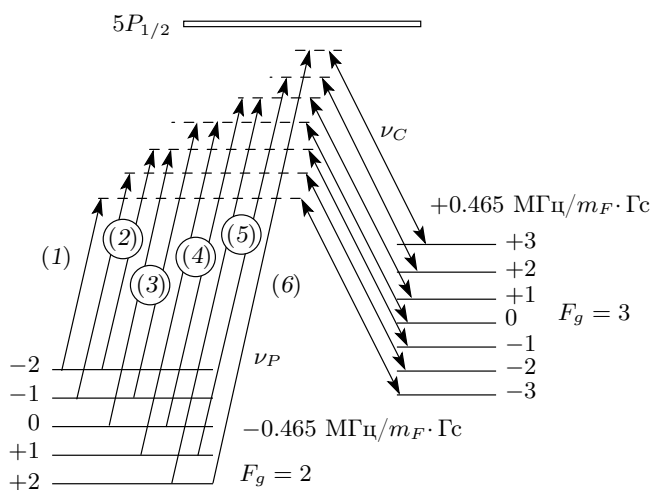


Рис. 8. Диаграмма уровней $F_g = 2$ и $F_g = 3$ атома ^{85}Rb , которые во внешнем поле расщепляются соответственно на 5 и 7 подуровней. Приведены десять возможных пар частот связывающего лазера ν_C и пробного лазера ν_P . Пары, для которых частоты пробного лазера одинаковы, помечены кружками; компоненты (1) и (6) содержат по одному переходу. Нетрудно видеть, что диаграмма будет такой же, если частоты ν_C и ν_P поменять местами

контраст и ширину приблизительно 6 МГц, что в 1.4 раза меньше исходной ширины N-резонанса при $B = 0$. Об аналогичном сужении сообщалось в работе [14] при изучении расщепления ЭИП-резонанса в магнитном поле. На рис. 8 приведена диаграмма уровней $F_g = 2$ и $F_g = 3$ атома ^{85}Rb , которые во

внешнем поле расщепляются на $2F + 1$ зеемановских подуровней — соответственно на пять и семь подуровней. Чтобы не усложнять рис. 8, расщепление верхнего уровня $5P$ не показано (влияние верхнего уровня проявляется в изменении величины расстройки Δ с изменением магнитного поля, что влияет только на амплитуду N-резонанса, см. рис. 1а). На диаграмме приведены десять возможных пар частот связывающего лазера ν_C (имеющего фиксированную частоту) и пробного лазера ν_P (имеющего перестраиваемую частоту), которые могут привести к двухфотонному поглощению с нижнего уровня $F_g = 2$ с переводом атомов на $F_g = 3$. Нетрудно увидеть, что частоты пробного лазера для некоторых случаев одинаковы (такие группы по два перехода с одинаковыми частотами помечены кружками), что приводит к возникновению шести различных частотных компонент, приведенных на рис. 7. Как видно из диаграммы, частотный сдвиг между двумя соседними компонентами составляет $(0.465 + 0.465)$ МГц/Гс = 0.93 МГц/Гс. Если предположить, что начальным является один из нижних уровней сверхтонкой структуры ($F_g = 2$ или $F_g = 3$), а конечным — один из верхних уровней ($F_e = 2$ или $F_e = 3$), тогда частотный сдвиг между двумя соседними компонентами должен составлять следующие величины. В случае, когда нижний уровень $F_g = 2$, а конечный верхний $F_e = 2$, частотный сдвиг должен быть $(0.465 - 0.155)$ МГц/Гс = 0.31 МГц/Гс; в случае же, когда конечным является $F_e = 3$, тогда частотный сдвиг должен быть $(0.465 + 0.155)$ МГц/Гс = 0.62 МГц/Гс (величины, определяющие сдвиги в магнитном поле зеемановских подуровней с проекцией m_F , приведены в работе [15]). Частотное расстояние между компонентами 6 и 1 (рис. 7) составило $(5 \cdot 0.93 \text{ МГц/Гс}) \cdot 30 \text{ Гс} = 139.5 \text{ МГц}$ (в случае, показанном на рис. 9, частотное расстояние между компонентами 5 и 1 составляет $(4 \cdot 0.93 \text{ МГц/Гс}) \cdot 15 \text{ Гс} \approx 55 \text{ МГц}$). Следовательно, начальным и конечным являются нижние уровни $F_g = 2, F_g = 3$. Важно отметить, что вне зависимости от того, какой из уровней $F_g = 2, 3$ является начальным и конечным, частотный сдвиг между соседними компонентами составляет 0.93 МГц/Гс, что наблюдается в эксперименте (это верно для полей, меньших 200 Гс, когда смещение подуровней m_F линейно зависит от величины магнитного поля [16]).

Важно отметить, что в случае использования ячейки толщиной $L = 50$ мкм (давление неона 200 Торр) и приложенного продольного магнитного поля ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$) N-резонанс расщепляется на пять узких (< 6 МГц) компонент, показанных на рис. 9. Мощности P_P и P_C составляли соответствен-

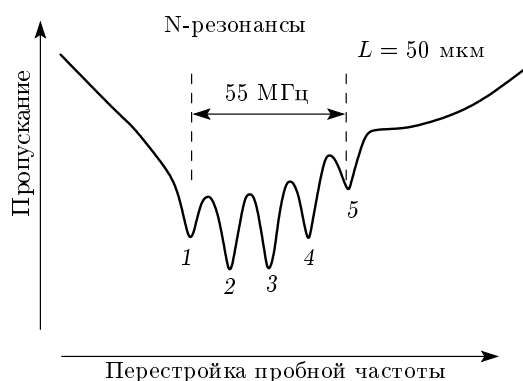


Рис. 9. Расщепление N-резонанса на пять компонент в продольном магнитном поле $B \approx 15$ Гс. Толщина столба паров атомов 50 мкм, температура резервуара приблизительно 100°C

но 0.5 мВт и 3 мВт (диаметр лазерных пучков 1 мм). Частотный сдвиг между компонентами 1 и 5 равен $4 \cdot 0.93 \text{ МГц/Гс} = 3.72 \text{ МГц/Гс}$. Поскольку при изменении магнитного поля на 1 Гс увеличение частотного расстояния на 3.72 МГц может быть легко зарегистрировано, это может быть использовано для измерения сильно неоднородных (градиентных) магнитных полей с пространственным разрешением 50 мкм. Заметим, что при использовании N-резонанса достигается в 5–6 раз лучшее спектральное разрешение, чем в работе [16], в которой использовались субдоплеровские резонансы. Расщепление на пять компонент уверенно регистрируется до магнитных полей 700 Гс (большие магнитные поля формировались техникой, описанной в работе [16]).

2.3. Сравнение характеристик N-резонанса и ЭИП-резонанса

Сравнение характеристик N-резонанса и ЭИП-резонанса проводилось в тех же экспериментальных условиях: на той же ячейке ($L = 8$ мм и давление неона 6 Торр) при температуре ячейки 70°C и величине магнитного поля 3 Гс для атомов ^{85}Rb . Мощности пробного и связывающего лазеров составляли соответственно 0.2 мВт и 1 мВт. Использовались конфигурации частот, показанные на рис. 1. Для формирования N-резонанса и формирования ЭИП-резонанса (в спектре пробного излучения) изменялась только частота ν_C (для удобства сравнения спектры скомбинированы и приведены один над другим, см. рис. 10). Приложено продольное магнитное поле ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$). В

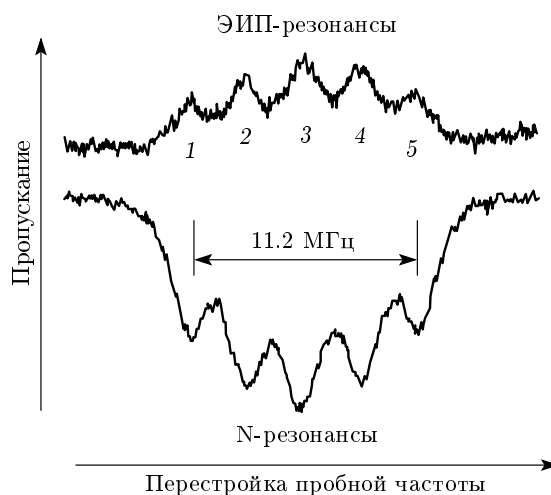


Рис. 10. Расщепления ЭИП-резонанса (верхняя кривая) и N-резонанса (нижняя кривая) на пять компонент (с ширинами около 2 МГц) в продольном магнитном поле $B = 3$ Гс. Частотное расстояние между компонентами 5 и 1 составляет $(4 \cdot 0.93 \text{ МГц/Гс}) \cdot 3 \text{ Гс} \approx 11 \text{ МГц}$. Заметим, что ЭИП-резонанс более «шумный», чем N-резонанс, что объясняется большим контрастом при формировании последнего

этом случае оба резонанса расщепляются на пять компонент, показанных на рис. 10. Наличие пяти компонент с одинаковыми частотными интервалами между ними свидетельствует о том, что в обоих случаях формируются пять Λ -систем на атомах ^{85}Rb , нижними уровнями которых являются $F_g = 2$ и $F_g = 3$. Огибающие спектра в обоих случаях аппроксимировались пятью кривыми (вблизи вершин кривые лучше аппроксимируются гауссовыми кривыми, вблизи основания — лоренцевыми, т. е. полностью аппроксимируются фойгтовскими кривыми) с одинаковыми ширинами 2.3 МГц. Однако, как видно из рис. 10, ЭИП-резонанс более «шумный», чем N-резонанс, что объясняется большим контрастом при формировании последнего (т. е. большим отношением сигнал/шум).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим механизм формирования N-резонанса. Конфигурация частот ν_C и ν_P формирует букву N, как показано на рис. 1a (см. работы [4, 6–9]). В работе [4] приведена теоретическая модель для объяснения механизма формирования N-резонанса. В этой модели Λ -система уровней атомов рубидия сведена к приведенной каскадной системе уровней, в

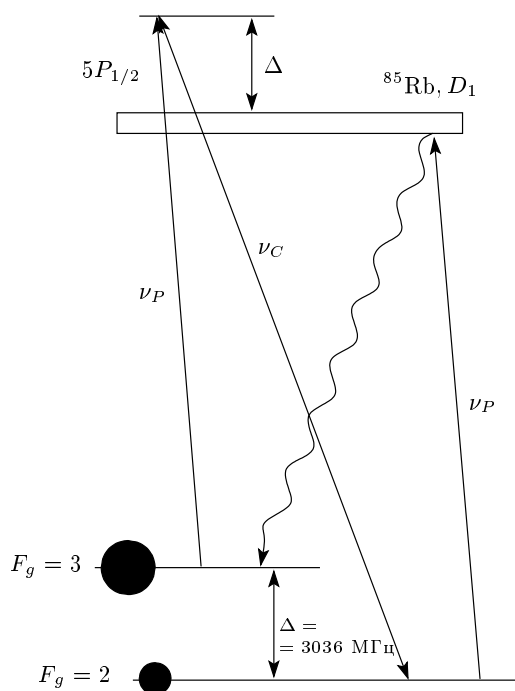


Рис. 11. Пояснение процесса формирования N-резонанса: пробное излучение, которое находится в резонансе с переходом $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$, переводит атомы с уровня $F_g = 2$ на уровень $F_g = 3$, увеличивая его населенность (большой кружок) и уменьшая населенность $F_g = 2$ (маленький кружок), что создает инверсию $N_3 > N_2$, и при соответствующей частоте ν_C происходит двухфотонное поглощение на частоте ν_P с формированием N-резонанса

которой начальным является один из нижних уровней сверхтонкой структуры ($F_g = 2$ или $F_g = 3$), а конечным — один из верхних уровней сверхтонкой структуры $5P$ ($F_e = 2$ или $F_e = 3$). Модель удовлетворительно описывает регистрируемые параметры N-резонанса. Однако в рамках этой модели не удастся объяснить новые экспериментальные результаты. В частности, результаты по расщеплению N-резонанса в магнитном поле указывают на то, что начальным и конечным являются нижние уровни $F_g = 2$ и $F_g = 3$. Также из модели [4] не следует, что добавление буферного газа должно приводить к улучшению контраста, в то время как результаты, приведенные в [4, 6–9], а также наши исследования указывают на это. Представленная на рис. 11 диаграмма (конфигурация частот ν_C и ν_P) хорошо описывает отмеченные выше особенности при следующем механизме образования N-резонанса: пробное излучение переводит атомы с уровня $F_g = 2$ на уровень $5P_{1/2}$ с последующим рас-

падом на $F_g = 2, 3$. Это известный процесс оптической накачки [17], в результате которого происходит обеднение уровня $F_g = 2$ (населенность которого условно показана маленьким кружком) и увеличение населенности $F_g = 3$ (показана большим кружком). В результате, появляется инверсия населенностей $N_3 > N_2$ и при соответствующей частоте связывающего лазера происходит двухфотонное поглощение [18]: атом с уровня $F_g = 3$ поглощает фотон пробного излучения ν_P , затем, излучая фотон с частотой ν_C переходит на $F_g = 2$. Это приводит к тому, что в спектре пробного излучения формируется узкий N-резонанс (который правильнее называть каскадным), демонстрирующий увеличенное поглощение. Амплитуда N-резонанса приближенно равна $\exp[\sigma_{TA}(N_3 - N_2)L]$, где σ_{TA} — сечение двухфотонного поглощения (зависит от расстройки Δ , интенсивности излучения связывающего лазера и вероятностей переходов $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$). Нетрудно видеть, что если пробное излучение находится в резонансе с переходом $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$, то это ведет к обеднению уровня $F_g = 3$ и увеличению населенности уровня $F_g = 2$; в результате появится инверсия $N_2 > N_3$ и при соответствующей частоте ν'_C (как это показано для ν'_{C1} штриховыми линиями на рис. 1a) в результате двухфотонного поглощения атом с $F_g = 2$ перейдет на $F_g = 3$.

Подтверждением этого механизма является также факт существенного улучшения контраста N-резонанса при использовании буферного газа. Это объясняется следующим образом: известно, что нижние уровни A-системы при давлении буферного газа в интервале 10–100 Торр слабо уширяются буферным газом [2] (в случае атомов рубидия и газа неона столкновительное сечение, приводящее к переброске электрона между $F_g = 2$ и $F_g = 3$, составляет величину порядка 10^{-22} см^2). Таким образом, преобладающим положительным эффектом является возрастание времени пролета атома t в лазерном пучке $t = d/v$, где d — диаметр лазерного пучка, v — скорость атома (т.е. происходит возрастание времени взаимодействия t лазерного излучения с атомом), так как при наличии буферного газа скорость атома (скорость диффузии) на несколько порядков меньше тепловой скорости атома в чистых парах рубидия. Поскольку при наличии точного резонанса частоты пробного лазера ν_P с атомным переходом эффективность оптической накачки пропорциональна времени взаимодействия t [17], имеет место более эффективная оптическая накачка и возрастание N_3 . Заметим, что в случае применения чистых паров рубидия на D_2 -линии в работе [19] контраст был неболь-

шим, меньше 4% (малый контраст при отсутствии буферного газа обусловлен меньшей величиной N_3).

Обсудим другой факт, указывающий на то, что конечным уровнем для формирования N-резонанса является $F_g = 3$ (а не верхний уровень). Добавление газа неона с давлением 10 Торр приводит к сильному уширению уровня $5P_{1/2}$ (до ~ 100 МГц). В работах [20, 21] было показано, что при формировании ЭИП-резонанса в каскадной системе, для которого конечным является верхний уровень $5D$, даже небольшое добавление буферного газа, приводящее к уширению конечного уровня $5D$, в десятки раз уменьшает контраст ЭИП-резонанса в каскадной системе, в то время как в чистых парах рубидия ЭИП-резонанс (в той же каскадной системе) имеет высокий контраст [22]. В теоретической модели [4] Λ -система уровней атомов рубидия сведена к описанной каскадной системе уровней (в которой начальным является один из нижних уровней, а конечным — один из верхних уровней), поэтому по приведенной выше аналогии формирование N-резонанса при наличии буферного газа должно быть сильно затруднено. Интересно отметить, что значения давления (3–30 Торр) буферного газа, использованные в работах [4, 6–9] для формирования N-резонанса, практически оптимальны и для формирования ЭИП-резонанса в той же Λ -системе для атомов рубидия [1–3].

Заметим, что и второе название N-резонанса — резонанс трехфотонного поглощения — может привести к неправильному пониманию. Процесс трехфотонного рассеяния (поглощения) был исследован в конце 1960-х гг. в работах [23, 24]. Суть процесса заключалась в том, что для двухуровневого атома при наличии расстройки $\Delta = \nu_L - \nu_A$ частоты лазера ν_L от атомной частоты ν_A протекает процесс трехфотонного рассеяния, в результате которого атом поглощает два лазерных фотона, излучает фотон на частоте ν_{3R} и переходит с нижнего состояния на верхнее. Следовательно, для трехфотонного рассеяния нижний и верхний уровни являются начальным и конечным, что неверно (как показывают результаты по расщеплению в магнитном поле) для N-резонанса.

Сравнение характеристик N- и ЭИП-резонансов при различных значениях L показывает, что технически проще формирование контрастного N-резонанса (при такой же спектральной ширине, как у ЭИП-резонанса) в ячейках сантиметровой и миллиметровой толщины. При уменьшении толщины L (начиная с нескольких миллиметров) контраст N-резонанса уменьшается и минимальная толщина

столба паров, при которой удается зарегистрировать N-резонанс с хорошими параметрами составляет 50 мкм (отметим, что это рекордно малая толщина, при которой зарегистрирован N-резонанс). К преимуществам же ЭИП-резонанса следует отнести его более слабую зависимость от толщины L . Так, в работе [10] была продемонстрирована возможность формирования контрастного ЭИП-резонанса при толщине столба L в интервале 400–800 нм; в частности, используя СТЯ (показанную на рис. 2), нам удавалось легко формировать контрастный ЭИП-резонанс с шириной 10–15 МГц в области толщин столба паров 400–800 нм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован узкополосный каскадный N-резонанс, который формируется в Λ -системе атомов рубидия, в ячейках с $L = 8$ мм и L в интервале 50–90 мкм при наличии газа неона с давлениями 6, 20, 200 и 400 Торр. Нами зарегистрирован N-резонанс при минимальной толщине столба паров 50 мкм. Исследовано поведение N-резонанса для атомов ^{85}Rb во внешнем магнитном поле: в случае, когда магнитное поле направлено вдоль электрического поля лазерного излучения N-резонанс расщепляется на шесть компонент, а в случае продольного магнитного поля формируется пять компонент. Исследования в магнитном поле указывают, что в формировании N-резонанса в Λ -системе участвуют нижние уровни $F_g = 2, 3$.

Изучение поведения N-резонанса при различных углах между пучками связывающего и пробного излучения показало, что при углах, меньших 10 мрад, параметры ухудшаются слабо и это может быть использовано для пространственного разделения излучений. Сравнение характеристик N- и ЭИП-резонансов от толщины столба паров атомов показывает, что формирование контрастного N-резонанса в ячейке обычной сантиметровой (и миллиметровой) длины, заполненной буферным газом, осуществить технически проще. В случае использования ячейки с толщиной $L = 50$ мкм N-резонанс расщепляется на пять узких компонент с частотным сдвигом между крайними компонентами 3.72 МГц/Гс, что может быть использовано для измерения как однородных, так и сильно неоднородных (градиентных) магнитных полей с пространственным разрешением 50 мкм.

Авторы выражают благодарность А. С. Саркисяну за изготовление ячеек, а также А. Папоян, К. Леруа и Е. Пашаян-Леруа за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**, 1 (1993).
2. R. Wynands and A. Nagel, Appl. Phys. B **68**, 1 (1999).
3. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
4. A. S. Zibrov, C. Y. Ye, Y. V. Rostovtsev, A. B. Matsko, and M. O. Scully, Phys. Rev. A **65**, 043817 (2002).
5. A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, Phys. Rev. A **59**, 4732 (1999).
6. I. Novikova, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, R. L. Walsworth, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Opt. Lett. **31**, 2353 (2006).
7. I. Novikova, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, R. L. Walsworth, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Opt. Lett. **31**, 622 (2006).
8. C. Hancox, M. Hohensee, M. Crescimanno, D. F. Phillips, and R. L. Walsworth, Opt. Lett. **33**, 1536 (2008).
9. I. Ben-Aroya and G. Eisenstein, Opt. Express **19**, 9956 (2011).
10. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, R. Mirzoyan, A. Papouyan, and D. Sarkisyan, Appl. Phys. B, Lasers and Optics **105**, 767 (2011).
11. G. Hakhumyan, A. Sargsyan, C. Leroy et al., Opt. Express **18**, 14577 (2010).
12. A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and A. Papouyan, Phys. Rev. A **73**, 033803 (2006).
13. P. R. S. Carvalho, L. E. E. de Araujo, and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. A **70**, 063818 (2004).
14. S. M. Iftiquar and V. Natarajan, Phys. Rev. A **79**, 013808 (2009).
15. D. Sarkisyan, A. Papouyan et al., J. Opt. Soc. Amer. B **22**, 88 (2005).
16. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papouyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, Appl. Phys. Lett. **93**, 021119 (2008).
17. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
18. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*, Наука, Москва (1990).
19. A. Sargsyan, A. Papouyan, A. Sarkisyan et al., Arm. J. Phys. **2**, 84 (2009).
20. M. A. Kumar and S. Singh, Phys. Rev. A **79**, 063821 (2009).
21. A. Sargsyan, D. Sarkisyan, U. Krohn, J. Keaveney, and Ch. Adams, Phys. Rev. A **82**, 045806 (2010).
22. А. Саргсян, М. Г. Бейсон, Д. Саркисян, А. К. Мохпатра, Ч. С. Адамс, Опт. и спектр. **109**, 1359 (2010).
23. Н. Н. Бадалян, М. Е. Мовсесян, В. А. Ирадян, Письма в ЖЭТФ **6**, 631 (1967).
24. М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Меликян, ЖЭТФ **58**, 281 (1970).