

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В АТОМАХ ^{87}Rb

А. Н. Козлов^a, **С. А. Зибров**^{b,h}, **А. А. Зибров**^c, **В. И. Юдин**^{d,e,h*},
А. В. Тайченачев^{d,e,h}, **В. П. Яковлев**^f, **Е. А. Цыганков**^{f**},
А. С. Зибров^{g,b}, **В. В. Васильев**^{b,h}, **В. Л. Величанский**^{b,f,h}

^a *Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук
142190, Москва, Россия*

^b *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^c *Калифорнийский университет в Санта-Барбаре
93106, Санта-Барбара, США*

^d *Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^e *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

^f *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

^g *Гарвардский университет
02138, Кембридж, США*

^h *ООО «Новые энергетические технологии»
117036, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 ноября 2015 г.

Исследован магнитный резонанс на переходе $F_g = 1 \leftrightarrow F_e = 1$ D_1 -линии ^{87}Rb при накачке и детектировании линейно поляризованным излучением и регистрации на удвоенной частоте радиочастотного поля. Найдены интервалы допустимых значений постоянного и переменного магнитных полей, в которых магнитный резонанс имеет один максимум. Дано объяснение структуры, возникающей вне названных интервалов. Показано, что квадратичный зеемановский сдвиг обуславливает трехпиковую структуру резонанса; эффект радиочастотного сдвига приводит к появлению в резонансе дополнительных экстремумов, которые могут быть использованы для определения константы релаксации Γ_2 . Обсуждается возможность применения в магнитометрии.

DOI: 10.7868/S0044451016050059

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе теоретически и экспериментально исследуется уединенный магнитный резонанс (МР) в атомах ^{87}Rb , который может найти применение в измерениях магнитного поля. Резонанс наблюдается при поглощении атомами линейно поляризованного

лазерного излучения на переходах $F_g = 1 \leftrightarrow F_e = 0; 1; 2$ при регистрации сигнала на удвоенной частоте радиочастотного (РЧ) поля. Применение МР в атомах щелочных металлов, по преимуществу цезия, калия и рубидия, в магнитометрии насчитывает уже более 50 лет [1–3]. Из них первые три десятилетия детектирование частоты ларморовской прецессии момента атомов осуществлялось по поглощению излучения резонансных ламп с теми же атомами, что и в ячейке-датчике. По мере того, как возможности этого метода исчерпывались, более привлекательной становилась замена резонансных ламп

* E-mail: viyudin@mail.ru

** E-mail: selentinthebright@gmail.com

Таблица

	^{39}K	^{87}Rb	^{133}Cs
Квадратичный сдвиг, Гц/Гс ²	1063	71.8	13.3
Рабочая температура, °С	70	50	40

на диодные лазеры (ДЛ), превосходящие лампы по многим характеристикам. Первая такая работа [4], с одной стороны, продемонстрировала перспективность применения ДЛ в магнитометрах, с другой — выявила их недостатки. Повышение надежности одномодового режима генерации и воспроизводимости спектральных характеристик ДЛ увеличили активность исследования новых вариантов магнитометров [5–8].

Атомы калия, рубидия и цезия сходны по некоторым характеристикам: их резонансные длины волн попадают в спектральный диапазон, в котором работают ДЛ, а магнитные моменты близки по порядку величины. Однако имеются и важные для магнитометрии различия (см. таблицу), прежде всего по квадратичному зеемановскому сдвигу и рабочей температуре (эти данные приведены в предположении одинаковых габаритов резонансных ячеек).

Большая величина квадратичного зеемановского сдвига для калия приводит к тому, что в магнитном поле Земли переходы между различными зеемановскими подуровнями спектрально разрешаются, и можно проводить измерения на уединенной линии. Благодаря этому, чувствительность калиевых магнитометров при измерении земных полей существенно выше, чем у магнитометров на цезии или рубидии. В последних в земном магнитном поле происходит наложение нескольких резонансов (не менее двух для ^{87}Rb , четырех для ^{85}Rb и шести для Cs). Это приводит не только к уширению резонанса и меньшей чувствительности, но и к дополнительным погрешностям из-за асимметрии линии и ее зависимости от ориентации датчика относительно измеряемого поля. Тем не менее, наиболее распространенными среди магнитометров с оптической накачкой являются магнитометры на атомах Cs. Это обусловлено меньшими рабочей температурой и энергопотреблением ячеек с цезием. Узкая симметричная линия при регистрации МР на удвоенной частоте РЧ-поля наблюдалась в атомах Cs [9, 10] только для магнитных полей, много меньших земных, когда квадратичным зеемановским сдвигом можно

пренебречь по сравнению с шириной линии. В данной работе исследуется ситуация, когда и для земных полей достоинства уединенной линии и сравнительно низкой рабочей температуры объединяются в магнитометре на изотопе ^{87}Rb .

Идея регистрации уединенного резонанса состоит в следующем. Между смежными магнитными подуровнями $m_F = -1, 0, 1$ уровня основного состояния с $F_g = 1$ возможны два одноквантовых по РЧ-полю перехода. Поэтому при накачке циркулярно поляризованным оптическим излучением и зондировании РЧ-полем наблюдаются два близких резонанса. Однако при возбуждении линейно поляризованным излучением существует возможность регистрации только одного резонанса по сигналу, осциллирующему на удвоенной частоте РЧ-поля. Этот резонанс возникает при двухквантовом переходе между крайними подуровнями $m_F = -1, 1$, причем интервал между ними не зависит от квадратичного зеемановского сдвига. Теоретическому и экспериментальному исследованию формы линии МР в этих условиях и посвящена работа.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В данном разделе приведены результаты, которые подтвердили возможность регистрации уединенного резонанса в предложенной схеме и определили область значений измеряемого магнитного поля и амплитуды переменного зондирующего РЧ-поля, при которых сохраняется ее симметричность и наличие только одного максимума. Описаны изменения формы линии, наблюдаемые вне названных пределов. Теория, представленная в следующем разделе, адекватно описывает экспериментально наблюдаемые вариации формы. Для удобства сопоставления часть экспериментальных результатов приведена в следующем разделе.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Источником монохроматического излучения, резонансного переходу $F_g = 1 \leftrightarrow F_e = 1$, являлся ДЛ с внешним резонатором, конструкция которого позволяла осуществлять плавную и непрерывную перестройку частоты в пределах D_1 -линии ^{87}Rb [11]. Часть излучения лазера, настроенного на центр доплеровской линии, направлялась в систему стабилизации частоты, использующую дихроизм атомной среды (DAVLL [12]). Стеклоячейка цилиндрическая ячейка (длиной и диаметром 18 мм) с антирелаксационным покрытием стенок нагревалась до 47 °С, обеспечивая концентрацию паров рубидия

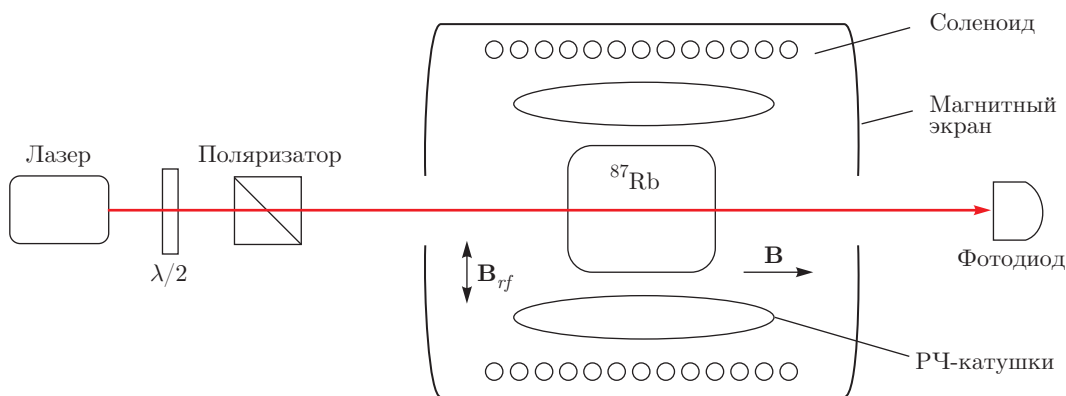


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

$8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Мощность лазерного излучения, направляемого в ячейку, составляла 30 мкВт при диаметре пучка 3 мм.

Магнитный экран из трех слоев μ -металла изолировал ячейку от неоднородного лабораторного магнитного поля. Интегрально скомпенсированный соленоид [13], размещенный внутри экрана, создавал однородное магнитное поле \mathbf{B} , коллинеарное волновому вектору \mathbf{k} . Пара катушек, питаемая генератором сигналов Agilent 81150а, формировала переменное гармоническое поле \mathbf{B}_{rf} , ортогональное \mathbf{B} . Прошедшее через ячейку лазерное излучение регистрировалось с помощью фотоприемника Thorlabs PDA8A и исследовалось с применением узкополосного фильтра, в качестве которого применялся анализатор спектра Agilent E4405B, работавший при отключенном сканировании.

Было установлено, что ортогональность поляризации лазерного излучения постоянному магнитному полю обеспечивала максимальный сигнал модуляции поглощения на удвоенной частоте РЧ-поля. Для этого при выключенном поле соленоида \mathbf{B} с помощью дополнительной пары катушек создавалось постоянное поле \mathbf{B}' , ортогональное и \mathbf{B}_{rf} , и \mathbf{k} . В этих условиях поворот плоскости поляризации лазерного излучения позволял регистрировать зависимость уровня сигнала от угла θ между \mathbf{B}' и \mathbf{E} .

На рис. 2 представлена зависимость сигнала МР, т.е. пропускания ячейки на удвоенной частоте от частоты РЧ-поля, для различных значений постоянного магнитного поля. Видно, что в интервале постоянных магнитных полей до 1 Гс резонанс имеет симметричную форму и один максимум. При увеличении постоянного магнитного поля амплитуда сигнала уменьшается, и по бокам, не нарушая симметрии линии, появляются два дополнительных максимума.

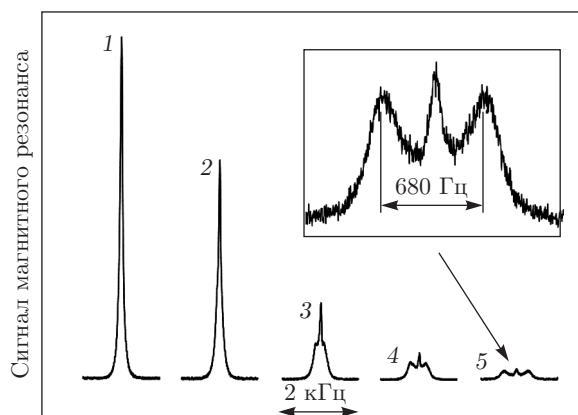


Рис. 2. Эволюция формы и амплитуды магнитного резонанса на второй гармонике РЧ-поля при изменении постоянного магнитного поля: 0.22 (1), 0.87 (2), 1.31 (3), 1.74 (4), 2.18 (5) Гс

симула. Как показали измерения, они отстоят от центрального на величину, хорошо совпадающую с квадратичным зеемановским сдвигом.

В постоянном магнитном поле 0.22 Гс исследовалось влияние амплитуды РЧ-поля на сигнал второй гармоники МР. И в этом случае по мере роста амплитуды РЧ-поля сигнал модуляции поглощения приобретал два боковых максимума, симметричных относительно центрального резонанса (рис. 3). Асимметрия боковых максимумов по амплитуде обусловлена высокой скоростью сканирования.

Также было проведено исследование влияния амплитуды РЧ-поля на сигнал первой гармоники МР. В случае $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ сигнал на первой гармонике не превышает уровень шума. Поэтому для наблюдения этого сигнала соленоид был повернут на угол

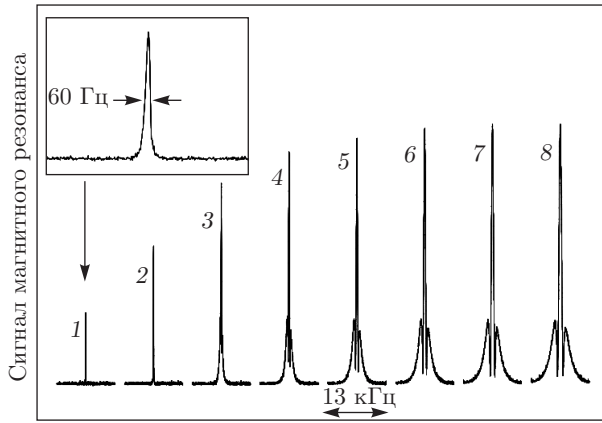


Рис. 3. Эволюция сигнала магнитного резонанса на второй гармонике при изменении амплитуды РЧ-поля в магнитном поле $B = 0.22$ Гс. Кривой 1 соответствует амплитуда РЧ-поля $1.5 \cdot 10^{-5}$ Гс. Для кривых 2–8 амплитуда больше соответственно в 2, 10, 20, 30, 40, 50, 60 раз

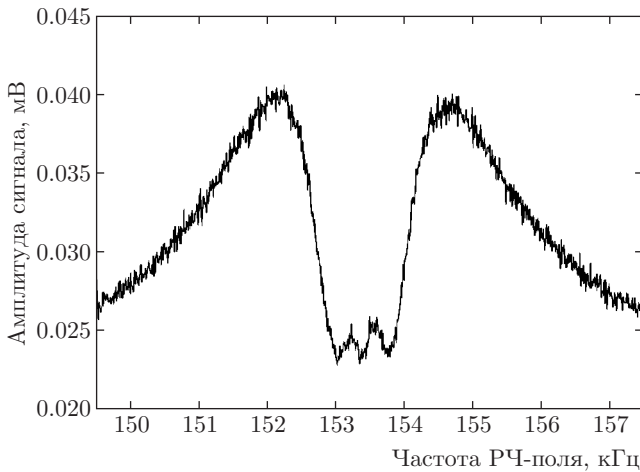


Рис. 4. Сигнал магнитного резонанса на первой гармонике в магнитных полях $B = 0.22$ Гс и $B_{rf} = 6 \cdot 10^{-4}$ Гс

10^{-2} рад при сохранении ортогональности \mathbf{V} и \mathbf{V}_{rf} . Форма сигнала МР, полученного при $B = 0.22$ Гс и $B_{rf} = 6 \cdot 10^{-4}$ Гс, приведена на рис. 4. Видно, что структура сигнала МР на частоте модуляции существенно сложнее (в центральной области пять экстремумов), чем на удвоенной частоте.

3. ТЕОРИЯ

3.1. Постановка задачи

Датчик квантового магнитометра с лазерной накачкой представляет собой ячейку с атомами щелочного металла с вырожденным по проекциям момен-

та основным состоянием, находящуюся в постоянном внешнем магнитном поле \mathbf{V} , величина которого является объектом измерения. Система подвергается воздействию линейно поляризованной монохроматической лазерной волны $\mathbf{E} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_l t)$, имеющей малую отстройку $\Delta = \omega_l - \omega_0$ от частоты ω_0 рабочего оптического перехода для свободного покоящегося атома, а также переменного радиочастотного поля с магнитной индукцией $\mathbf{V}_{rf} \cos \omega_{rf} t$.

Постоянное магнитное поле \mathbf{V} , направление которого выбрано в качестве оси квантования z , приводит к линейному зеемановскому расщеплению с интервалом $\omega_B = g\mu B/\hbar$. Радиочастотное поле \mathbf{V}_{rf} , ориентированное вдоль оси x , имеет малую отстройку $\delta = \omega_{rf} - \omega_B$ от частоты зеемановского расщепления и вызывает резонансное перемешивание соседних подуровней основного состояния. Наконец, для общности примем, что электрическое поле $\mathbf{E} = \{\mathbf{E}_\perp, E_z\}$ образует некоторый угол θ с осью z , так что $E_z = E \cos \theta$ и $E_\perp = E \sin \theta$.

С помощью такой конфигурации полей реализуется магнитный резонанс, который регистрируется в зависимости коэффициента поглощения лазерной волны от частоты ω_{rf} . Характерной особенностью данной ситуации является то, что коэффициент поглощения, помимо постоянного слагаемого, содержит вклады, которые осциллируют во времени на частотах, кратных ω_{rf} . Появление таких гармоник в коэффициенте поглощения обусловлено воздействием радиочастотного поля, которое наводит на подуровнях основного состояния атомов когерентность с периодической зависимостью от времени на указанных частотах.

У наиболее распространенных изотопов щелочных металлов момент основного состояния принимает целочисленные значения, так что максимально простую структуру МР можно реализовать для момента $F_g = 1$. Поэтому в дальнейшем для теоретического описания структуры коэффициента поглощения лазерной волны рассматривается оптический атомный переход $|g, F_g = 1\rangle \leftrightarrow |e, F_e = 1\rangle$, который, например, имеет место для одной из четырех сверхтонких компонент D_1 -линии ^{87}Rb и исследовался в эксперименте.

Помимо уже указанных выше величин (ω_B и ω_{rf} , а также малых отстроек Δ и δ), в задаче есть еще несколько характерных частот, а именно, константа γ спонтанной релаксации возбужденного состояния; частоты Раби различных вынужденных электро-дипольных переходов $|g, 1, m_g\rangle \leftrightarrow |e, 1, m_e\rangle$, которые определяются продольной (E_z) или поперечной (E_\perp) относительно постоянного магнитно-

го поля \mathbf{B} компонентами лазерного поля с соответствующими коэффициентами Клебша и пропорциональны величине $\Omega = dE/2\hbar$; а также частота Раби $\Omega_{rf} = g\mu B_{rf}/2\hbar$ магнито-дипольных переходов между соседними подуровнями основного состояния.

Для физических приложений наибольший интерес представляет случай достаточно слабых полей, для которых имеет место следующая иерархия характерных частот:

$$\Omega, \Omega_{rf} \ll \omega_B \ll \gamma. \quad (1)$$

Заметим, что в такой ситуации влиянием постоянного и радиочастотного магнитных полей на возбужденное состояние можно пренебречь и существенно упростить уравнения для атомной матрицы плотности.

3.2. Матрица плотности основного состояния и коэффициент поглощения

Переменные поля (оптическое и радиочастотное), согласно (1), являются слабыми, что позволяет в уравнениях для матрицы плотности адиабатически исключить возбужденное состояние, а в получившихся уравнениях для матрицы плотности основного состояния использовать резонансное приближение по взаимодействию с радиочастотным магнитным полем. При этом в недиагональных элементах удобно выделить «быстро» осциллирующие на частотах, кратных ω_{rf} , фазовые множители, а именно

$$\begin{aligned} \rho_{10}^{gg}(t) &= \rho_{10} \exp(-i\omega_{rf}t), \\ \rho_{0-1}^{gg}(t) &= \rho_{0-1} \exp(-i\omega_{rf}t), \\ \rho_{1-1}^{gg}(t) &= \rho_{1-1} \exp(-2i\omega_{rf}t), \end{aligned}$$

опуская антирезонансные слагаемые.

Эта процедура, эквивалентная, как известно, приближению вращающейся волны, убирает зависимость коэффициентов уравнений от времени. Если энергия магнитных подуровней увеличивается с ростом m , то резонансы переходов отвечает σ_+ -поляризация (относительно оси z) переменного магнитного поля. Заметим, кстати, что для вращающегося поля направление оси x становится несущественным, и ее можно совместить с вектором \mathbf{E}_\perp .

Происходящие в системе релаксационные процессы типа столкновений с буферным газом или со стенкой, имеющей антирелаксационное покрытие, обеспечивают стационарную картину поведения атомного ансамбля, и их можно феноменологически

включить с помощью трех констант Γ , Γ_1 и Γ_2 . Они описывают скорость релаксации населенностей (Γ) и скорости затухания когерентностей между соседними (Γ_1) и крайними (Γ_2) подуровнями. Поскольку релаксационные константы определяют ширину радиооптического резонанса, для физических приложений они должны быть достаточно малы, так чтобы $\Gamma, \Gamma_1, \Gamma_2 \ll \omega_B$. С другой стороны, в слабом лазерном поле можно считать выполненным условие $\Omega^2/\gamma \ll \Gamma, \Gamma_1, \Gamma_2$, что позволяет пренебречь в уравнениях членами типа $\Omega^2/(\Delta + i\gamma/2)$, которые описывают комплексные световые сдвиги.

В стационарных уравнениях целесообразно представить диагональные элементы в виде $\rho_{mm}^{gg} = 1/3 + \rho_{mm}$, т.е. выделить равновесные значения населенностей, так что $S\rho\hat{\rho} = 0$. В результате получаем следующую систему уравнений:

$$\Gamma\rho_{11} = i\Omega_{rf}(\rho_{10} - \rho_{01}) + (\gamma/4)S_p(\theta), \quad (2a)$$

$$(\delta_- + i\Gamma_1)\rho_{10} + \Omega_{rf}(2\rho_{11} + \rho_{-1-1} + \rho_{1-1}) = 0, \quad (2b)$$

$$(\delta_+ + i\Gamma_1)\rho_{0-1} - \Omega_{rf}(\rho_{11} + 2\rho_{-1-1} + \rho_{1-1}) = 0, \quad (2c)$$

$$(2\delta + i\Gamma_2)\rho_{1-1} + \Omega_{rf}(\rho_{10} - \rho_{0-1}) = 0. \quad (2d)$$

Здесь $S_p(\theta) = S(1/3 - \cos^2\theta)$; $S = \Omega^2/(\Delta^2(\mathbf{v}) + \gamma^2/4)$ — параметр насыщения для лазерного поля с расстройкой $\Delta(\mathbf{v}) = \Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, учитывающей доплеровский сдвиг; для общности в радиочастотных отстройках $\delta_\mp = \delta \mp \omega_B^2$ учтен квадратичный зеемановский сдвиг, который, как известно, приводит к одинаковому положительному сдвигу подуровней $m = \pm 1$ на $\hbar\omega_B^2$. В уравнениях было учтено, что $\rho_{00} = -\rho_{11} - \rho_{-1-1}$. При этом не выписанное в явном виде уравнение для ρ_{-1-1} получается из (2a) заменой индекса «1» на «-1».

Отметим некоторые особенности системы уравнений (2a)–(2d). Взаимодействие со слабой лазерной волной входит только в виде неоднородного члена $(\gamma/4)S_p(\theta)$ в уравнение (2a) для населенности ρ_{11} и точно таким же образом — в уравнение для ρ_{-1-1} . Эта величина представляет собой скорость процесса оптической накачки крайних подуровней, который нарушает равномерную заселенность подуровней основного состояния. Угловая зависимость в $S_p(\theta)$ связана с величинами продольной и поперечной компонент электрического поля, которые индуцируют переходы без изменения и с изменением проекции момента. При углах, удовлетворяющих условию $\cos^2\theta > 1/3$, преобладают «вертикальные» ($\Delta m = 0$) переходы, а поскольку такой переход из состояния $m = 0$ запрещен, населенность этого состояния возрастает, так что $S_p(\theta) < 0$. Напротив, если $\cos^2\theta < 1/3$, преобладают переходы с изменением

проекции момента, а они, как известно, приводят к накачке крайних подуровней, т. е. $S_p(\theta) > 0$.

Подчеркнем, что оптическая накачка совершенно необходима. Действительно, при $S_p(\theta) = 0$ система (2) имеет только тривиальное решение $\hat{\rho} = 0$, так что матрица плотности $\hat{\rho}^{gg} = 1/3$, и МР отсутствует.

Хотя система уравнений (2) получена для перехода $|g, F_g = 1\rangle \leftrightarrow |e, F_e = 1\rangle$, в рамках сделанных приближений ее вид сохраняется и для переходов с другими значениями момента возбужденного состояния $F_e = 0; 2$. Меняется только выражение для источника $S_p(\theta)$.

Коэффициент поглощения лазерной волны пропорционален населенности $S\rho\hat{\rho}^{ee}$ возбужденного состояния, которая, в свою очередь, выражается через элементы матрицы плотности основного состояния, удовлетворяющие уравнениям (2a)–(2d). В сигнале поглощения, помимо постоянного слагаемого, возникают два интересующих нас вклада, которые осциллируют на частотах ω_{rf} и $2\omega_{rf}$ и описываются следующими выражениями:

$$\kappa_1(t) \sim \langle S_1(\theta) \cdot \text{Re}[(\rho_{10} - \rho_{0-1}) \exp(-i\omega_{rf}t)] \rangle, \quad (3a)$$

$$\kappa_2(t) \sim \langle S_2(\theta) \cdot \text{Re}[\rho_{1-1} \exp(-2i\omega_{rf}t)] \rangle. \quad (3b)$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение с функцией распределения по скоростям, а величины $S_1(\theta) = S \sin 2\theta$ и $S_2(\theta) = S \sin^2 \theta$ выражаются через введенный ранее параметр насыщения S .

Первая гармоника $\kappa_1(t)$ связана с населенностями ρ_{11}^{ee} и ρ_{-1-1}^{ee} крайних подуровней возбужденного состояния, в которые дают вклады когерентности, наводимые РЧ-полем между соседними подуровнями основного состояния. Такие вклады определяются произведением двух амплитуд полей — с изменением и без изменения проекции момента, т. е. $\kappa_1(t) \sim \sim E_{\perp} E_z \sim E^2 \sin 2\theta$.

Вторая гармоника $\kappa_2(t)$ связана с населенностью ρ_{00}^{ee} , в которую дает вклад когерентность, наводимая РЧ-полем между крайними подуровнями основного состояния, как это происходит в стандартной Λ -конфигурации переходов. Поэтому указанный вклад определяется произведением двух амплитуд вероятностей переходов с изменением проекции момента, которые, в свою очередь, пропорциональны поперечной компоненте электрического поля, так что $\kappa_2(t) \sim E_{\perp}^2 \sim E^2 \sin^2 \theta$.

Из структуры уравнений (2a)–(2d) видно, что все элементы матрицы плотности основного состояния пропорциональны величине $S_p(\theta)$, которая будет фигурировать в решении как общий множитель.

Поэтому гармоники (3a), (3b) коэффициента поглощения пропорциональны величине S^2 , т. е. эффект квадратичен по интенсивности слабого лазерного поля. Эта нелинейность вполне очевидна, так как гармоники в поглощении лазерного поля появляются только тогда, когда то же самое поле осуществляет оптическую накачку основного состояния.

В заключение заметим, что зависимость от скорости атомов входит в параметр насыщения S только в виде доплеровского сдвига. Поэтому процедура усреднения по скоростям приводит к появлению в κ_1 и κ_2 общего масштабного множителя

$$\langle S^2 \rangle \approx \sqrt{\pi} \left(\frac{2\Omega^2}{\gamma^2} \right)^2 \frac{\gamma}{kv_T},$$

где v_T — характерная тепловая скорость, который в дальнейшем для краткости будет опущен.

3.3. Влияние радиочастотного сдвига на структуру гармоник резонанса поглощения

Резонансная структура $\kappa_1(t)$ и $\kappa_2(t)$ регистрируется как функция δ при сканировании частоты радиочастотного поля в окрестности зеемановской частоты ω_B . Характерная ширина резонанса определяется релаксационными константами Γ_1 и Γ_2 , т. е. $|\delta| \sim \Gamma_{1,2}$. Если $\omega_B^2 \ll \Gamma_{1,2}$, то квадратичным эффектом Зеемана можно пренебречь, положив в уравнениях (2b) и (2c) $\delta_- = \delta_+ = \delta$. В этом случае между смежными переходами есть определенная симметрия и, как следствие, решение уравнений обладает следующими свойствами: $\rho_{-1-1} = \rho_{11}$ и $\rho_{0-1} = -\rho_{10}$.

С учетом этих соотношений из уравнения (2b) следует, что в коэффициенте при ρ_{10} появляется дополнительное слагаемое $-\Omega_{rf}^2 / (\delta + i\Gamma_2/2)$, которое представляет собой комплексный радиочастотный сдвиг, возникающий из-за двухквантового резонансного перехода между подуровнями с $m = \pm 1$, проходящего через промежуточное состояние с $m = 0$. В результате происходит перенормировка отстройки резонанса и константы релаксации:

$$\delta + i\Gamma_1 \rightarrow \tilde{\delta} + i\tilde{\Gamma}_1,$$

где

$$\tilde{\delta} = \delta \left(1 - \frac{\Omega_{rf}^2}{\delta^2 + \Gamma_2^2/4} \right), \quad (4a)$$

$$\tilde{\Gamma}_1 = \Gamma_1 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Omega_{rf}^2}{\delta^2 + \Gamma_2^2/4} \right). \quad (4b)$$

Важной особенностью эффективной отстройки $\tilde{\delta}$ как функции $\delta = \omega_{rf} - \omega_B$ является то, что она обращается в нуль не только в точке $\delta = 0$, но при $\Omega_{rf} > \Gamma_2/2$ имеет еще два действительных корня в точках $\pm\delta_0$, где

$$\delta_0 = \sqrt{\Omega_{rf}^2 - \Gamma_2^2/4}. \quad (5)$$

Такое поведение функции $\tilde{\delta}(\delta)$ существенным образом влияет на структуру гармоник резонанса поглощения.

Пусть для простоты $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$. Тогда гармоники (3а) и (3б) коэффициента поглощения имеют вид (общий множитель $\langle S^2 \rangle$ для краткости опущен)

$$\kappa_{1,2}(t) \sim F_{1,2}(\theta) \operatorname{Re} [\mathcal{A}_{1,2} \exp(-i\omega_{1,2}t)]. \quad (6)$$

Здесь

$$F_1(\theta) = (1/3 - \cos^2 \theta) \sin 2\theta,$$

$$F_2(\theta) = (1/3 - \cos^2 \theta) \sin^2 \theta,$$

частоты $\omega_1 \equiv \omega_{rf}$ и $\omega_2 \equiv 2\omega_{rf}$, а комплексные амплитуды $\mathcal{A}_{1,2}$ описываются следующими выражениями:

$$\mathcal{A}_1 = -\Omega_{rf} \frac{\tilde{\delta} - i\tilde{\Gamma}}{\tilde{\delta}^2 + \tilde{\Gamma}(\tilde{\Gamma} + 6\Omega_{rf}^2/\Gamma)}, \quad (7a)$$

$$\mathcal{A}_2 = \Omega_{rf}^2 \frac{(\delta - i\Gamma/2)(\delta - i\Gamma) - \Omega_{rf}^2}{(\delta^2 + 2\Omega_{rf}^2 + \Gamma^2)(\delta^2 + 2\Omega_{rf}^2 + \Gamma^2/4)}. \quad (7b)$$

Зависимость амплитуд гармоник от ориентации поляризации \mathbf{E} лазерной волны относительно направления постоянного магнитного поля \mathbf{B} определяется функциями $|F_1(\theta)|$ и $|F_2(\theta)|$. В интервале $0 \leq \theta \leq \pi/2$ каждая из них обращается в нуль в точке $\cos^2 \theta = 1/3$, а слева и справа имеет локальные максимумы. Наибольшего значения функция $|F_1(\theta)|$ достигает для угла $\theta_m \approx 0.148\pi$ (25.52°), когда продольная компонента электрического поля оказывается больше поперечной приблизительно в два раза. Величина $|F_2(\theta)|$ имеет наибольшее значение при $\theta = \pi/2$, когда \mathbf{E} и \mathbf{B} ортогональны, что вполне очевидно, поскольку в этом случае индуцируются переходы с изменением проекции момента, которые создают максимальную когерентность ρ_{1-1} .

Зависимость сигналов первой и второй гармоник МР от отстройки δ определяется величинами $|\mathcal{A}_{1,2}|$. Из (7а) и (7б) следует, что они зависят только от δ^2 и описываются выражениями вида

$$|\mathcal{A}_{1,2}(\delta^2)| = \frac{\sqrt{Q_{3,2}(\delta^2)}}{P_2(\delta^2)},$$

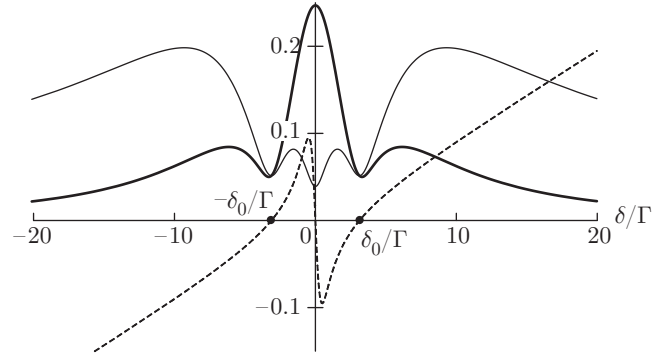


Рис. 5. Резонансная структура амплитуд первой ($|\mathcal{A}_1|$, тонкая линия) и второй ($|\mathcal{A}_2|$, жирная линия) гармоник МР. Штриховой линией изображена функция $10^{-2}\tilde{\delta}/\Gamma$. Параметр $(\Omega_{rf}/\Gamma)^2 = 10$

где Q_3 — полином третьей степени, а Q_2 и P_2 — полиномы второй степени. Последний представляет собой знаменатель в формуле (7б) (а с учетом выражений (4) — и знаменатель в формуле (7а)) и является монотонно возрастающей функцией, так как все его коэффициенты положительны. У полиномов Q_3 и Q_2 коэффициенты не являются, вообще говоря, знакоопределенными, так что поведение этих функций может быть немонотонным. Очевидно, что поведение функции $|\mathcal{A}_1(\delta^2)|$, в которую входит полином третьей степени Q_3 , оказывается более сложным, чем поведение функции $|\mathcal{A}_2(\delta^2)|$, зависящей от полинома второй степени Q_2 .

В пределе слабого радиочастотного поля, когда $\Omega_{rf} \ll \Gamma$, эти функции имеют вид

$$|\mathcal{A}_1| = \frac{\Omega_{rf}}{\sqrt{\delta^2 + \Gamma^2}}, \quad (8a)$$

$$|\mathcal{A}_2| = \frac{\Omega_{rf}^2}{\sqrt{(\delta^2 + \Gamma^2)(\delta^2 + \Gamma^2/4)}} \quad (8b)$$

и монотонно убывают с ростом отстройки δ .

С увеличением радиочастотного поля в области $\Omega_{rf} \geq \Gamma$ существенную роль начинает играть радиочастотный сдвиг, и форма резонансов становится более сложной.

Из формулы (7а), которая в явном виде показывает зависимость амплитуды \mathcal{A}_1 от эффективной расстройки $\tilde{\delta}$, следует, что при $\Omega_{rf} > \Gamma/2$ функция $|\mathcal{A}_1(\delta^2)|$ имеет локальные минимумы в точках, где $\tilde{\delta} = 0$, т.е. при $\delta = 0$ и $|\delta| = \delta_0$. В этих точках \mathcal{A}_1 является чисто мнимой величиной, поэтому $\kappa_1(t) \sim \sin \omega_{rf}t$. Очевидно, что в промежутках $0 < |\delta| < \delta_0$ есть локальные максимумы. Заметим, что функция $|\mathcal{A}_1(\delta^2)|$ в точке $\delta = 0$ имеет максимум,

если $\Omega_{rf} < 0.19\Gamma$, а при больших значениях Ω_{rf} в этой точке будет минимум. Тонкая кривая на рис. 5 демонстрирует такое нетривиальное поведение $|A_1|$ и хорошо согласуется с экспериментальной кривой, представленной на рис. 4.

Обсудим теперь проявление радиочастотного сдвига в структуре второй гармоники МР. При возрастании Ω_{rf} монотонный характер убывания функции $|A_2(\delta^2)|$, как это было в выражении (8), нарушается, и на склонах кривой появляются точки перегиба, когда $\Omega_{rf} = 2\Gamma$. При больших значениях параметра Ω_{rf}/Γ на этих склонах возникают локальные минимумы и максимумы. Другими словами, для обратной функции $\delta^2 (|A_2|)$ реализуется «катастрофа складки». Такой характер поведения $|A_2(\delta^2)|$ становится особенно наглядным в области $\Omega_{rf} \gg \Gamma$, когда форма резонанса описывается более простым выражением, а именно,

$$|A_2(\delta^2)| = \Omega_{rf}^2 \frac{\sqrt{(\delta^2 - \Omega_{rf}^2)^2 + (3\Gamma\Omega_{rf}/2)^2}}{(\delta^2 + 2\Omega_{rf}^2)^2}. \quad (9)$$

Эта функция имеет наибольшее значение ($\approx 1/4$) в точке $\delta = 0$. Кроме того, есть локальный минимум ($\approx \Gamma/6\Omega_{rf}$) в точке $|\delta| \approx \delta_0 \approx \Omega_{rf}$ и локальный максимум ($\approx 1/12$) в точке $|\delta| \approx 2\Omega_{rf}$. Отметим, что локальный минимум находится вблизи точки $\tilde{\delta} = 0$, так что в сильном радиочастотном поле ширина центрального пика порядка Ω_{rf} . Эти особенности и характерные масштабы видны на жирной кривой, изображенной на рис. 5.

На рис. 5 для наглядного сопоставления изображена в уменьшенном масштабе функция $\tilde{\delta}(\delta)/\Gamma$, которая демонстрирует, что положение минимумов функции $|A_1(\delta)|$ точно совпадает с точками, где $\tilde{\delta} = 0$, а минимумы $|A_2(\delta)|$ лежат вблизи этих точек, как это обсуждалось выше.

Выражения (7a) и (7b) были получены при упрощающем предположении о равенстве входящих в уравнения (2) релаксационных констант. Положения минимумов кривых $|A_1(\tilde{\delta})|$ и $|A_2(\tilde{\delta})|$ определяются величиной δ_0 (5), в которую входит только константа Γ_2 . Тогда из сопоставления с экспериментальной кривой 8 на рис. 3 получаем $\Gamma_2 \approx 48$ Гц. Справедливость такой оценки подтверждается и более детальным теоретическим расчетом, не использующим предположение о равенстве констант. Соответствующие громоздкие аналитические выражения здесь не приводятся, а результаты сопоставления с экспериментом представлены на рис. 6. Такое сравнение с более детальным теоретическим расче-

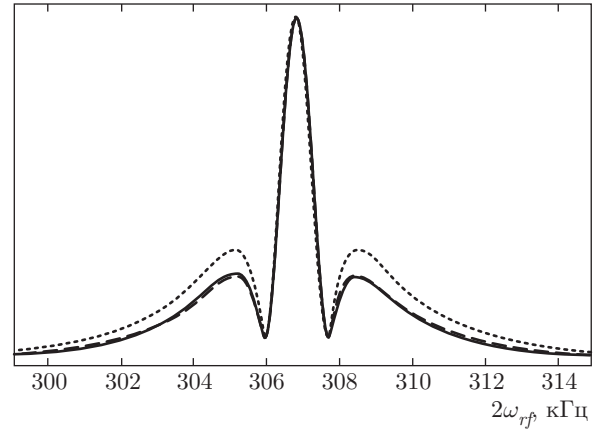


Рис. 6. Экспериментальная кривая 6 на рис. 3 при сто- кратном усреднении. Пунктирная линия — теоретическая кривая при $\Gamma = \Gamma_1 = \Gamma_2 \approx 48$ Гц. Штриховая линия — теоретическая кривая при $\Gamma \approx 74$ Гц, $\Gamma_1 \approx 71$ Гц, $\Gamma_2 \approx 47$ Гц. Параметр $\Omega_{rf} \approx 427$ Гц. По горизонтальной оси — удво- енная частота РЧ-поля

том позволяет оценить не только константу Γ_2 , но и две другие — Γ и Γ_1 . Полученное значение кон- станты Γ_2 , описывающей релаксацию когерентности на крайних подуровнях, оказывается в полтора раза меньше, чем значение константы Γ_1 релаксации ко- герентностей на соседних подуровнях. Это согласо- ется с общим утверждением об уменьшении ширины резонансов с увеличением кратности [14, 15].

3.4. Влияние квадратичного эффекта Зеемана на структуру второй гармоники резонанса поглощения

Квадратичный эффект Зеемана приводит к то- му, что частотные интервалы между соседними под- уровнями основного состояния становятся неэкви- дистантными. Один интервал уменьшается на ве- личину ω_{B^2} , и расстройка равна δ_+ ; другой увели- чивается, что дает расстройку δ_- . Интервал меж- ду крайними подуровнями остается неизменным, а расстройка — равной 2δ . Этот эффект может играть заметную роль, если $\omega_{B^2} \geq \Gamma, \Gamma_1, \Gamma_2$. Тогда при ска- нировании частоты радиочастотного поля она про- ходит через различные резонансы, связанные с рас- стройками δ_{\pm} и 2δ .

Как известно, в амплитуде первой гармоники коэффициента поглощения происходит наложение только двух резонансов в окрестностях $\delta = \pm\omega_{B^2}$. Более интересным представляется рассмотреть вли- яние квадратичного эффекта Зеемана на структу- ру амплитуды второй гармоники, в которую дают вклад все три резонанса.

В случае слабого радиочастотного поля, когда $\Omega_{rf} \ll \Gamma, \Gamma_1, \Gamma_2$, решение уравнений (2a)–(2d) дает следующее выражение для амплитуды \mathcal{A}_2 второй гармоники:

$$\mathcal{A}_2 = \frac{\Omega_{rf}^2/2}{\delta + i\Gamma_2/2} \left(\frac{1}{\delta_+ + i\Gamma_1} + \frac{1}{\delta_- + i\Gamma_1} \right), \quad (10)$$

где для наглядности сохранены индивидуальные значения констант релаксации для одноквантового (Γ_1) и двухквантового (Γ_2) переходов. Слагаемые в скобках ответственны за резонансные вклады на смещенных частотах $\delta = \pm\omega_{B^2}$. Оба эти резонанса, как и следовало ожидать, имеют ширину Γ_1 . Множитель перед скобкой соответствует двухквантовому резонансу $\delta = 0$ между крайними подуровнями. Ширина этого резонанса определяется константой Γ_2 . Для полноты укажем, что величина $|\mathcal{A}_2|$ является четной функцией δ .

Из выражения (10) следует, что в случае $\Gamma_1 = \Gamma_2/2$ (с учетом того, что $\delta_+ + \delta_- = 2\delta$) отсутствует центральный резонанс. Это означает, что в зависимости от соотношения между релаксационными константами Γ_1 и Γ_2 функция $|\mathcal{A}_2(\delta^2)|$ в окрестности точки $\delta = 0$ может иметь либо пик ($\Gamma_1 > \Gamma_2/2$), либо провал ($\Gamma_2/2 > \Gamma_1$).

Это свойство отчетливо проявляется в случае, когда $\omega_{B^2} \gg \Gamma_{1,2}$. Тогда в окрестности $|\delta| \lesssim \Gamma_{1,2}$ имеем

$$|\mathcal{A}_2| \approx \left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega_{B^2}} \right)^2 \sqrt{\frac{\delta^2 + \Gamma_1^2}{\delta^2 + \Gamma_2^2/4}}. \quad (11)$$

Экспериментальная кривая 5 на рис. 2 имеет пик в точке $\delta = 0$, следовательно, $\Gamma_1 > \Gamma_2/2$.

Формула (11), в частности, объясняет быстрое уменьшение ($|\mathcal{A}_2| \sim B^{-4}$) центрального пика с ростом магнитного поля (рис. 2). Что касается высот боковых пиков, расположенных в точках $|\delta| = \omega_{B^2}$, то они, по сравнению с (11), содержат дополнительный коэффициент ω_{B^2}/Γ_1 и поэтому убывают как B^{-2} .

На рис. 7 представлено сравнение результатов теории и полученной экспериментально трехпиковой структурой, когда центральный и два боковых максимума разрешаются. Экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется теоретическим выражением для $|\mathcal{A}_2|$ по формуле (10) при соответствующем выборе величин релаксационных констант Γ_1 и Γ_2 .

Примечательно, что оценки релаксационных констант как для Γ_1 , так и для Γ_2 совпадают с достаточной точностью для заметно различающихся условий. Действительно, результаты, представленные на рис. 6, получены, когда постоянное

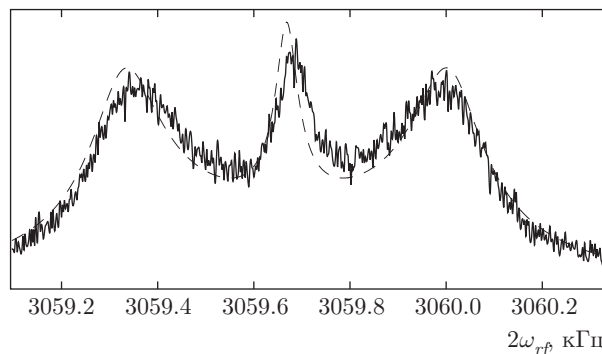


Рис. 7. Экспериментальная кривая 5 на рис. 2. Штриховая линия — теоретическая зависимость $|\mathcal{A}_2|$ для следующих значений параметров: $\Gamma_1 \approx 71$ Гц, $\Gamma_2 \approx 46$ Гц, $\omega_{B^2} \approx 340$ Гц. По горизонтальной оси — удвоенная частота РЧ-поля

магнитное поле много меньше, чем на рис. 7, а для РЧ-поля соотношение обратное.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и теоретически подтверждена возможность наблюдения одиночного МР в парах ^{87}Rb при регистрации сигнала поглощения линейно поляризованного излучения на удвоенной радиочастоте модуляции магнитного поля. Теория адекватно описывает результаты эксперимента: максимальность сигнала на второй гармонике при ортогональности поляризации лазерного излучения постоянному магнитному полю (формула (3b)); усложнение контура линии в достаточно сильных постоянных магнитных полях из-за квадратичного зеемановского сдвига (рис. 2, формула (10)); появление дополнительных экстремумов в контуре МР при изменении амплитуды РЧ-поля (рис. 3, формула (7b)). Структура МР, возникающая из-за эффекта радиочастотного сдвига, позволяет оценивать константы релаксации.

Следует отметить, что природа «благосклонна» к применению рассмотренного типа МР для измерения земного поля, поскольку а) усложнение структуры линии наблюдается в полях, больших земного, и даже в таких полях боковые резонансы не влияют на положение центрального пика и не нарушают его симметрию; б) для регистрации МР с необходимым соотношением сигнала к шуму достаточно амплитуды переменного магнитного поля, существенно меньшей тех, при которых наблюдается появление дополнительных экстремумов.

Использование узкой симметричной линии в атомах ^{87}Rb позволит значительно уменьшить ориентационный сдвиг и как минимум на порядок увеличить чувствительность к вариациям земного поля по сравнению с цезиевыми магнитометрами.

Авторы благодарят А. К. Вершовского и А. С. Пазгалёва за плодотворную дискуссию. С. А. Зибров был поддержан Учебно-научным комплексом (УНК) ФИАН. А. В. Тайченачев и В. И. Юдин были поддержаны МОН РФ (госзадание №2014/139, проект №825), РФФИ (гранты №№15-02-08377, 14-02-00712, 14-02-00806, 14-02-00939) и грантом Президента РФ (НШ-4096.2014.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скроцкий, *Физические основы квантовой магнитометрии*, Наука, Москва (1972).
2. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, УФН **169**, 537 (2009).
3. *Optical Magnetometry*, ed. by D. Budker and D. F. J. Kimball, New York (2013).
4. Е. Б. Александров, М. В. Балабас, А. К. Вершовский и др., *Опт. и спектр.* **2**, 78 (1995).
5. C. Affolderbach, A. Nagel, S. Knappe et al., *Appl. Phys. B* **70**, 407 (2000).
6. P. D. D. Schwindt, S. Knappe, V. Shah et al., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 6409 (2004).
7. S. Groeger, G. Bison, J.-L. Shenker et al., *Eur. Phys. J. D* **38**, 239 (2006).
8. В. Л. Величанский, А. Н. Козлов, Е. В. Живун и др., *Успехи современной радиоэлектроники* **12**, 43 (2013).
9. A. Weis, G. Bison, and A. S. Pazgalev, *Phys. Rev. A* **74**, 033401 (2006).
10. G. D. Domenico, G. Bison, St. Groeger et al., *Phys. Rev. A* **74**, 063415 (2006).
11. V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, *Rev. Sci. Instr.* **77**, 013102 (2006).
12. V. V. Yashchuk, D. Budker, and J. R. Davis, *Rev. Sci. Instr.* **71**, 341 (2000).
13. Ю. В. Афанасьев, Н. В. Студенцов, В. Н. Хорев и др., *Средства измерений параметров магнитного поля*, Энергия, Ленинград (1979).
14. А. К. Вершовский, *Дисс. ... докт. физ.-матем. наук*, СПбГУ, Санкт-Петербург (2007).
15. Е. Б. Александров, А. С. Пазгалев, Ж. Л. Рассон, *Опт. и спектр.* **1**, 82 (1997).