Письма в ЖЭТФ, том 88, вып. 6, с. 409 – 414 © 2008 г. 25 сентября

Возможность использования магнитного поля для создания квантового фильтра на D_1-линии Rb^{87}

А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, А. Ю. Самокотин+, *А. В. Акимов*+, *А. В. Соколов*+, *В. Н. Сорокин*+, *Н. Н. Колачевский*+

Институт лазерной физики[1] *Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск-90, Россия*

+*Институт им. П.Н. Лебедева*[2] *РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июля 2008 г.

Рассмотрена возможность использования перехода $F = 2 \leftrightarrow F = 1$ D_1-линии поглощения атома ^{87}Rb для создания однофотонного квантового фильтра на основе явления когерентного пленения населенности (КПН). Показано, что для обеспечения возможности создания квантового фильтра на бозонных изотопах щелочных атомов необходимо использовать внешнее магнитное поле. Напряженность поля должна быть достаточной для проявления расщепления зеемановских резонансов КПН, существенно превышающего их спектральную ширину. В конкретном случае атома ^{87}Rb нами были измерены расщепления резонанса КПН, характеризующие нелинейность эффекта Зеемана, и сделано заключение о возможности использования указанной системы для квантового фильтра.

PACS: 32.60.+i, 42.50.Dv, 42.50.Gy

Эффект когерентного пленения населенности (КПН) является квантовым интерференционным эффектом, возникающим в широком классе многоуровневых атомных систем. В таких системах может возникнуть особое суперпозиционное состояние, не взаимодействующее с возбуждающим электромагнитным полем (так называемое темное состояние), находясь в котором атомы перестают поглощать и переизлучать свет. В эксперименте это проявляется как узкий провал в контуре линии поглощения или люминесценции при взаимодействии с многочастотным световым полем, компоненты которого находятся в резонансе с соответствующими атомными переходами. Различные теоретические аспекты возникновения явления КПН изложены, например, в работах [1 – 4], а сам эффект находит широкое применение в метрологии [5], магнитометрии [3, 6, 7], квантовой информации [8, 9] и других областях. Недавние теоретические работы по преобразованию и хранению световых импульсов в когерентных возбуждениях резонансной атомной среды (возникновение "темного поляритона") [10, 11] и экспериментальная демонстрация записи света [8, 12] привлекли внимание к изучению *обобщенных темных состояний* (ОТС) в системе (атом+поле).

Классическим объектом для теоретического исследования явления КПН является простая трехуровневая Λ-система. Однако учет зеемановской структуры резонансных энергетических уровней приводит к более сложной поляризационно-зависимой картине взаимодействия. Так, например, в случае оптического перехода $F_g \to F_e$ (F_g, F_e – полные угловые моменты в основном и возбужденном состояниях), взаимодействующего с двумя циркулярно поляризованными световыми полями σ^+ и σ^-, схема светоиндуцированных переходов может иметь вид цепочек, состоящих из простых Λ-систем (Λ-цепочка). Такие Λ-цепочки из зеемановских подуровней, как видно из рис.1a,b, формируются в случае переходов $F_g = F + 1 \to F_e = F$ и $F_g = F' \to F_e = F'$ (F' – целое). Как показано в работах [13, 14], формирование КПН для Λ-цепочек происходит как при рассмотрении классического, так и квантованного монохроматического светового поля.

Неожиданным результатом рассмотрения КПН в квантованном поле [14] оказалось возникновение ОТС для систем атомных уровней, образующих так называемые N-цепочки (см. на рис.1d) на переходах $F_g = F'' \to F_e = F''$ (F'' – полуцелое), для которых в классическом поле чистое состояние КПН отсутствует [13, 15]. Теоретическое рассмотрение взаимодействия по типу N-цепочки в рамках формализма вторичного квантования показывает, что состоя-

---

[1] e-mail: [1] llf@laser.nsc.ru, также Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия.

[2] e-mail: alakimov@lebedev.ru, также Московский физико-технический институт, 141704 Долгопрудный, Московская обл., Россия.

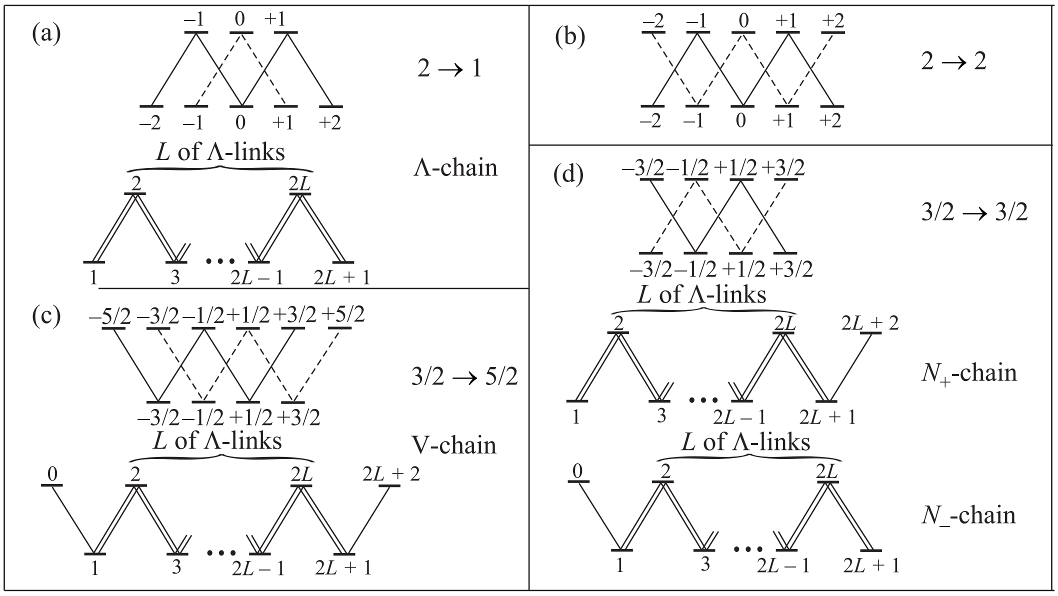

Рис.1. Схемы светоиндуцированных цепочек в системе магнитных подуровней для различных типов оптических переходов при взаимодействии с σ^+-σ^- полем: (a) переходы $F_g = F + 1 \to F_e = F$ с двумя Λ-цепочками; (b) переходы $F_g = F' \to F_e = F'$ (F' – целое) с Λ- и V-цепочками; (c) переходы $F_g = F \to F_e = F + 1$ с двумя V-цепочками; (d) переходы $F_g = F'' \to F_e = F''$ (F'' – полуцелое) с двумя N-цепочками (N_+ и N_-)

ние КПН может формироваться и для таких систем. Однако при этом поле одного из циркулярных компонентов должно быть строго квантованным, причем максимальное число фотонов совпадает с длиной N-цепочки L, которая, в свою очередь, определяется угловым моментом F'' ($L = F'' - 1/2$).

В связи с этим фактом в работе [14] была высказана идея квантового КПН-фильтра, которая состоит в следующем. Пусть в оптически толстую среду, состоящую из ферми-атомов, поступает, например, сильная световая волна σ^--поляризации (волна накачки) и одновременно слабый импульс излучения σ^++поляризации (сигнальный импульс), содержащий $M > L$ фотонов. В этом случае непоглощающее КПН-состояние отсутствует и, следовательно, фотоны в импульсном поле начнут поглощаться и рассеиваться средой. Рассеяние будет происходить до того момента, пока количество фотонов не снизится до L, при котором возникает темный поляритон. После этого импульс будет распространяться в среде без рассеяния. На выходе из среды после блокировки сильной σ^--волны получим L-фотонный σ^+-импульс. Ожидается, что система будет работать в качестве квантового фильтра, который можно положить в основу нового типа источника фоковских состояний света. Например, в случае перехода $F_g = 3/2 \to F_e = 3/2$ ($L = 1$) на выходе можно получать однофотонные импульсы.

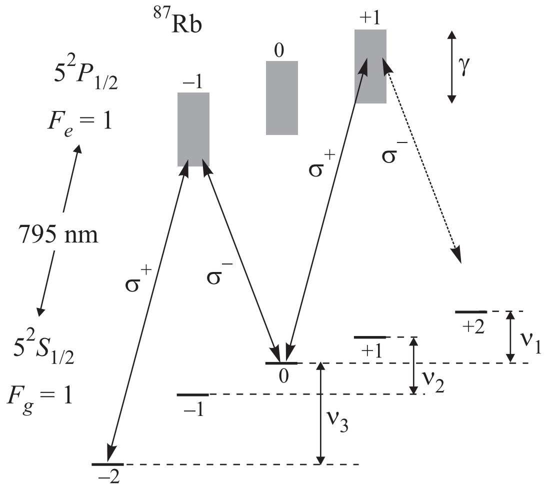

Рис.2. Эффективная N-цепочка в атоме ^{87}Rb, образованная в результате нелинейного сдвига зеемановских подуровней в магнитном поле. Цифрами указаны магнитные квантовые числа m_F. Ширина верхнего уровня обозначена γ, а расщепления нижних уровней — ν_1, ν_2 и ν_3 (см. текст)

Однако практическая реализация вышеприведенной идеи квантового КПН-фильтра наталкивается на существенную трудность. Как известно, наилучшими кандидатами для практического использования КПН являются бозонные стабильные изотопы щелочных металлов ^{133}Cs, ^{85}Rb, ^{87}Rb. Выбор данных атомных систем обусловлен простотой создания ячеек с атомными парами и доступностью источников, необходимых для возбуждения резонансов КПН. Однако на линиях этих изотопов в σ^+-σ^- поле светоиндуцированные N-цепочки не образуются ввиду целочисленности значений полного момента F (то есть образуются только Λ- и V-цепочки).

Тем не менее, квантовый КПН-фильтр в двухчастотном σ^+-σ^- поле может быть реализован и для бозонов [16]. Для этого необходимо формирование эффективной N-цепочки по типу, изображенному на рис.2. Эта цепочка является, по сути, неэквидистантной Λ-цепочкой, у которой нижние энергетические расщепления в каждом из Λ-звеньев отличаются друг от друга. При этом разность частот для σ^+- и σ^--полей должна быть равна частотному расщеплению между нижними магнитными подуровнями в одной из крайних (то есть левой или правой) Λ-систем. Такая эффективная N-цепочка с точки зрения существования квантованного ОТС эквивалентна N-цепочке длины 1, формирующейся в атомной системе с полуцелым спином. При этом непоглощающее состояние будет формироваться только в случае, когда одно из циркулярно поляризованных полей содержит один фотон. Как следствие, появляется принципиальная возможность получать на выходе однофотонные импульсы и в газе бозонов.

В работе [16] для формирования эффективных N-цепочек в атомах щелочных металлов было предложено использовать нелинейный эффект Зеемана. В щелочных атомах энергетические расщепления магнитных подуровней основного состояния описываются формулой Брейта-Раби, дающей точное значение сдвига в магнитном поле:

$$\nu_{m_F} = \frac{-\nu_{hf}}{2I(I+1)} + g_I m_F B\frac{\mu_B}{h} \pm \frac{\nu_{hf}}{2}\sqrt{1+\left(\frac{4m_F}{2I+1}x\right)+x^2}, \qquad (1)$$

где B – индукция магнитного поля, $F = I \pm J = I \pm 1/2$ (I, J – квантовые числа ядерного момента и момента электронной оболочки), m_F – магнитное квантовое число, а величина x определяется выражением $x = \frac{\mu_B}{h\nu_{hf}}(g_J - g_I)B$, где g_J и g_I – электронный и ядерный g-факторы, μ_B – магнетон бора, а ν_{hf} – величина сверхтонкого расщепления. Удобная для использования сводка констант по ^{87}Rb представлена в компиляции [17]. Из формулы Брейта-Раби видно, что с увеличением индукции поля B существенную роль начинают играть нелинейные члены в разложении частот магнитных подуровней ν_{m_F} по степеням x. Это и приводит к формированию эффективной N-цепочки, как показано на рис.2.

В данной работе экспериментально исследуется возможность использования магнитного поля для создания эффективной N-цепочки в атомах щелочных металлов. Нами наблюдались резонансы КПН на магнитных подуровнях основного состояния ^{87}Rb при значениях магнитного поля от 1 до 70 Гс. При этом за счет относительно малой оптической плотности удается наблюдать как чистые резонансы КПН, так и резонансы, соответствующие ОТС. Резонансы КПН регистрировались на зеемановских подуровнях основного состояния перехода $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=1)$ (795 нм) в атоме ^{87}Rb (рис.2), при этом использовался метод частотно-модуляционной спектроскопии [18]. В результате модуляции в спектре возбуждающего излучения возникают связанные по фазе компоненты, отстоящие друг от друга на величину Ω. Вблизи частот Ω, соответствующих расщеплению нижних зеемановских подуровней, в атомной системе формируются темные состояния.

Ток полупроводникового лазера с внешним резонатором по схеме Литтрова, настроенного на указанный переход, модулируется радиочастотой Ω, которая может перестраиваться в диапазоне $2 \div 150$ МГц (рис.3). Линейно-поляризованное излучение лазера

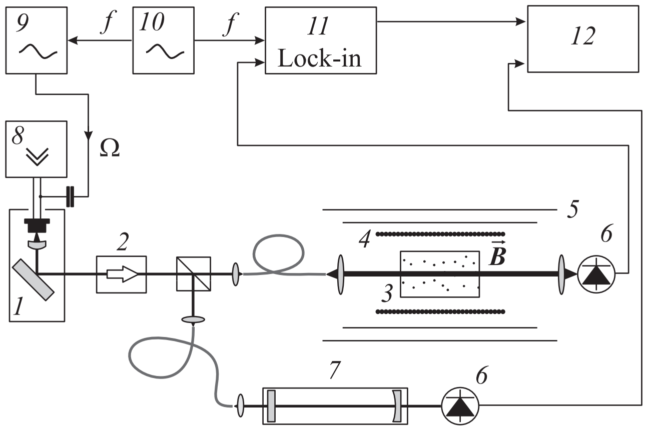

Рис.3. Схема эксперимента. *1* – лазерный диод с внешним резонатором, *2* – оптический изолятор, *3* — кювета с парами рубидия, *4*– соленоид, *5* – магнитные экраны, *6* – фотодиоды, *7* – интерферометр, *8* – источник тока, *9* – генератор высокой частоты, *10* – генератор низкой частоты, *11* – синхронный детектор, *12* – компьютер

пропускается через оптический изолятор и подводится к поглощающей кювете с парами Rb с помощью одномодового оптоволокна с выходным коллиматором, который формирует гауссову моду излучения с диаметром 4.5 мм по уровню $1/e$ и мощностью порядка

500 мкВт. Кроме паров рубидия в кювету длиной 4 см и диаметром 4 см добавлено небольшое количество криптона. Использование широкого пучка и буферного газа позволяет существенно снизить вклад времяпролетного уширения в спектральную ширину резонанса [19].

Кювета нагревается до температуры 60 °C, что обеспечивает поглощения на уровне 50% в центре линии. Для создания магнитного поля кювета помещена внутрь соленоида. В свою очередь, соленоид помещен внутрь двухслойного магнитного экрана, обеспечивающего ослабление лабораторного магнитного поля примерно в 10^2 раз. Мощность лазерного излучения, проходящего через кювету, регистрируется с помощью фотодиода.

Для регистрации резонансов КПН, обладающих относительно низким контрастом на фоне контура доплеровского поглощения, в эксперименте использовался метод синхронного детектирования. При этом частота модуляции Ω дополнительно покачивалась с частотой $f = 19$ кГц, после чего из сигнала фотодиода с помощью синхронного детектора выделялся сигнал на частоте качаний f. При таком способе регистрации на выходе синхронного детектора формируется сигнал, пропорциональный производной по частоте от спектра пропускания кюветы, и резонансы КПН имеют дисперсионную форму.

При наложении магнитного поля на атомную систему верхний и нижний уровни перехода расщепляются на 3 и 5 магнитных подуровней, соответственно (рис.2). Вследствие ударного уширения магнитные подуровни верхнего уровня $F_e = 1$ оказываются перемешаны в интересующем нас диапазоне полей, а расщепление нижнего приводит к образованию трех Λ-систем, как следует из рис.2, 1a. В диапазоне малых полей ($x \ll 1$) расщепление нижних уровней оказывается примерно одинаковым (режим линейного эффекта Зеемана), что приводит к формированию одного резонанса КПН в спектре пропускания кюветы. При увеличении поля начинает проявляться нелинейность эффекта Зеемана и система становится неэквидистантной (рис.2).

Раскладывая формулу Брейта-Раби (1) по степеням x, получим, что расщепления нижних уровней рассматриваемых Λ-систем даются выражениями

$$\begin{aligned}
\nu_1 &= \nu_{m_F=2} - \nu_{m_F=0} = \frac{1}{2}(g_J + 3g_I)\frac{\mu_B}{h}B - \Delta_{\rm NL}, \\
\nu_2 &= \nu_{m_F=1} - \nu_{m_F=-1} = \frac{1}{2}(g_J + 3g_I)\frac{\mu_B}{h}B, \qquad (2) \\
\nu_3 &= \nu_{m_F=0} - \nu_{m_F=-2} = \frac{1}{2}(g_J + 3g_I)\frac{\mu_B}{h}B + \Delta_{\rm NL},
\end{aligned}$$

где

$$\Delta_{\rm NL} = \frac{1}{4\nu_{hf}}(g_J - g_I)^2\left(\frac{\mu_B}{h}B\right)^2$$

и, следовательно, расщепление резонансов КПН определяется в основном квадратичным по полю членом $\Delta_{\rm NL}$. На рис.4а представлены спектры резонан-

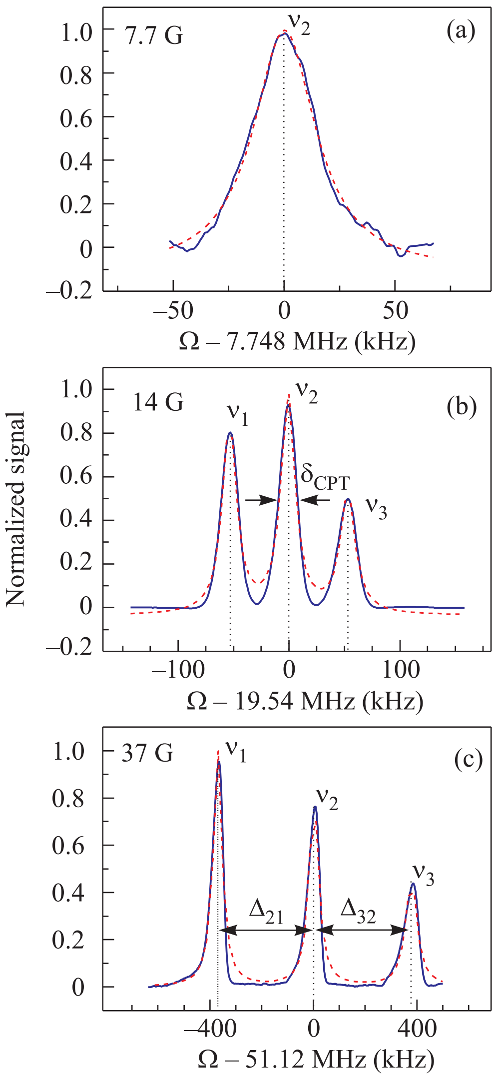

Рис.4. Характерный вид резонансов КПН в случае, когда вклад квадратичного эффекта Зеемана в расщепление магнитных подуровней основного состояния $F_g = 1$ меньше (a), примерно равен (b) и больше ширины резонанса (c), что соответствует магнитными полям $B =$ 7.7 Гс, 14 Гс и 37 Гс соответственно. Штриховой линией показана сумма лоренцевских аппроксимаций отдельных компонентов с частотами ν_1, ν_2, ν_3. За нулевую отметку на всех графиках принималось положение резонанса на частоте ν_2

сов КПН для различных соотношений между вкладом квадратичного эффекта Зеемана в расщепление магнитных подуровней и шириной резонанса. Для наглядности представления дисперсионные контуры, зарегистрированные в эксперименте, были проинтегрированы. Как видно, если разность частот расщепления нижних уровней для различных Λ-систем меньше ширины резонанса КПН, то наблюдается уширение и искажение формы резонанса (рис.4a). С ростом магнитного поля последний расщепляется на три компонента (рис.4b), которые при дальнейшем увеличении поля превращаются в три отдельных резонанса (рис.4c). Различие амплитуд наблюдаемых резонансов может быть объяснено зависимостью индекса модуляции от частоты и эллиптичностью поляризации на выходе волокна,что не существенно в рамках задач данной работы.

Первый и третий резонансы соответствуют эффективным N-цепочкам длины 1, а средний чистой Λ-цепочке. Эффективное рассеяние всех, кроме одного, фотонов сигнальной волны возможно лишь в ситуации, когда эффективная N-цепочка надежно изолирована как от Λ-, так и от встречной N-цепочки. На рис.5 изображен график зависимости эксперимен-

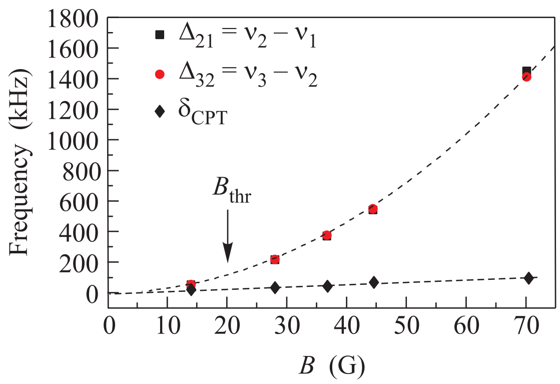

Рис.5. Зависимость разности частот резонансов $\Delta_{21} = \nu_2 - \nu_1$ (квадраты) и $\Delta_{32} = \nu_3 - \nu_2$ (кружки́) от магнитного поля B. Штриховой линией изображена зависимость $\Delta_{\rm NL}(B)$. Также на графике показана зависимость ширины резонанса $\delta_{\rm CPT}$ от поля (ромбы) и ее линейная аппроксимация (штрих-пунктир)

тально измеренных разностей частот $\Delta_{21} = \nu_2 - \nu_1$ и $\Delta_{32} = \nu_3 - \nu_2$ резонансов КПН от индукции магнитного поля B (см. рис.4), а также спектральной ширины резонанса $\delta_{\rm CPT}(B)$. Для определения положения резонансов экспериментальные данные подгонялись суммой трех лоренцевских контуров. Видно, что величины Δ_{21} и Δ_{32} в рассматриваемых полях практически совпадают, поэтому условия на формирование эффективной N-цепочки оказываются одинаковыми для обеих возможных цепочек (рис.2).

Из рис.5 следует, что начиная с некоторого порогового значения $B_{\rm thr}$ расщепление резонансов существенно превышает их спектральную ширину. Если ширина резонанса КПН $\delta_{\rm CPT}$ определяется факторами, не зависящими от магнитного поля, то используя (2), получим

$$B_{\rm thr} = \frac{1}{(g_J - g_I)\mu_B/h}\sqrt{4\nu_{hf}\delta_{\rm CPT}}. \tag{3}$$

В нашей установке величина $\delta_{\rm CPT}$ определялась, в основном, неоднородностью магнитного поля в кювете и линейно зависела от B (рис.5). Условие Δ_{21}, $\Delta_{32} \gg \delta_{\rm CPT}$ выполняется в полях $B > B_{\rm thr} \approx 20$ Гс. Изоляция эффективной N-цепочки более, чем на порядок по отношению к ширине резонанса, обеспечивается уже в полях около 50 Гс.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность использования перехода $5^2S_{1/2}(F = 2) \leftrightarrow \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F = 1)$ в ^{87}Rb для создания источника однофотонных состояний света нового типа. С помощью частотно-модуляционной спектроскопии резонансов КПН на магнитных подуровнях состояния $5^2S_{1/2}(F = 2)$ было зарегистрировано расщепление резонансов в магнитном поле, возникающее вследствие нелинейности эффекта Зеемана в полях $B < < 70$ Гс. Расщепление соответствует образованию неэквидистантной Λ-цепочки подуровней, которая, с точки зрения существования квантованного ОТС, эквивалентна N-цепочке длиной 1. Это является основным требованием к атомной системе для создания на ее основе квантового фильтра в ансамбле бозе-атомов. Оценена величина порогового магнитного поля $B_{\rm thr}$, необходимого для расщепления резонанса КПН в случае независимости ширины резонанса δ от магнитного поля. Квантовый фильтр на основе ОТС открывает новые возможности для создания высокоэффективных однофотонных источников, основанных на преобразовании лазерных импульсов в фоковские состояния света.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-07-00127, # 08-02-01108), Фонда содействия отечественной науке, а также грантов Президента РФ # МК-1912.2008.2 и # МД-887.2008.2.

1. G. Alzetta, A. Gozzini, M. Moi, and G. Oriols, Nuovo Cim. B **36**, 5 (1976).
2. E. Arimondo, in Progress in Optics, Ed. by Wolf E., Vol. **XXXV**, 257 (1996).
3. R. Wynands and A. Nagel, Appl. Phys. B **68**, 3 (1999).
4. B. A. Grishanin and V. N. Zadkov, Phys. Rev. A **58**, 4235 (1998).

5. J. Kitching, L. Hollberg, S. Knappe, and R. Wynands, Electronics Lett. **37**, 1449 (2001).
6. C. Affolderbach, M. Stahler, S. Knappe, and R. Wynads, Appl. Phys. B **75**, 605 (2002).
7. Ch. Andreeva, G. Bevilacqua et al., Appl. Phys. B **76**, 667 (2003).
8. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
9. L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, Nature **414**, (2001).
10. M. Fleschauer and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000).
11. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, and G. Nienhuis, Phys. Rev. A **69**, 033410 (2004).
12. C. Liu, Z. Dutton et al., Nature **409**, 490 (2001).
13. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **96**, 1613 (1989).
14. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Europhys. Lett. **72**, 562 (2005).
15. Заметим, однако, что даже при отсутствии полностью непоглощающего состояния резонансное поведение системы (резонанс КПН) в двухчастотном поле тем не менее будет наблюдаться.
16. A. V. Taichenachev and V. I. Yudin, *Technical Digest of ICONO-2007*, Minsk, Belarus, 28 May – 1 June 2007, I04/III-5 2007.
17. D. A. Steck, http://steck.us/alkalidata/index.html, 2003.
18. J. Vladimirova, B. Grishanin, V. Zadkov et al., Laser Physics Lett. **3**, 427 (2006).
19. E. Arimondo, Phys. Rev. A **54**, 2216 (1996).