

Форма сигнала двойного радиооптического резонанса в парах атомов ^{85}Rb в сильных полях

А. С. Зибров^{+*}, А. А. Жуков[△], В. П. Яковлев[△], В. Л. Величанский^{+△}

⁺Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Physical Department, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138, USA

[△]Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия¹⁾

Поступила в редакцию 29 декабря 2005 г.

Экспериментально наблюдался пик пропускания в центре сигнала двойного радиооптического резонанса в парах атомов рубидия на частоте сверхтонкого расщепления основного состояния. Показано, что эта структура возникает из-за доплеровской отстройки оптического поля и зависящего от нее оптического сдвига микроволнового поля. Получено аналитическое выражение для формы этого резонанса и дано качественное объяснение эффекта.

PACS: 42.50.Gy, 42.65.–k

Взаимодействие бихроматического излучения, состоящего из резонансных оптического и микроволнового полей, с атомами (двойной радиооптический резонанс – ДРОР) активно исследовалось еще до создания лазеров и применялось для определения атомных констант, в стандартах частоты СВЧ диапазона и квантовой магнитометрии [1–4]. С появлением лазеров возможности создания неравновесного распределения на подуровнях основного состояния атомов щелочных металлов расширились, но при этом сохранилось характерное для метрологических применений требование малости используемых полей. Взаимодействие атомных систем с бихроматическим излучением, включающим два лазерных поля, началось почти сразу после создания лазеров [5–7]. Новый импульс это направление получило после открытия эффекта когерентного пленения населенностей [8, 9] и других проявлений интерференции атомных переходов [10], что привело к наблюдению сверхмалых групповых скоростей распространения одной из компонент бихроматического излучения [11], стимулировало работы по исследованию возможности записи и воспроизведения квантовой информации [12], по созданию малогабаритных атомных часов [13] и мазера на атомах Cs [14], позволило реализовать так называемое безынверсионное усиление [15]. Поиск схем безынверсионного усиления с повышением частоты привел к исследованию воздействия на атомы оптического поля и очень сильного микроволнового поля, когда частота Раби последнего становится сопоставимой с доплеровской шириной для оптического пере-

хода [16]. В [17] при возбуждении ансамбля атомов Rb резонансным излучением лазера и сильным СВЧ полем получены результаты, интерпретируемые как четырехволновое смешение.

Таким образом, изучение взаимодействия бихроматического поля в широком диапазоне интенсивностей его компонент с атомами остается актуальным и связано с практически важными приложениями. В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследований ДРОР для атомов Rb в ячейке для случая промежуточных по амплитуде полей. В сигнале ДРОР, то есть в зависимости поглощения резонансного оптического излучения от частоты СВЧ поля, обнаружен пик пропускания на частоте сверхтонкого расщепления рубидия. Показано, что эта структура в центре сигнала ДРОР возникает из-за доплеровского сдвига оптического поля и влияния оптического сдвига микроволнового поля на эффективность возвращения населенности на сверхтонкий уровень, опустошенный оптической накачкой. Получено аналитическое выражение для формы провала.

Эксперимент проводился на установке, схема которой приведена на рис.1а. Эта же установка, отличавшаяся только направлением постоянного магнитного поля, описана в [17]. Линейно поляризованный свет пропускался через цилиндрическую пирексовую ячейку, содержащую изотопически чистый ^{85}Rb . Длина и диаметр ячейки составляли 2.5 см. Частота инжекционного лазера с внешним резонатором (ECLD) настраивалась на длинноволновую компоненту D_1 линии ^{85}Rb (795 нм), соответствующую переходам с подуровня $F = 3$ основного состояния

¹⁾e-mail: zugazoid@gmail.com

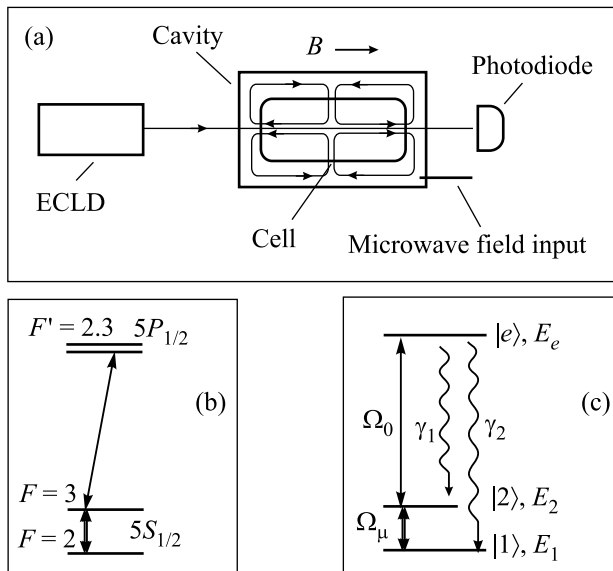


Рис.1. (а) Экспериментальная установка. ECLD – инжекционный лазер с внешним резонатором, пунктирные линии показывают структуру магнитной компоненты микроволнового поля, B – постоянное магнитное поле; (б) схема уровней ^{85}Rb ; (в) трехуровневая модель

на подуровни $F' = 2.3$ состояния $5P_{3/2}$. Мощность лазерного излучения на входе ячейки изменялась в интервале $P = 0.5\text{--}8$ мВт, диаметр луча равнялся $D = 0.3$ см. Мощность лазерного излучения, прошедшего ячейку, регистрировалась фотодиодом.

Ячейка размещалась в алюминиевом СВЧ резонаторе, в котором с помощью СВЧ генератора и усилителя возбуждалась TE_{012} мода с частотой, равной расщеплению основного состояния атома ($\omega_0/2\pi = 3.035$ ГГц). Добротность нагруженного резонатора составляла $Q \sim 150$. Мощность СВЧ поля, подводимая к резонатору, равнялась ≈ 1 Вт. Все устройство помещалось в однослойный магнитный экран и нагревалось до температуры 45°C , что соответствует концентрации атомов $N = 8 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Магнитное поле, необходимое для разделения зеемановских подуровней основного состояния, создавалось соленоидом, размещенным между резонатором и экраном. В области лазерного пучка направление постоянного магнитного поля совпадало с волновым вектором линейно поляризованного лазерного поля и было параллельно направлению магнитной компоненты СВЧ поля.

Поглощение оптического поля в отсутствие СВЧ возбуждения (и при нулевом токе соленоида) падало с ростом интенсивности лазерного излучения и при интенсивности 30 мВт/см 2 составляло 33%. Включение микроволнового поля уменьшало пропускание

оптического поля, рис.2, б–д (для d уменьшение достигает 5%). Появление узкого пика пропускания в

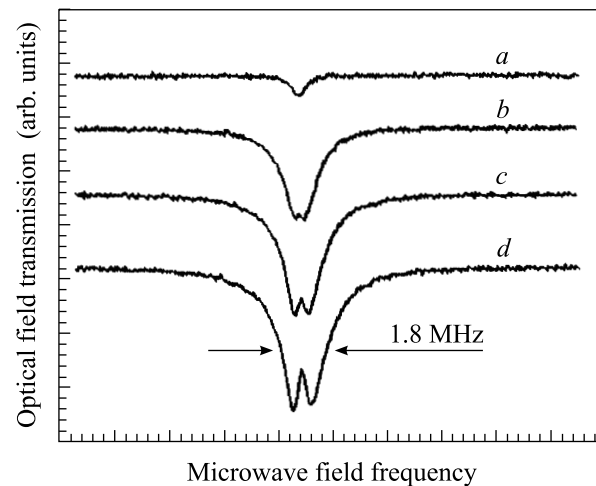


Рис.2. Пропускание лазерного света в зависимости от частоты СВЧ поля при фиксированной частоте и различных интенсивностях лазерного излучения: a – 0.5; b – 8.5; c – 50; d – 130 (мВт/см 2). Расщепления резонансов для b , c и d равны 0.3, 0.65, 0.8 МГц, соответственно. Масштаб линейный и одинаков для всех кривых. Кривые смещены по вертикали для удобства восприятия. Для случая d поглощение без СВЧ поля составляет 33%, увеличение поглощения при включении СВЧ поля равно 8%, а амплитуда центрального пика пропускания – 2% (все проценты даны по отношению к полной мощности)

центре сигнала ДРОР выглядит как расщепление этого сигнала.

Зависимость пропускания лазерного излучения (фиксированной частоты) от частоты микроволнового поля при снятии вырождения постоянным магнитным полем (18 Гс) показана на рис.3. Пять резонансов соответствуют СВЧ переходам $m \rightarrow m = m' = 0, \pm 1, \pm 2$ на частотах $\omega_0, \omega_0 \pm \delta, \omega_0 \pm 2\delta$. В пренебрежении ядерным магнитным моментом величина $\delta = g_J \mu_B B / 3\hbar$ определяется g -фактором электронной оболочки g_J и магнетоном Бора μ_B . Величина расщепления сигнала ДРОР практически одинакова для тех компонент, в которых оно наблюдается. Асимметрия отдельных резонансов и всего спектра в целом может быть вызвана как остаточным лабораторным магнитным полем, проникавшим через однослойный магнитный экран, так и слабой эллиптичностью оптического излучения.

Суть эффекта ДРОР состоит в том, что поглощение резонансного лазерного излучения в нашем случае переводит атомы с подуровня $F = 3$ основного состояния на возбужденные подуровни $F' = 2.3$, а спонтанный распад в состояние $F = 2$ приводит к

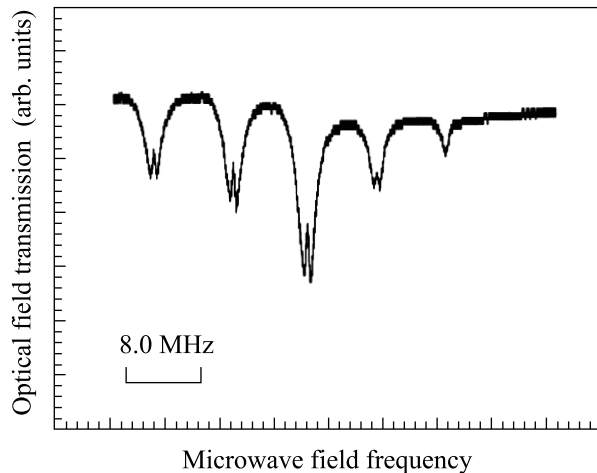


Рис.3. Пропускание лазерного излучения в зависимости от частоты микроволнового поля при включенном магнитном поле $B = 18$ Гс. Интенсивность лазерного излучения 20 мВт/см²

опустошению исходного состояния $F = 3$ и, следовательно, к уменьшению поглощения. В свою очередь, СВЧ поле, резонансное переходу $F = 2 \rightarrow F = 3$, возвращает часть атомов в состояние $F = 3$, что проявляется в увеличении поглощения лазерного излучения.

Отличия данного эксперимента от целого ряда других работ по исследованию метрологических характеристик ДРОР связаны с узким спектром лазерного излучения и сравнительно высокими интенсивностями оптического и СВЧ полей. В результате было обнаружено, что в центре сигнала ДРОР появляется пик пропускания, ширина и амплитуда которого возрастают с увеличением интенсивности света (рис.2). Так, для максимальной оптической мощности, использованной в эксперименте, величина пика в центре составляла около 30% от амплитуды сигнала ДРОР (рис.2,d). При фиксированной амплитуде СВЧ поля пик пропускания возникает, когда интенсивность лазерного излучения превышает некоторое критическое значение (см. рис.2a,b), то есть этот эффект имеет пороговый характер по интенсивности светового поля.

Переходя к качественному обсуждению результатов, отметим, что доплеровский сдвиг микроволнового резонанса не играет роли, так как размер ячейки в 4 раза меньше длины волны СВЧ поля. Поэтому в отсутствие лазерного излучения все атомы взаимодействуют с микроволновым полем одинаково. Ситуация радикально меняется, когда на среду воздействует лазерное излучение, приводящее к эффективному комплексному оптическому “сдвигу” для СВЧ

перехода. Действительная и мнимая части этой величины меняют сдвиг частоты и ширину СВЧ резонанса, соответственно. Указанный оптический сдвиг пропорционален интенсивности светового поля и существенно зависит от отстройки частоты лазерного излучения относительно оптического резонанса. При фиксированной частоте лазера в величину отстройки для данного атома входит доплеровский сдвиг оптического поля. Тем самым, в присутствии лазерного излучения атомы, отличающиеся проекцией скорости на направление светового луча, по-разному взаимодействуют с СВЧ полем. Индуцированные оптическим полем вклады в частоту и ширину микроволнового резонанса имеют различные зависимости от атомной скорости: сдвиг частоты имеет дисперсионный вид, а затухание описывается лоренцевским контуром. Модифицированный СВЧ резонанс в свою очередь влияет на поглощение лазерного излучения. Совместным действием этих факторов и обусловлена, как мы увидим ниже, наблюдаемая структура сигнала ДРОР.

Для описания физической картины взаимосвязанного воздействия оптического и СВЧ полей на доплеровски уширенный атомарный газ можно ограничиться трехуровневой моделью атомных состояний, рис.1с, пренебрегая сверхтонким расщеплением возбужденного состояния $|e\rangle$ и магнитными подуровнями двух компонент $|1\rangle$ и $|2\rangle$ основного состояния. Частота лазера резонансна оптическому переходу $|2\rangle \leftrightarrow |e\rangle$. Из-за доплеровского сдвига для атома, движущегося вдоль светового луча со скоростью v , частота лазерного поля смещена на $\Delta_L = -kv$. Частота СВЧ поля $\omega_0 + \Delta$ перестраивается вблизи частоты ω_0 сверхтонкого расщепления основного состояния. Частоты Раби Ω и Ω_μ для оптического и СВЧ полей строятся из амплитуд этих полей и соответствующих матричных элементов дипольного и магнитодипольного переходов. Поскольку ω_0 существенно превышает ширину $\Delta_D = kv$ доплеровского контура (v – характерная тепловая скорость), воздействием лазерного поля на переход $|1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ можно пренебречь. Полная ширина $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ возбужденного состояния складывается из скоростей спонтанных переходов на подуровни основного состояния. Для простоты будем считать, что $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma/2$.

Так как среднее время τ пролета атомов через световой луч велико (в данном эксперименте $\tau \simeq 3 \cdot 10^{-4}$ с), достаточно найти стационарное решение уравнений для матрицы плотности $\hat{\rho}$ трехуровневой системы [16]. Точные выражения [18] для элементов матрицы плотности оказываются весьма громоздкими, и мы не будем их здесь выписывать, а

ограничимся более простым, а главное, более наглядным описанием, воспользовавшись близкими к условиям эксперимента соотношениями между параметрами задачи.

Для большинства атомов параметр насыщения оптического перехода мал, то есть $\Omega/\Delta_D \ll 1$. Учитывая также, что $\gamma\tau \gg 1$, а частота Раби Ω_μ и отстройка СВЧ поля гораздо меньше Ω , можно адиабатически исключить возбужденное состояние, то есть

$$\rho_{e2} \simeq -\frac{\Omega}{\nu}\rho_{22}, \quad \rho_{e1} \simeq -\frac{\Omega}{\nu}\rho_{21}, \quad \rho_{ee} \simeq -\frac{\Omega^2}{|\nu|^2}\rho_{22} \ll \rho_{22}, \quad (1)$$

где $\nu = -kv + i\gamma/2$, и свести задачу к уравнениям

$$\dot{\rho}_{22} + \frac{\gamma\Omega^2}{2|\nu|^2}\rho_{22} + i\Omega_\mu(\rho_{21} - \rho_{12}) = 0, \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{21} + (\Delta - \Omega^2/\nu)\rho_{21} - \Omega_\mu(2\rho_{22} - 1) = 0 \quad (3)$$

для матрицы плотности основного состояния. При выводе мы воспользовались тем, что $\rho_{11} + \rho_{22} \simeq \text{Sp}\dot{\rho} = 1$, и без ущерба для общности считали Ω и Ω_μ действительными. Мы видим, что уравнение (3) содержит эффективную расстройку, в которую, помимо Δ , входит зависящий от скорости комплексный световой сдвиг $(-\Omega^2/\nu)$. Действительная часть $\Omega^2 kv/|\nu|^2$ этого вклада имеет дисперсионную зависимость от скорости и приводит к смещению частоты микроволнового резонанса. Мнимая часть $\gamma\Omega^2/2|\nu|^2$ с лоренцевской зависимостью от скорости описывает релаксацию когерентности ρ_{21} . Как следует из (2), населенность релаксирует точно так же, что связано со сделанным нами упрощающим предположением $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma/2$.

Если лазерное поле не слишком слабое, так что $\gamma\tau\Omega^2/\Delta_D^2 \gg 1$, стационарное решение системы (2), (3) дает стандартное выражение

$$\rho_{22} = \frac{2\Omega_\mu^2}{|\Delta - \Omega^2/\nu|^2 + 4\Omega_\mu^2} \quad (4)$$

для населенности верхнего состояния двухуровневой системы с эффективной расстройкой $|\Delta - \Omega^2/\nu|$ в поле с частотой Раби Ω_μ . Тогда коэффициент поглощения оптического поля пропорционален величине $\langle \rho_{ee}(v) \rangle \sim \langle \rho_{22}(v)/|\nu|^2 \rangle$, где использовалось последнее из соотношений (1), а угловыми скобками обозначено усреднение по скоростям с максвелловским $w(v) \sim \exp[-(kv/\Delta_D)^2]$. С учетом (4) получаем, что форма сигнала ДРОР описывается выражением

$$F(\Delta) = \Gamma(\Delta) \left\langle \left\{ [kv + kv_0(\Delta)]^2 + \Gamma^2(\Delta) + \gamma^2/4 \right\}^{-1} \right\rangle, \quad (5)$$

где величины

$$kv_0(\Delta) = \frac{\Omega^2\Delta}{\Delta^2 + 4\Omega_\mu^2}, \quad \Gamma(\Delta) = \frac{2\Omega_\mu\Omega^2}{\Delta^2 + 4\Omega_\mu^2} \quad (6)$$

задают смещение и ширину усредняемого по скоростям лоренцевского контура.

С помощью этих соотношений легко понять качественный характер поведения функции $F(\Delta)$. Очевидно, что при больших Δ величина $\Gamma(\Delta)$, а вместе с ней и функция $F(\Delta)$ убывают как Δ^{-2} . В области $\Delta \rightarrow 0$ сдвиг $kv_0(\Delta)$ стремится к нулю линейно по Δ , а функция $\Gamma(\Delta)$, напротив, возрастает и приближается к своему максимальному значению $\Gamma(0) = \Omega^2/2\Omega_\mu$ квадратично по Δ . Поэтому в пределе слабого светового поля, когда $\Gamma(0) \ll \Delta_D$, функция $F(\Delta) \sim \Gamma(\Delta)$ возрастает при $\Delta \rightarrow 0$, и пик в центре сигнала ДРОР отсутствует. В обратном предельном случае, когда $\Gamma(0) \gg \Delta_D$, функция $F(\Delta) \sim 1/\Gamma(\Delta)$ будет убывать при $\Delta \rightarrow 0$. Это означает, что пик в центре сигнала ДРОР появляется, когда частота Раби оптического поля превышает некоторое критическое значение Ω_c , которое можно оценить из условия $\Gamma(0) \sim \Delta_D$, то есть

$$\Omega_c \sim \sqrt{\Omega_\mu\Delta_D}. \quad (7)$$

Примечательно, что критическая частота Раби оптического поля, при которой происходит радикальное изменение формы сигнала ДРОР, зависит от интенсивности СВЧ поля. В области достаточно сильных оптических полей, когда $\Omega > \Omega_c$, функция $F(\Delta)$ имеет максимум при некотором значении $\Delta = \Delta_m(\Omega)$. Используя (5), (6), можно показать, что $\Delta_m(\Omega) \sim \Omega^{4/3}$, то есть расщепление резонанса растет пропорционально интенсивности лазерного излучения в степени $2/3$. Эти качественные выводы подтверждаются численным анализом на основе точного решения уравнения для матрицы плотности и вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Для сопоставления с экспериментом мы использовали значение $\Delta_D/2\pi = 300$ МГц и оценили частоту Раби $\Omega_\mu = V_{ac}\mu_B/\hbar$ СВЧ поля с помощью выражения [15] для магнитной компоненты $V_{ac} = (2P_i\mu_0Q/\omega_{ac}V)^{-1/2}$, полученного в предположении однородности поля в резонаторе. Для объема резонатора $V = 800$ см³ и подводимой СВЧ мощности $P_i \sim 1$ Вт получаем $\Omega_\mu/2\pi = 0.1$ МГц. Тогда критическая частота Раби $\Omega_c/2\pi \simeq 5$ МГц, что согласуется с экспериментальным результатом, представленным на рис.2,б. Следует также иметь в виду, что с учетом потери СВЧ мощности при вводе в резонатор значения Ω_μ и, следовательно, критическая частота Раби Ω_c могут быть несколько меньше.

Рассмотренная выше простая теоретическая модель позволяет также описать, по крайней мере качественно, пять резонансов в сигнале ДРОР, которые наблюдаются при наложении постоянного магнитного поля B (рис.3). Поскольку в эксперименте $B \simeq 18$ Гс, то расстояние $\delta \simeq 8$ МГц между резонансными частотами СВЧ поля превышает ширину отдельного резонанса. Поэтому каждый из смещенных резонансов обусловлен взаимодействием оптического поля с разными группами атомов, и их можно описать независимо с помощью выражения (5), сдвигая соответствующим образом доплеровский контур.

Таким образом, в центре сигнала двойного радиооптического резонанса в парах атомов рубидия экспериментально обнаружен пик пропускания. Для использованной в работе мощности СВЧ поля пик пропускания в центре сигнала ДРОР пороговым образом зависит от интенсивности оптического излучения. Узкая структура в центре сигнала ДРОР возникает из-за доплеровской отстройки лазерного поля в тепловом ансамбле атомов, которая приводит к оптическому сдвигу микроволнового поля. Отметим, что известны и другие нетривиальные проявления доплеровской зависимости оптических сдвигов. Такие, например, как сужение лямбда-резонанса в ансамбле движущихся атомов по сравнению со случаем неподвижных атомов [19, 20].

Работа А.А.Ж. и В.П.Я. частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16734.

1. A. Kastler, *J. Phys.* **11**, 255 (1950).
2. J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, v.1,2, Adam Hilger, Bristol, England, 1989.

3. Е. Б. Александров, *УФН* **107**, 592 (1972).
4. Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скродцкий, *Физические основы квантовой магнитометрии*. М.: Наука, 1972.
5. M. S. Feld and A. Javan, *Phys. Rev.* **177**, 540 (1969).
6. T. W. Hansch and P. Toshek, *Zs. Phys.* **236**, 213 (1970).
7. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии*, М.: Наука, 1975.
8. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *УФН* **163**, 1 (1993).
9. E. Arimondo, in: *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, Vol. XXXV, Elsevier Science, Amsterdam, 1996, p. 257.
10. М. О. Скалли, М. С. Зубайри, *Квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2003.
11. A. V. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev et al., *Adv. in Atomic, Molecular, and Opt. Phys.* **46**, 19 (2001).
12. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
13. S. Knappe, V. Sha, P. D. D. Schwindt et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1460 (2004); S. Knappe, V. Sha, P. D. D. Schwindt et al., *Optics Express* **13**, 1249 (2005).
14. J. Vanier, A. Godone, and F. Levi, *Phys. Rev. A* **58**, 2345 (1998).
15. A. S. Zibrov, M. D. Lukin, D. E. Nikonov et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1499 (1995); C. Fort, F. S. Cataliotti, T. W. Hansch et al., *Opt. Comm.* **139**, 31 (1994).
16. D. McGloin and M. H. Dunn, *J. Mod. Opt.* **47**, 1887 (2000).
17. A. S. Zibrov, A. V. Matsko, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 103601 (2002).
18. В. Л. Величанский и др., *Научная сессия МИФИ-2005, Сб. научных трудов*, т. 5, М.: МИФИ, 2005. С. 281.
19. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP Letters* **72**, 119 (2000).
20. C. Y. Ye and A. S. Zibrov, *Phys. Rev. A* **65**, 023806 (2002).