

# Наблюдение квантового шума поляризации лазерного света в ячейке с рубидиевым паром

А. С. Зибров<sup>+</sup>\*, И. Новикова<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics and Physics Department, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138, USA

\*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 июня 2005 г.

Представлено экспериментальное наблюдение квантового шума поляризации лазерного света, прошедшего через плотный Rb<sup>87</sup> атомный пар. Спектр шума имеет характерный ступенчатый вид. Обсуждаются факторы, приводящие к виду наблюдаемого спектра, и отсутствие “сжатия” шума, предсказанного в [6].

PACS: 42.50.Gy, 42.65.-k

Квантовые флуктуации электромагнитного поля определяют фундаментальный предел точности измерений во многих экспериментах. В связи с этим большой интерес вызывает развитие различных методов генерации света с неклассической статистикой, позволяющих снизить уровень квантового шума [1, 2]. При распространении света через нелинейную среду происходит изменение статистики света, величина которого определяется силой нелинейного взаимодействия и линейными потерями в среде [2, 3]. В связи с этим особенно перспективными выглядят предложения использовать для управления статистикой света плотный атомный пар, в котором наведена атомная когерентность.

Когерентность, созданная с помощью сильного управляющего поля между уровнями основного состояния щелочных металлов, просветляет оптически плотную среду, в которой при этом обнаруживается сильная дисперсия. Этот эффект получил название светоиндуцированной прозрачности (СИП) [1]. Кубический коэффициент восприимчивости среды с СИП значителен и практически сравнивается с линейным, что приводит к эффективной связи между полями, участвующими в нелинейных процессах [4].

В [5] показано, что в присутствии СИП квантовое состояние света можно проецировать на коллективное атомное состояние, что позволяет длительно хранить информацию о свете, а затем восстанавливать ее по требованию.

В [6] теоретически показано, что СИП, созданная благодаря когерентности, индуцированной на зеемановских подуровнях одного и того же основного состояния рубидиевого пара, может быть использована

на для сжатия квантового шума поляризации лазера. Расчеты авторов показывают, что может быть достигнуто сжатие на уровне 8 дБ.

Целью настоящей работы было исследование возможности получения сжатия квантового шума поляризации с помощью  $D_1$  линии рубидия. В работе изучалась связь между интенсивностью приложенного поля и полосой частот, в которой наблюдалась деформация квантового шума.

Природа предложенного в [6] механизма сжатия поляризации света заключается в следующем. Линейную поляризацию света, распространяющуюся в рубидиевом паре, представим в виде суммы противоположно-вращающихся поляризаций  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ , см. рис.1а. Эти поля создают условия для возникновения СИП, формируя  $\lambda$ -конфигурацию взаимодействия полей с зеемановскими подуровнями  $|m_F = -1\rangle$  и  $|m_F = +1\rangle$ . Для идеализированной  $\lambda$ -схемы СИП не приводит к изменению фазовой задержки между  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонентами. Однако учет реальной структуры возбужденного состояния рубидия, а именно, наличие других сверхтонких компонент, доплеровского уширения и потерь вносит фазовые задержки между поляризационными компонентами поля. Действительно, в представлении одетых состояний [7] спектр поглощения поля  $\sigma^-$  будет иметь два резонанса:  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  с соответствующим распределением показателя преломления  $n(\nu)$ . Предположим, что вследствие вакуумных флуктуаций на частоте  $(\nu_0 + (\kappa\nu))$  излучается спонтанный фотон, см. рис.1б. Увеличение интенсивности, вызванное этим фотоном, приведет к изменению расстояния  $2\Omega'$  между состояниями  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  и, следовательно, к изменению пропускания  $\sigma^-$ -компоненты. Одновременно с этим на лазерной частоте изменится показатель пре-

<sup>1)</sup>e-mail: inovikova@cfa.harvard.edu

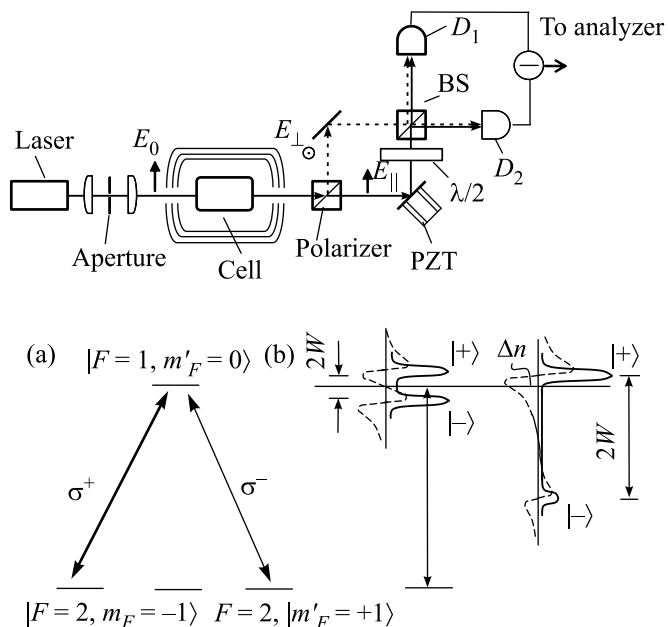


Рис.1. Экспериментальная установка. Канал местного осциллятора обозначен как  $E_{\parallel}$ . Излучение с ортогональной поляризацией распространялось в другом плече интерферометра  $E_{\perp}$ . Зеркало, установленное на пьезокерамике, позволяло менять относительную фазу полей в плечах интерферометра. Для регистрации интерференции между обоими полями их поляризации подстраивались с помощью пластины  $\lambda/2$ . (а)  $\lambda$ -схема на зеемановских подуровнях. Линейная поляризация света  $E_0$  представлена в виде суммы противоположно-вращающихся поляризаций  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . (б)  $\lambda$ -схема в представлении “одетых” состояний. Левая часть – для неподвижных атомов, правая – для атома, движущего со скоростью  $\kappa v$ .  $\Omega$  – раби-частота,  $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + (\kappa v)^2}$ ,  $n(\nu)$  – дисперсия показателя преломления

ломления на величину  $\Delta n$ . Таким образом возникает корреляционная связь между изменением числа фотонов и фазой поля.

Следовательно, благодаря динамическому эффекту Штарка устанавливается связь между обеими поляризационными компонентами. В результате в одной из квадратур поля может наблюдаться уменьшение, а в другой – увеличение дробового шума  $\sigma^-$ -компоненты, соответственно.

Результаты работы [6] были подтверждены экспериментально в [8], где сообщено о регистрации сжатия квантового шума линейно поляризованного лазерного света после прохождения через ячейку с  $D_2$  рубидиевым паром. В эксперименте наблюдалось уменьшение квантового шума на 0.85 дБ ниже уровня дробового шума. С нашей точки зрения, более перспективным объектом изучения возможности сжа-

тия света является  $D_1$  линия рубидия, которая имеет: 1) менее сложную структуру возбужденного состояния, все состояния которой участвуют в создании когерентности, 2) большее СИП пропускание и 3) больший эффект нелинейного вращения поляризации [9].

Схема установки представлена на рис.1. Линейно поляризованный свет распространяется через цилиндрическую пирексовую ячейку, содержащую изотопически чистый  $^{87}\text{Rb}$ . Длина ячейки и её диаметр равнялись 2.5 см. Частота диодного лазера с внешним резонатором настраивалась вблизи резонанса перехода  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$   $^{87}\text{Rb} \sim D_1$  (длина волны  $\lambda = 795$  нм). Мощность света на входе ячейки выбиралась в интервале  $P = 1 - 8$  мВт, диаметр луча равнялся  $D = 2$  мм. Лазерные диоды имеют сильную двухмерную асимметрию пространственного распределения излучения, поэтому в эксперименте осуществлялась пространственная фильтрация пучка с помощью телескопа, в перетяжке которого располагалась круглая диафрагма диаметром 30 мкм. Такая система пропускала  $\sim 70\%$  падающего света с распределением интенсивности, близким к гауссовому. Для регистрации шумов в работе использовалась традиционная фазочувствительная гомодинная методика [10]. Двухлучевой интерферометр включал в себя кристаллический поляризатор (коэффициент экстинкции  $5 \cdot 10^{-6}$ ), зеркала и делительный 50:50 нечувствительный к поляризации кубик. Прошедший через поляризатор свет  $E_{\parallel}$  использовался в качестве локального осциллятора детектора

В канале локального осциллятора  $E_{\parallel}$  применялась пластина  $\lambda/4$ , позволяющая подстраивать одинаковые поляризации в обоих каналах интерферометра. После тщательной юстировки интерферометра видность его полос приближалась к  $\sim (96 - 98)\%$ . Хорошее качество полос, в принципе, свидетельствует об одномодовом характере излучения.

Свет после прохождения через интерферометр детектировался с помощью кремниевых  $p-i-n$  фотодиодов, квантовая эффективность которых составляла 91% (Hamamatsu S3883). Фототоки этих диодов после усиления маломушьями усилителями (OPA657) вычитались с помощью 180-градусного сумматора (модель MiniCircuits ZFSCJ-2-2), покрывающего диапазон от 0.01 до 20.0 МГц, усиление которых тщательно выравнивалось. Для этого модулировался ток лазера на частоте  $\sim 5$  МГц, вследствие чего в спектре лазера появлялась спектральная компонента на этой частоте. Усиление балансировалось так, чтобы при вычитании фототоков модуляционная компонента полностью исчезала. Таким образом, скорелиро-

ванные составляющие фототоков вычитались лучше чем 35 дБ.

Перед измерением уровня квантовых шумов система регистрации калибровалась традиционным путем – перекрывался канал  $E_{\perp}$  и затем измерялся уровень шума разницы фототоков в зависимости от интенсивности падающего света. Эта интенсивность имела линейный характер во всем диапазоне исследуемых мощностей. Спектр шума разницы фототоков при перекрытом канале  $E_{\perp}$  на приведенных кривых обозначен как SQL. Перекрытие света перед одним из фотодиодов уменьшало шум в 1.4 раза.

Ячейка находилась в трехслойном магнитном экране и нагревалась до температуры  $\sim (85-95)^\circ\text{C}$ , которой соответствует плотность атомного пара  $N = 5 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$ .

Шумы исследовались вблизи  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$  переходов (расстояние между ними равно 812 МГц). Увеличение квантового шума наблюдалось как при высокочастотной, так и при низкочастотной отстройках от перехода. При отстройке  $\sim (+150 \pm 60)$  МГц шум приобретал выразительную форму в виде ступеньки с пиком, см. рис.3. Положение ступеньки линейно зависело от интенсивности, с ростом которой оно смещалось в высокочастотную область (рис.3). При изменении длины плечей интерферометра в режим, когда задержка в фазе полей в разных плечах интерферометра равнялась  $180^\circ$ , наблюдаемые особенности исчезали, см. рис.2б. При этом шум уменьшается на 10–20 дБ. При перекрытии света в канале  $E_{\perp}$  уровень шума спадает до уровня квантового шума генерируемого локальным осциллятором SQL.

Сжатия квантового шума в эксперименте не наблюдалось. Мы обнаружили снижение шума, но не ниже уровня шума локального осциллятора см. рис.2б. Интересно, что уровень шумов минимален в области высокочастотного пика спектра, частота которого равна приблизительно частоте Раби ( $\sim 12$  МГц на рис.2а). В упомянутой работе [8] сжатие света наблюдалось вблизи  $\sim 5$  МГц, тогда как частота Раби равнялась  $\sim 100$  МГц.

**Обсуждение.** Прежде всего отметим существенную разницу между условиями нашего эксперимента и условиями, найденными в [6, 8]. В этих работах оценки величины сжатия света делались в предположении высокой интенсивности света, у которого частота Раби достигала почти величины сверхтонкого расщепления основного состояния ( $\sim 6.8$  ГГц). При таких параметрах влияние атомной интерференции на формирование спектра сжатия незначительно [11]. Влиянием доплеровского уширения ( $\sim 0.5$  ГГц)

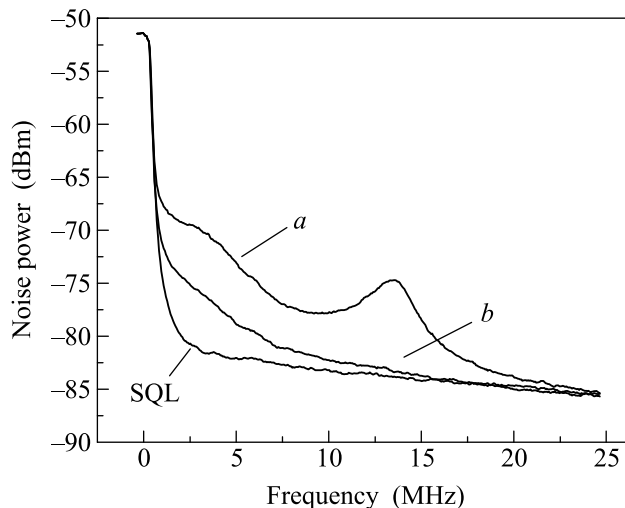


Рис.2. Спектр шумов регистрируемый гомодинным детектором в режиме, когда фазы полей в обоих плечах совпадают (а) и отличаются на  $180^\circ$  (б). Температура ячейки  $95^\circ\text{C}$ . Мощность лазера равнялась 7.4 мВт, частота лазера была отстроена на 150 МГц в высокочастотную сторону от перехода  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ . Диаметр лазерного пучка равнялся 1 мм. SQL – спектр шума, когда плечо  $E_{\perp}$  перекрыто. Разрешение анализатора составляло 100 кГц, полоса видеодетектора равнялась 30 Гц

на спектр СИП можно пренебречь, а четырехуровневая система  $D_1$  линии рубидия практически превращается в двухуровневую, у которой двулучепреломление наводится благодаря ас-штарк-эффекту. Вследствие того, что зависимость поглощения от частоты меняется быстрее, чем изменяется дисперсия в среде, авторам [6] удалось найти параметры системы, при которых возникает квадратурное сжатие  $\sigma^-$ -компоненты. В нашем эксперименте атомная когерентность является определяющей в создании двойного лучепреломления [12, 13]. Вследствие этого спектр СИП формирует спектр шумов. Очевидно, что связь между флуктуациями интенсивности и фазой будет особенно заметна на резкой границе окна пропускания, которая наблюдается в плотной среде с СИП. В такой среде все частоты шума, не попадающие в окно пропускания ( $\Gamma$ ), поглощаются [5, 14, 15]. Ширина резонанса наведенной прозрачности в плотной среде линейно связана с интенсивностью приложенного поля [15]

$$\Gamma = \frac{\Omega^2}{\sqrt{\gamma_{bc}\gamma_a}} \frac{1}{\sqrt{\eta\kappa L}}, \quad (1)$$

где  $\Omega$  – частота Раби,  $\gamma_a$  – скорость распада возбужденного состояния,  $\gamma_{bc}$  – распад когерентности,  $\eta = 3N\lambda^3/4\pi^2$ ,  $N$  – атомная плотность,  $\kappa = 2\pi/\lambda$ .

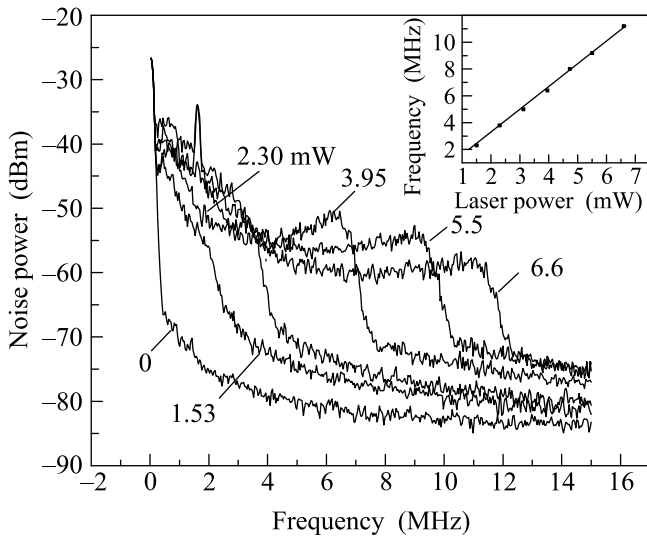


Рис.3. Спектры шумов, регистрируемые гомодинным детектором для разных мощностях падающего света в режиме, когда фазы полей в обоих плечах совпадают. Температура ячейки  $95^\circ\text{C}$ , частота лазера была отстроена на  $150\text{ МГц}$  в высокочастотную сторону от перехода  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ . Диаметр лазерного пучка равнялся  $2\text{ мм}$ . Разрешение анализатора составляло  $100\text{ кГц}$ . Полоса видеодетектора равнялась  $1\text{ кГц}$ . Вставка: зависимость положения пика “ступеньки” шума от лазерной мощности

Исходя из параметров эксперимента, оценим  $\Gamma$ . В эксперименте  $\gamma_{bc}$  определяется временем пролета через лазерный пучок движущего с тепловой скоростью атома и составляет  $\sim 10^5\text{ Гц}$ . Время релаксации поляризации возбужденного состояния атома рубидия равно  $\sim 5\text{ МГц}$ . Частоту Раби  $\Omega$  оценим с помощью формулы, полученной для рубидия:  $\Omega = \gamma_a \sqrt{I/8}$ , где  $I$  – интенсивность управляющего поля ( $\text{мВт/см}^2$ ) [17], следовательно,  $\Omega \simeq 25\text{ МГц}$  и, соответственно,  $\Gamma \sim 20\text{ МГц}$ . Трудно ожидать лучшего совпадения величины  $\Gamma$  с положением частоты пика шумов вследствие ряда причин: пространственной неоднородности, оптической накачки и другие, см., например, [18].

В условиях, подобных нашему эксперименту, в атомном паре наблюдается эффективный рамановский спонтанный процесс, в результате которого возбуждаются новые поля  $S, N$ , см. рис.4. Мощность этих полей может достигать  $2\text{--}5\%$  от мощности падающего излучения. Частоты новых полей отличаются на  $6.8\text{ ГГц}$  (частота расщепления основного состояния атома) от частоты приложенного поля. В гомодинной технике эксперимента шумы новых полей не детектируются. Однако рассеяние части энергии падающего поля в новые поля приводит к нарушению

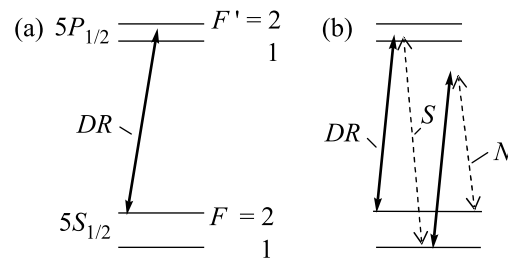


Рис.4. (а) Схема уровней  $D_1$  линии Rb и частота приложенного поля  $DR$ ; (б) рамановское спонтанное рассеяние, в результате которого генерируются два новых поля  $S, N$ , детали см. в [16]

корреляции между флуктуациями числа фотонов и фазой поля.

Еще одной из возможных причин, объясняющей, почему не удалось обнаружить сжатие света, является значительное пленение спонтанного излучения, наблюдающееся в плотной среде [9]. В плотной среде вероятность перепоглощения спонтанного излучения велика. Так как спонтанное излучение дефазированно и де-поляризованно, то оно разрушает наведенную атомную когерентность. Пленение излучения начинает сказываться на атомных когерентных эффектах при плотностях пара, превышающих  $10^{10}\text{ см}^{-3}$ . Согласно [9] скорость некогерентного возбуждения атома из основного состояния в возбужденное стремительно растет с ростом плотности и при  $0.5 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$  сравнивается со скоростью релаксации основных состояний. В результате наведенная атомной когерентностью прозрачность заметно уменьшается, и этот рост потерь будет затруднять обнаружение сжатия света. Заметим, что в [8], где изучалась  $D_2$ -линия, имеющая циклический переход  $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$ , эффект пленения излучения значительно сильнее, но, однако же, сжатие света наблюдалось, что, возможно, косвенно подтверждает, что механизм сжатия мало связан с наведенной когерентностью. Отметим также, что эффект пленения излучения в расчетах [6] не учитывался.

Отметим еще один источник шума, о котором практически всегда упоминают в работах с использованием полупроводниковых лазеров, особенно связанных с созданием атомных часов и магнетометров. Это так называемые шумы конверсии фазового шума излучения лазера в интенсивность прошедшего через ячейку излучения (ФМ-АМ) [19]. Вследствие малой добротности резонатора и широкого спектра фазовых шумов после прохождения резонансной среды в излучении полупроводникового лазера нарушается баланс между фазовыми флуктуациями, что проявляется в

увеличении шума интенсивности. В настоящем эксперименте мы использовали полупроводниковый лазер с внешним резонатором, который обладает весьма низким уровнем АМ и ФМ шумов. Поэтому мы полагаем, что ФМ-АМ конверсия не может приводить к наблюдаемому в настоящем эксперименте увеличению уровня шумов.

В заключение уточним, что в настоящей работе изучался квантовый шум поляризации лазерного света при прохождении через ячейку с атомным рубидиевым паром. В зависимости от фазы гомодинного детектора наблюдалось увеличение квантового шума на 2 порядка. Отмечается ступенчатый вид спектра шумов. Представленные результаты полезны при создании квантовых магнетометров [20] и микроволновых стандартов частоты [21] на основе СИП, предельные оценки точности которых делаются без учета наблюдаемых шумов.

В заключение автор выражает благодарность А. Б. Мацко за помощь и интерес к работе.

1. M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1997.
2. H.-A. Bachor and T. C. Ralph, *A guide to experiments in quantum optics*, Wiley-VCH Verlag GmbH&Co KGaA, 2004.
3. *J. Opt. Soc. Am.* **4**, 1450; and *Quantum Noise Reduction in Optical Systems*, Eds. C. Fabre and E. Giacobino, *App. Phys. B* **55**, 189ff (1992).
4. S. E. Harris, *Phys. Today* p. 36, June (1997); M. D. Lukin and A. Imamoglu, *Nature* **413**, 273 (2001).
5. L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Nature* **414**, 413 (2001); C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André et al., *Science* **301**, 196 (2003); C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André et al., *Science* **301**, 196 (2003).
6. A. B. Matsko, I. B. Novikova, G. R. Welch et al., *Phys. Rev. A* **63**, 043814 (2001).
7. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, Wiley, New York, 1992.
8. J. Ries, B. Brezer, and A. I. Lvovsky, *Phys. Rev. A* **68**, 025801 (2003).
9. A. B. Matsko, I. Novikova, M. O. Scully, and G. R. Welch, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 133601 (2001).
10. Emil Wolf, Leonard Mandel, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge Univ Pr., 1995.
11. Мнение, с которым согласился А. В. Matsko при обсуждении проблемы по электронной почте.
12. I. Novikova, A. B. Matsko, and G. R. Welch, *J. Mod. Opt.* **49**, 2565 (2002).
13. I. Novikova, A. B. Matsko, V. A. Sautenkov et al., *Opt. Lett.* **25**, 1651 (2000).
14. E. E. Mikhailov, V. A. Sautenkov, Y. V. Rostovtsev et al., e-archive, <http://xxx.lanl.gov>, quant-ph/0503085.
15. M. D. Lukin, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2959 (1997).
16. A. S. Zibrov, M. D. Lukin, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4049 (1999).
17. T. T. Grove, V. Sanchez-Viliciana, B. C. Duncan et al., *Physica Scripta* **52**, 271 (1995).
18. C. Y. Ye and A. S. Zibrov, *Phys. Rev. A* **65**, 023806 (2002).
19. J. C. Camparo and J. G. Coffey, *Phys. Rev. A* **59**, 728 (1999); J. Camparo, *Phys. Rev. A* **69**, 013802 (2004); S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1545 (2001).
20. C. Affolderbach, M. Stähler, S. Knappe, and R. Wynands, *Appl. Phys. B* **75**, 605 (2002); M. Fleischhauer, A. B. Matsko, and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* **62**, (2000); A. B. Matsko, M. Fleischhauer, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2006 (2001).
21. S. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips et al., physics/0501090 ArXive physics/0501090, *Phys. Rev. A* **72**, 011801 (R) (2005); J. Vanier, M. W. Levine, D. Janssen, and M. J. Delaney, *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement* **52**, 822 (2003).