

УДК 535.343

РАСЩЕПЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА N -ТИПА, ФОРМИРУЮЩЕГОСЯ В Λ -СИСТЕМЕ АТОМОВ ИЗОТОПА ^{85}Rb В СИЛЬНОМ ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Д. САРГСЯН^{1*}, Р.К. МИРЗОЯН^{1,2}, А.С. САРКИСЯН¹,
А.О. АМИРЯН^{1,3}, Д.Г. САРКИСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303

Universite de Bourgogne, 21078 Dijon Cedex, France

³Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: armen_sargsyan@ipr.sci.am

(Поступила в редакцию 24 июля 2013 г.)

Исследован узкополосный резонанс N -типа, который формируется в Λ -системе атомов ^{85}Rb . Даже в случае применения тонких оптических ячеек (микронной толщины), содержащих пары атомов рубидия, резонанс N -типа имеет высокий контраст. Использовались излучения двух непрерывных узкополосных диодных лазеров. Экспериментально и теоретически исследованы особенности расщепления N -резонанса на 6 компонент в сильном поперечном магнитном поле и зарегистрировано начало режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атома ^{85}Rb .

1. Введение

Процессы когерентного пленения населенности (КПН) и электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) продолжают активно исследоваться, что обусловлено их широким практическим применением, в частности, при создании высокочувствительных магнитометров, в замедлении скорости света и оптической записи информации, в задачах квантовой коммуникации и др. [1-6]. Параллельно продолжается поиск процессов для формирования узких резонансов, которые совмещают в себе достоинства процессов КПН и ЭИП, а также могут иметь дополнительные преимущества.

В последние годы в качестве альтернативы активно исследуется процесс, при котором формируется узкополосный резонанс N -типа [7-9] (для краткости далее мы будем называть его N -резонансом). К основным достоинствам N -резонанса следует отнести его высокий контраст и малую (суб-натуральную) спектральную ширину, даже в случае применения оптических ячеек микронной толщины, содержащих пары атомов рубидия. Для формирования N -резонанса используются два непрерывных узкополосных лазерных излучения: пробное

излучение (с плавно перестраиваемой частотой) и связывающее излучение (с фиксированной частотой).

В работе [9] нами показано, что в продольном магнитном поле N -резонанс расщепляется на пять компонент, и при магнитных полях $B > 1000$ Гс начинает проявляться режим Пашена–Бака на сверхтонкой (ПБС) структуре атомов ^{85}Rb , который означает, что начинается разрыв связи полного углового момента электрона J и магнитного момента ядра I . Проявление режима ПБС заключается в том, что частотные наклоны всех пяти N -компонент с увеличением магнитного поля асимптотически стремятся к одной и той же фиксированной величине 2.8 МГц/Гс, определяемой проекциями m_J и m_I .

Целью настоящей работы было исследование (ранее не изученного) поведения N -резонанса во внешнем поперечном магнитном поле при использовании изотопа ^{85}Rb . Впервые показано, что в поперечном магнитном поле N -резонанс расщепляется на шесть компонент, и при магнитных полях $B > 1000$ Гс начинает проявляться режим ПБС. Проявление режима ПБС в этом случае заключается в том, что частотные наклоны пяти N -компонент с увеличением магнитного поля асимптотически стремятся к одной и той же фиксированной величине, в то время как частотный наклон шестой компоненты с увеличением магнитного поля асимптотически стремится к нулю. Кроме того, в случае расщепления на шесть компонент достигается более высокая чувствительность к величине магнитного поля B , по сравнению со случаем расщепления на пять компонент в продольном магнитном поле [9], что важно для практических применений при измерении внешнего магнитного поля.

2. Эксперимент

2.1. Конструкция ячейки

В эксперименте использовалась микроячейка, с толщиной ~ 40 мкм, заполненная парами Rb с добавлением буферного газа неона, имеющего давление 100 Торр. Необходимость наличия буферного газа для формирования более контрастного N -резонанса отмечалась в работах [7-9]. Прямоугольные окна размерами 10×20 мм и толщиной 2 мм были изготовлены из кристаллического сапфира. Ось C была перпендикулярна поверхности окна, что существенно уменьшает двулучепреломление проходящего излучения. Поверхности сапфировых окон тщательно отполированы (локальная шероховатость < 5 нм). Для формирования фиксированного зазора (между внутренними поверхностями окон) в нижней и в верхней частях между окнами помещались платиновые полоски размерами 1×1 мм и толщиной 40 мкм. Заполнение микроячейки осуществлялось природным Rb, состоящим из изотопов ^{85}Rb (72%) и ^{87}Rb (28%). В частности, использование микроячейки позволяет применение постоянных магнитов для создания сильных магнитных полей в парах атомов, которые заключены в микроячейке. К недостаткам применения постоянных магнитов следует отнести большую неоднородность (градиентность) создаваемого магнитного

поля. Однако, в случае использования микроячейки изменение величины магнитного поля (в случае применения продольного магнитного поля) в пределах толщины столба паров (несколько десятков микрометров) значительно меньше самой величины магнитного поля. В случае применения поперечного магнитного поля диаметр лазерного излучения должен быть малым (для уменьшения градиента магнитного поля в поперечном направлении), в нашем случае он составлял 100 мкм. Дополнительные детали конструкции микроячеек приведены в [4,10].

2.2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Использовались излучения двух непрерывных узкополосных (с шириной ~ 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, являлся пробным лазером ν_p . С помощью двух призм Глана G1 и G2 поляризации связывающего и пробного лазеров формировались линейными и взаимно перпендикулярными. Оба излучения диаметром 2 мм совмещались призмой Глана G3 и фокусировались линзой ($F = 20$ см) в микроячейку (3) с толщиной ~ 40 мкм, и далее коллимировались с помощью второй линзы (на рис.1 линзы не показаны). Часть пробного и связывающего излучений направлялась на дополнительную тонкую Rb ячейку с буферным газом толщиной $L = 0.1$ мм (4) для формирования N -резонанса при нулевом магнитном поле (частотный репер FR1). Кроме того, часть пробного излучения направлялась на сверхтонкую ячейку (СТЯ) с толщиной столба $L = \lambda$ паров Rb (5), с помощью которой формировался частотный репер FR2 [3]. Регистрация излучений проводилась фотодиодами ФД-24К (6). Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и далее подавались на запоминающий четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B (7). Для формирования небольших поперечных магнитных полей (в этом случае направление магнитного поля перпендикулярно направлению лазерного излучения, то есть $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$, где $\mathbf{k}$ – волновой вектор лазерного излучения) использовалась пара намотанных катушек (2), внутрь которых помещалась микроячейка (3). Для формирования сильных поперечных магнитных полей использовались постоянные магниты (2) в виде дисков $\varnothing = 60$ мм и толщиной ~ 30 мм. Постоянные магниты крепились на двух немагнитных столиках (микроячейка (3) помещалась между ними) с возможностью плавного изменения расстояния между ними. При их сближении магнитное поле в микроячейке возрастало (методика измерения неоднородного магнитного поля приведена в [11]).

С помощью призм G4 и G5 излучение связывающего лазера отсекалось, и регистрировалось только пробное излучение. Для лучшей селекции частоты пробного излучения дополнительно использовался интерференционный фильтр ($F = 795$ нм), который имел следующие параметры: 50% пропускания на длине волны 795 нм, с шириной пика пропускания на полувысоте 10 нм. BD (beam

dumper) использовались для блокировки остаточного излучения связывающего лазера. Температура трубки-отростка микроячейки (которая определяет плотность атомов рубидия в ячейке) составляла $\sim 100^\circ\text{C}$ (плотность паров атомов Rb $\sim 5 \times 10^{12}$ ат/см³).

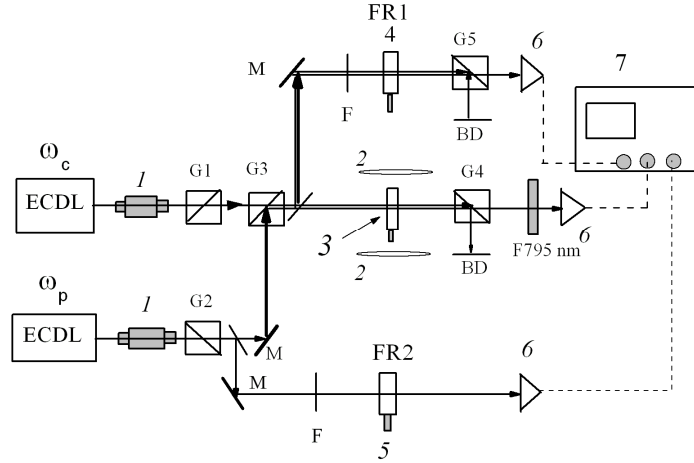


Рис.1. Схема экспериментальной установки (детали в тексте).

2.3. Экспериментальные результаты

На рис.2 приведена схема формирования N -резонанса в Λ -системе атомов ^{85}Rb , D_I линии, в которых нижними уровнями для Λ -системы являются уровни $F_g = 2, 3$, а верхним уровнем – два доплеровски уширенных сверхтонких уровня $5P_{1/2}$, $F_e = 2, 3$. Частота пробного лазера ν_p сканируется по $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$ переходу, а для связывающей частоты ν_c выполняется условие $\nu_p - \nu_c = \Delta_{\text{HFS}}$, где Δ_{HFS} – величина сверхтонкого расщепления нижнего уровня (3036 МГц). Тогда в спектре пропускания пробного излучения формируется N -резонанс, демонстрирующий увеличение поглощения. Как показывают результаты по расщеплению N -резонанса в магнитном поле [9,10], начальным и конечным являются нижние уровни $F_g = 2, 3$. Поэтому механизм образования N -резонанса следующий (рис.2): пробное излучение переводит атомы с уровня $F_g = 3$ на уровень $5P_{1/2}$ с последующим распадом на $F_g = 2$ (так называемый процесс оптической накачки [12]). Это приводит к обеднению уровня $F_g = 3$ (населенность которого условно показана маленьким кружком) и увеличению населенности уровня $F_g = 2$ (населенность показана большим кружком). В результате появляется инверсия населенностей $N_2 > N_3$, и при соответствующей частоте связывающего лазера происходит двухфотонный переход: атом с уровня $F_g = 2$ поглощает фотон пробного излучения ν_p , а затем, излучая фотон с частотой ν_c , переходит на $F_g = 3$. В результате, в спектре пробного излучения формируется узкий N -резонанс, демонстрирующий увеличенное поглощение.

Важно отметить, что в случае, когда частота пробного лазера ν_p сканируется по переходу $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$ (рис.3), тогда для формирования N -резонанса необходимым условием для частоты ν_c является выполнение условия $\nu_c - \nu_p = \Delta_{\text{HFS}}$.

При приложении внешнего магнитного поля происходит расщепление нижних уровней $F_g = 2$ (расщепляется на $2F + 1 = 5$ зеемановских подуровней) и $F_g = 3$

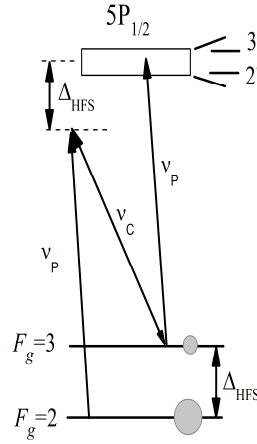


Рис.2. Λ -система атомов ^{85}Rb , D_1 линии, нижние уровни $F_g = 2, 3$, верхние уровни $F_e = 2, 3$; при частоте $\nu_p - \nu_c = \Delta_{\text{HFS}}$ в спектре пробного излучения формируется N -резонанс, демонстрирующий увеличение поглощения.

(расщепляется на $2F + 1 = 7$ зеемановских подуровней), поэтому формируется ряд Λ -систем с участием разных зеемановских подуровней, приводящих к образованию новых компонент N -резонанса в магнитном поле. Мощности связывающего P_c (1–30 мВт) и пробного P_p (~ 1 мВт) лазеров подбирались таким образом, чтобы иметь малую спектральную ширину N -компонент при их хорошем контрасте. На рис.4 приведены спектры (для конфигурации частот связывающего и пробного лазеров, показанной на рис.2) пропускания b, c, d пробного излучения при возрастании магнитного поля: 14, 40 и 50 Гс (для кривой d частотное

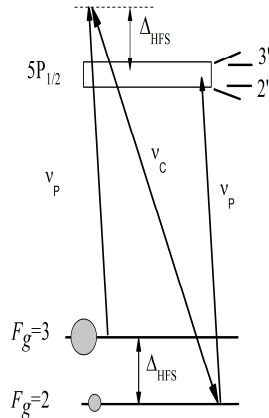


Рис.3. Λ -система атомов ^{85}Rb , D_1 линии, нижние уровни $F_g = 2, 3$, верхние уровни $F_e = 2, 3$; при частоте $\nu_c - \nu_p = \Delta_{\text{HFS}}$ в спектре пробного излучения формируется N -резонанс, демонстрирующий увеличение поглощения.

расстояние между компонентами 1 и 6 составляет $5 \times 0.93 \text{ МГц/Гс} \times 50 \text{ Гс} = 233 \text{ МГц}$). N -резонанс при нулевом магнитном поле показан на кривой a (частотный репер FR1). Асимметричная форма N -резонанса обусловлена наличием буферного газа в ячейке, что приводит к влиянию процесса оптической накачки на форму N -резонанса [13]. Новые N -компоненты, которые формируются из-за наличия магнитного поля, отмечены номерами 1–6.

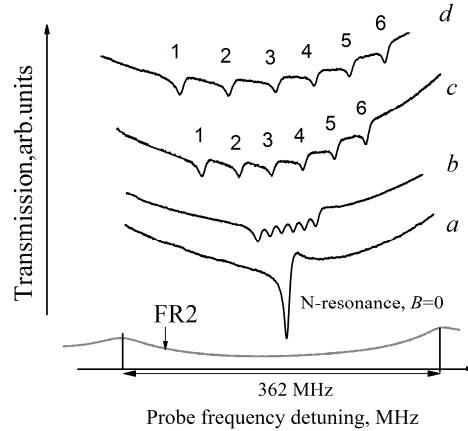


Рис.4. Спектры пропускания (a, b, c, d) пробного излучения при $B = 0, 14, 40$, и 50 Гс , соответственно (для удобства спектры смещены по вертикали). Ячейка с $L = 40 \text{ мкм}$ заполнена Rb и неоном, температура 100°C . Конфигурация v_c и v_p показана на рис.2. Нижняя кривая – частотный репер FR2, получена с помощью Rb наноячейки.

На рис.5 приведены спектры (для конфигурации частот связывающего и пробного лазеров, показанной на рис.2) пропускания b, c, d пробного излучения при дальнейшем возрастании магнитного поля, соответственно, $140, 420$ и 1560 Гс . Как видно из рисунка, компонента N -резонанса под номером 6 в сильном магнитном поле 1560 Гс значительно смещается (на 4250 МГц) в высокочастотную область. При нулевом магнитном поле N -резонанс показан на кривой a (FR1). Амплитуды N -компонент на кривых плавно уменьшаются от b до d , однако амплитуды изменены так, чтобы все пики были бы видны. Несмотря на то, что с увеличением магнитного поля амплитуды N -компонент уменьшаются, однако вплоть до 1.7 кГс компоненты уверенно регистрируются без специальных технических ухищрений. Уменьшение амплитуд N -компонент обусловлено двумя причинами: с возрастанием магнитного поля происходит увеличение расстройки Δ частоты v_c от соответствующего атомного перехода, а также (что более важно), происходит уменьшение вероятностей атомных переходов либо для частоты v_c , либо для частоты v_p [11,14].

На рис.6 приведена диаграмма уровней $F_g = 2$ и $F_g = 3$ атома ^{85}Rb , которые во внешнем поле расщепляются, соответственно, на 5 и 7 зеемановских подуровней. С целью не усложнять рис.6 расщепление верхнего уровня $5P_{1/2}$ не

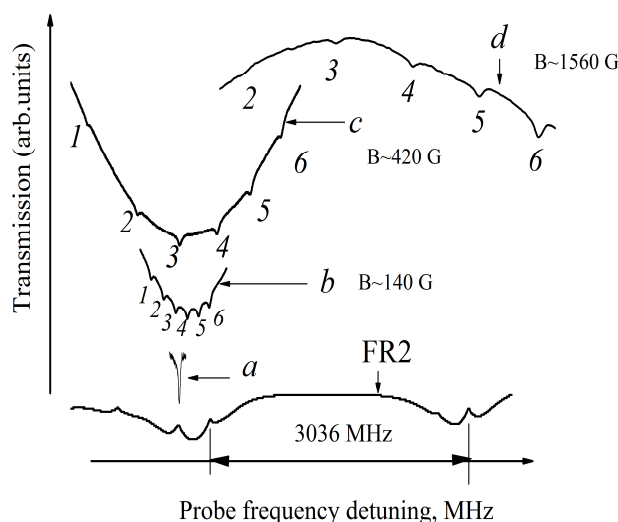


Рис.5. Спектры пропускания *a, b, c, d* пробного излучения при $B = 0, 140$ Гс, 420 Гс, и 1560 Гс, соответственно; нумерация N -компонент 1-6 соответствует нумерации на рис.8. Ячейка с $L = 40$ мкм заполнена Rb и неоном, температура 100°C . Конфигурация v_c и v_p показана на рис.2. Нижняя кривая – частотный репер FR2, получена с помощью Rb наноячейки.

показано (влияние верхнего уровня проявляется в изменении величины расстройки Δ с изменением магнитного поля, что влияет только на амплитуду N -резонанса – см. рис.2,3). На диаграмме приведены десять возможных пар частот связывающего лазера v_c (имеющего фиксированную частоту) и пробного лазера v_p (имеющего перестраиваемую частоту), которые могут приводить к двухфотонному поглощению с нижнего уровня $F_g = 2$ с переводом атомов на $F_g = 3$. Нетрудно видеть, что частоты пробного лазера для некоторых случаев имеют одинаковую частоту (такие группы по два перехода с одинаковыми частотами помещены в одинаковые кружки), что приводит к возникновению шести различных частотных компонент, приведенных на рис.3, 4.

Из диаграммы следует, что частотное расстояние между двумя соседними N -компонентами равно 2×0.465 Мгц/Гс (эта зависимость сохраняется при магнитных полях < 200 Гс, см. рис 8).

На рис.7 приведены спектры (для конфигурации частот связывающего и пробного лазеров, показанных на рис.3) пропускания *b, c, d* пробного излучения для расщепленных компонент N -резонанса (нумерация $1'-6'$ соответствует нумерации, приведенной на рис.9) при возрастании магнитного поля, соответственно, 425, 640 и 850 Гс. При нулевом магнитном поле N -резонанс показан на кривой *a* (FR1). Нижняя кривая – частотный репер FR2, получена с помощью Rb наноячейки. Отметим, что в этом случае, в отличие от случая, представленного на рис.5, компонента N -резонанса под номером $6'$ в сильном магнитном поле значительно смещается в низкочастотную область. Интересно отметить, что

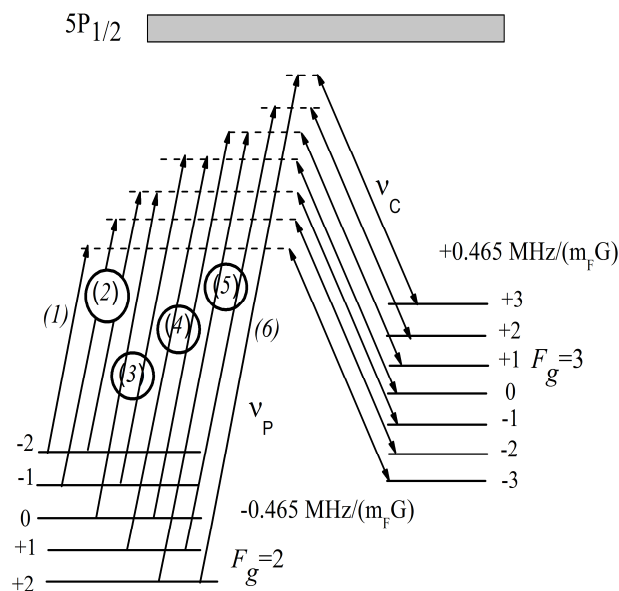


Рис.6 Диаграмма уровней $Fg = 2$ и $Fg = 3$ атома ^{85}Rb , которые во внешнем поле расщепляются, соответственно, на 5 и 7 подуровней. Приведены десять возможных пар частот связывающего лазера ν_c и пробного лазера ν_p . Пары, для которых частоты пробного лазера имеют одинаковую частоту, помещены в одинаковые кружки; компоненты (1) и (6) содержат по одному переходу.

при конфигурациях, показанных на рис.2 и 3, N -резонанс имеет асимметричную (дисперсионную) форму, однако асимметрия противоположна [13]: в первом случае низкочастотное крыло N -резонанса ниже высокочастотного крыла, а во втором случае высокочастотное крыло ниже низкочастотного.

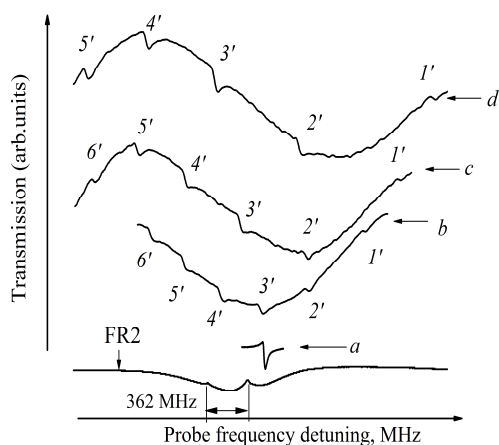


Рис.7. Спектры пропускания a, b, c, d пробного излучения при $B = 0, 425, 640$ и 850 Гс, соответственно; нумерация N -компонент $1'-6'$ соответствует нумерации, приведенной на рис.9. Ячейка с $L = 40$ мкм заполнена Rb и неоном, температура 100°C . Конфигурация ν_c и ν_p показана на рис.3. Нижняя кривая – частотный репер FR2, получена с помощью Rb наноячейки.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Для формирования N -резонанса (и его компонент в магнитном поле) необходимо выполнение условия $\nu_p - \nu_c = [E(F=3, m_F) - E(F=2, m'_F)] / h$ (1). На рис.8 приведены расчетные кривые (сплошные линии) и экспериментальные результаты (символы) для расщепленных N -компонент с номерами 1–6 для конфигурации частот связывающего и пробного лазеров, приведенных на рис.2. Символами отмечены экспериментальные результаты. Как видно из рис.8 (частота ν_p сканируется по $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$ переходу), при $B > 1$ кГц зависимость частоты от магнитного поля (частотные наклоны) у пяти кривых 2–6 (нумерация соответствует N -компонентам, представленным на рис.4, 5) приобретают один и тот же положительный знак, а сами величины асимптотически стремятся в пределе к той же величине $s = 2.8$ МГц/Гс. Интересно отметить, что для компоненты 1 частотный наклон $s(1)$ стремится к нулю.

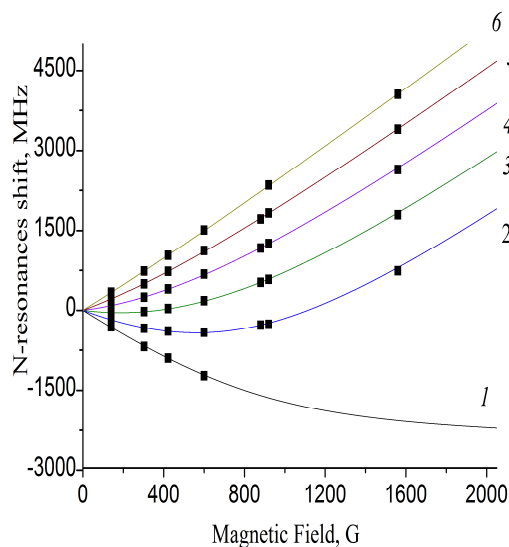


Рис.8. Зависимость частотных сдвигов 1-6 (конфигурация частот ν_c и ν_p приведена на рис.2). Сплошные линии – расчетные кривые; черные квадраты – экспериментальные результаты; при $B > 1$ кГц частотные наклоны у пяти кривых 2-6 имеют положительный знак, а сами величины асимптотически стремятся к $s = 2.8$ МГц/Гс; для компоненты 1 частотный наклон $s(1)$ стремится к нулю, что является проявлением режима ПБС.

На рис.9 приведены расчетные кривые (сплошные линии) и экспериментальные результаты (обозначены черными квадратами) для расщепленных N -компонент с номерами 1'–6' для конфигурации частот связывающего и пробного лазеров, приведенной на рис.3. При $B > 1$ кГц у пяти кривых 1'–5' частотные наклоны приобретают тот же отрицательный знак и асимптотически стремятся к $s' = -2.8$ МГц/Гс, а для компоненты 6' частотный наклон $s'(6)$ стремится к нулю. Такое поведение в обоих случаях обусловлено началом “включения” режима ПБС (см. ниже).

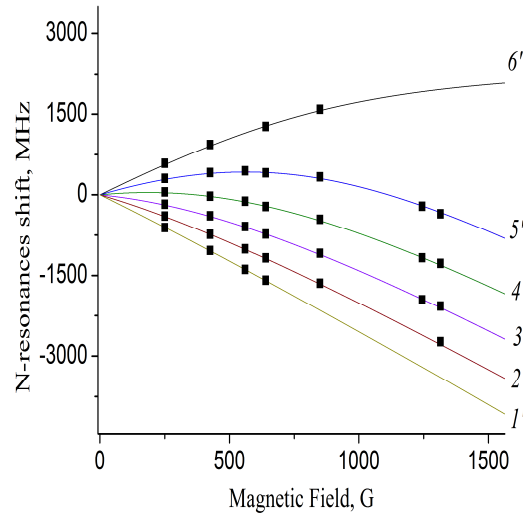


Рис.9. Зависимость частотных сдвигов компонент $1'$ - $6'$ (конфигурация частот ν_c и ν_p приведена на рис.3). Сплошные линии – расчетные кривые; черные квадраты – экспериментальные результаты. Видно, что при $B > 1$ кГс частотные наклоны у кривых $1'$ - $5'$ имеют отрицательный знак, а величины асимптотически стремятся к $s' = -2.8$ МГц/Гс; для компоненты $6'$ частотный наклон s' (6) стремится к нулю, что является проявлением режима ПБС.

Для объяснения кривых, приведенных на рис.8 и 9, необходимы следующие пояснения. Для атомов ^{85}Rb при полях $B \gg A_{\text{hfs}}/\mu_B \approx 700$ Гс, где A_{hfs} – коэффициент связи сверхтонкой структуры для $5S_{1/2}$ ($\sim h \times 1$ GHz), а μ_B – магнетон Бора ($\sim h \times 1.399$ MHz/G), происходит разрыв связи между $\mathbf{J}$ и $\mathbf{I}$, расщепление уровней описывается проекциями m_J и m_I и имеет место режим ПБС [15,16]. В режиме ПБС поведение атомных уровней описывается выражением

$$E_{|J, m_J, I, m_I\rangle} = A_{\text{hfs}} m_J m_I + \mu_B (g_J m_J + g_I m_I) B, \quad (2)$$

где g_J и g_I – факторы Ланде для полного момента электрона $\mathbf{J}$ ($g_J = 2.002$ для $5S_{1/2}$) и магнитного момента ядра атома ^{85}Rb ($g_I = -0.000293$).

На рис.10 приведена расчетная зависимость поведения уровней сверхтонкой структуры атомов ^{85}Rb , $F_g = 2, 3$ от магнитного поля (кривые построены по известной модели, приведенной, например, в [14]). Из рис.10 видно, что расщепленные уровни $F_g = 2$ и $F_g = 3$, которые при малых полях описываются проекциями m_F , а при больших магнитных полях описываются проекциями m_J (и группируются по шесть штук). Частотные наклоны расщепленных компонент для $F_g = 3$ стремятся к положительной величине $s(F_g = 3)$, а для компонент с $F_g = 2$ к отрицательной величине $s'(F_g = 2)$. Нетрудно видеть, что в случае пяти компонент 2–6 для наклона $s(2-6)$ имеем $s(2-6) = s(F_g = 3) - [-s'(F_g = 2)] = s(F_g = 3) + s'(F_g = 2)$. Используя выражение (2) и рис.10, нетрудно показать, что для s имеем $s(2-6) = (2\mu_B g_J |m_J|)/B \approx 2.8$ МГц/Гс ($g_J \approx 2.002$; поскольку g_I на четыре порядка

меньше, поэтому член gm_I опущен). В формировании компоненты I , как видно из диаграммы на рис.6, участвуют уровни $(F_g = 2, m_F = -2)$ и $(F_g = 3, m_F = -3)$, которые на рис.10 отмечены стрелками. Из рис.10 видно, что наклоны этих двух уровней при больших магнитных полях стремятся к той же величине, то есть $s[(F_g = 2, m_F = -2)] \approx s[(F_g = 3, m_F = -3)]$, и поскольку при формировании компонент N -резонанса работает разность частот между нижними уровнями (см. формулу (1)), то, следовательно, частотный наклон $s(I)$ стремится к нулю. Аналогично, для пояснений к рис.9 имеем $s'(I'-5') = -(2\mu_B g_J |m_J|)/B \approx -2.8$ МГц/Гс, и частотный наклон $s(b)$ стремится к нулю.

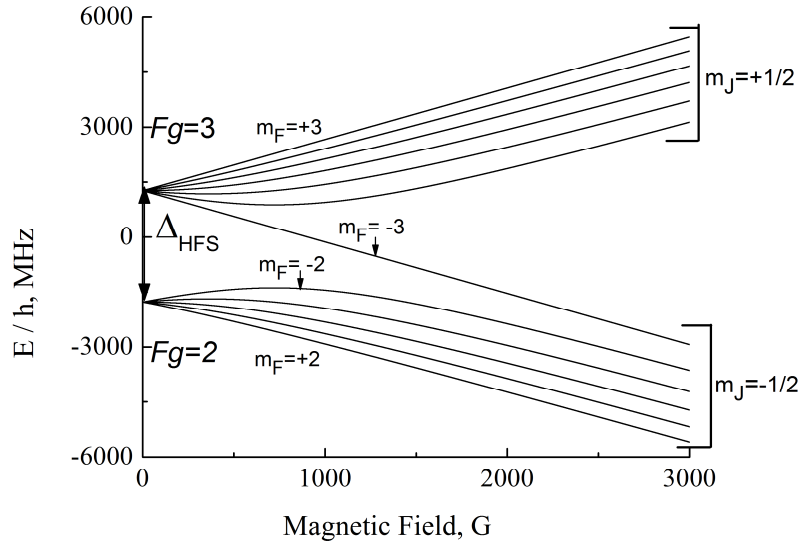


Рис.10. Расчетная зависимость поведения уровней сверхтонкой структуры атомов ^{85}Rb , $F_g = 2, 3$ от величины магнитного поля.

4. Заключение

Приведены новые результаты по исследованию поведения N -резонанса, формирующегося в Λ -системе паров атомов ^{85}Rb , D_1 линии во внешних поперечных магнитных полях в интервале 1–1600 Гс, с использованием микроячейки с толщиной столба паров атомов рубидия $L = 40$ мкм. Использовались излучения двух непрерывных узкополосных диодных лазеров с длиной волны $\lambda \approx 795$ нм (с шириной линии ~ 1 МГц). Показано, что N -резонанс в поперечном магнитном поле расщепляется на шесть компонент. Продemonстрировано, что с увеличением магнитного поля частоты N -компонент смещаются либо в высокочастотную, либо в низкочастотную область: это зависит от того, по какому атомному переходу $5S_{1/2}, F_g = 3$ (или $F_g = 2$) $\rightarrow 5P_{1/2}$ сканируется частота пробного лазера ν_p (при этом частота связывающего лазера ν_c разная). Показано, что для обоих случаев при полях > 1000 Гс начинает проявляться режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атомов ^{85}Rb , т.е. начинается разрыв связи полного углового момента электрона J и магнитного момента ядра I . Проявление режи-

ма Пашена–Бака заключается в том, что частотные наклоны s , s' пяти N -компонент асимптотически стремятся к одной и той же фиксированной величине $s = 2.8$ МГц/Гц и $s' = -2.8$ МГц/Гц, соответственно, а для шестой компоненты s и s' равны нулю. Приведенная теоретическая модель хорошо описывает экспериментальные особенности расщепления N -резонанса на шесть компонент во внешнем поперечном магнитном поле. В случае расщепления на шесть компонент достигается более высокая чувствительность к величине магнитного поля B , по сравнению со случаем расщепления на пять компонент в продольном магнитном поле, что может быть важно при измерении внешнего магнитного поля.

Формирование компонент N -резонанса с помощью микроячейки может быть также успешно использовано для изучения $D_{1,2}$ линий атомов Cs, K, Na и др. в сильных магнитных полях.

Авторы благодарят А. Папоьяна, Г. Ахумяна, К. Леруа и Е. Пашаян-Леруа за полезные обсуждения. Авторы благодарят за финансирование работы со стороны Евросоюза FP7/2007-2013 грант № 205025 - IPERA. Исследования частично проведены в рамках проекта IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia). А.С., Р.М. и А.С. С. выражают благодарность за грант Opt-3047 from the Armenian National Science and Education Fund (ANSEF) based in New York, USA. Р.М. выражает благодарность государственной программе поддержки аспирантов (грант № 13А-1с09). Исследование выполнено также при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта № SCS 13-1CO29.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.Wynands, A. Nagel. Appl. Phys. B, **68**, 1 (1999).
2. M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos. Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
3. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, A.Papoyan. Phys. Rev. A, **73**, 033803 (2006).
4. A.Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, R.Mirzoyan, A.Papoyan, D. Sarkisyan. Appl. Phys. B, Lasers and Optics, **105**, 767 (2011)
5. A. Sargsyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan. JETP Letters, **96**, 303 (2012).
6. A.S. Zibrov, C. Ye, Y.V. Rostovtsev, A.B. Matsko, M.O. Scull. Phys. Rev. A, **65**, 043817 (2002).
7. I. Ben-Aroya, G. Eisenstein. Opt. Express, **19**, 9956 (2011).
8. A. Sargsyan, R.Mirzoyan, A.Papoyan, D. Sarkisyan. Opt. Lett., **37**, 4871 (2012).
9. A. Sargsyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan. JETP, **115**, 769 (2012).
10. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, M. Auzinsh. Appl. Phys. Lett., **93**, 021119 (2008).
11. W. Happer. Rev. Mod. Phys., **44**, 169 (1972).
12. C. Hancox, M. Hohensee, M. Crescimanno, D.F. Phillips, R.L. Walsworth. Opt. Lett., **33**, 1536 (2008).
13. M. Auzinsh, D. Budker, S.M. Rochester. Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions. Oxford University Press, 2010.
14. B.A. Olsen, B. Patton, Y.-Y. Jau, W. Happer. Phys. Rev. A, **84**, 063410 (2011).
15. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan. Opt. Lett., **37**, 1379 (2012).

⁸⁵Rb ԻԶՈՏՈՊԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ Λ -ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ N-ՏԻՊԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՃԵՂՔՈՒՄԸ ԶԵՎԱՎՈՐՎՈՂ
ՈՒԺԵՂ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա.Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ռ.Կ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ,
Ա.Հ. ԱՄԻՐՅԱՆ, Դ.Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է նեղշերտ N-տիպի ռեզոնանսը, որը ձևավորվում է ⁸⁵Rb ատոմների Λ -համակարգում: Ատոմական գոլորշիներ պարունակող նույնիսկ նեղ (միկրոնային հաստության) օպտիկական բջիջների կիրառման դեպքում N-տիպի ռեզոնանսն ունի բարձր կոնտրաստ: Օգտագործված են երկու նեղշերտ դիողային լազերային ճառագայթներ: Փորձնականորեն և տեսականորեն հետազոտված են N-տիպի ռեզոնանսի ճեղքման առանձնահատկությունները 6 բաղադրիչի լայնական հզոր մագնիսական դաշտում և ⁸⁵Rb ատոմների համար գրանցվել է Պաշեն–Բակի երևույթի սկիզբը:

SPLITTING OF N-TYPE OPTICAL RESONANCE FORMED IN Λ -SYSTEM
OF ⁸⁵Rb ATOMS IN A STRONG TRANSVERSE MAGNETIC FIELD

A.D. SARGSYAN, R.K. MIRZOYAN, A.S. SARKISYAN, A.H. AMIRYAN, D.H. SARKISYAN

N-type narrow-band optical resonance formed in Λ -system of ⁸⁵Rb atoms has been studied. Even for the case of thin optical cells (micrometer thickness) usage the N-type resonance has a high contrast. Two continuous narrow-band diode laser radiations were used. The peculiarities of N-type resonance splitting to the six components in strong transverse magnetic fields are experimentally and theoretically studied and the evidence of the Paschen–Back regime on the hyperfine structure of ⁸⁵Rb atoms is observed.