

# Спектроскопия атомов рубидия в импульсной оптической дипольной ловушке фемтосекундной длительности

А. Е. Афанасьев<sup>1)</sup>, А. М. Mashko, А. А. Мейстерсон, В. И. Балыкин

Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 апреля 2020 г.

После переработки 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

В данной работе экспериментально исследованы спектральные свойства атомов, локализованных в оптической дипольной ловушке, образованной импульсным излучением фемтосекундной длительности. Показано, что сдвиг линии поглощения атома, обусловленный взаимодействием атома с полем локализующего излучения, совпадает со сдвигом линии атома, локализованного в поле непрерывного лазерного излучения. Теоретический анализ показывает, что при использовании экспериментально достижимых параметров импульсного излучения, таких как средняя интенсивность и длительность импульса, возможна реализация режима локализации атома, при котором сдвиг линии отсутствует.

DOI: 10.31857/S1234567820110063

**Введение.** Локализация нейтральных атомов является активной областью исследований, в значительной степени мотивированных исследованиями фундаментальных проблем квантовой механики и приложениями в квантовой информатике и квантовой сенсорике [1–3]. Оптические дипольные атомные ловушки могут использоваться для локализации холодных атомов в течение времени, превышающего 300 с [4] и являются многообещающей альтернативой системам локализации ионов. Возможности создания оптических дипольных ловушек ограничены наличием непрерывных лазеров только для атомов и молекул, которые имеют спектральные линии поглощения в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн. Отсутствие ультрафиолетовых узкополосных лазерных источников препятствует развитию лазерного охлаждения и локализации атомов для наиболее распространенных в органической химии атомов (водород, углерод, кислород и азот), а также для интересных с технологической точки зрения атомов (хром, индий, серебро и алюминий), которые имеют резонансные переходы в синей и ультрафиолетовой областях спектра. Возможным решением проблемы является использование импульсных лазеров, которые могут генерировать ультрафиолетовое излучение большой мощности. Этим объясняется значительный интерес к исследованию возможности создания импульсных дипольных ловушек [5].

Важной особенностью дипольных оптических ловушек является то, что локализующее оптическое поле сдвигает энергетические уровни атомов (так называемые “световые сдвиги”) и тем самым изменяет частоту резонансного перехода между энергетическими уровнями атома. Успешное использование локализованных атомов для различных применений основывается на возможности устранения этих сдвигов или их прецизионном измерении и последующем учте. Существуют различные методы для измерения спектра локализованных атомов пробным лазерным полем: по его поглощению [6]; по сигналу возбуждаемой флуоресценции [7, 8]; за счет спектрально-селективного нагрева атомов [9, 10] и их ионизации из ридберговских состояний [11]. Часть перечисленных подходов может быть совмещена с дополнительными циклами охлаждения, что позволяет осуществлять неразрушающие облако холодных атомов спектральные измерения [12]. Теоретический анализ [13] показывает, что сдвиг частоты линии поглощения атома в импульсном периодическом лазерном поле отличается от такового в непрерывном случае. Это позволяет говорить о возможности метрологических приложений атомов, локализованных импульсным полем.

В настоящей работе мы экспериментально и теоретически исследовали спектральные свойства атомов рубидия, локализованных в поле периодического импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности [14–16]. В основе метода измерения

<sup>1)</sup>e-mail: afanasiev@isan.troitsk.ru

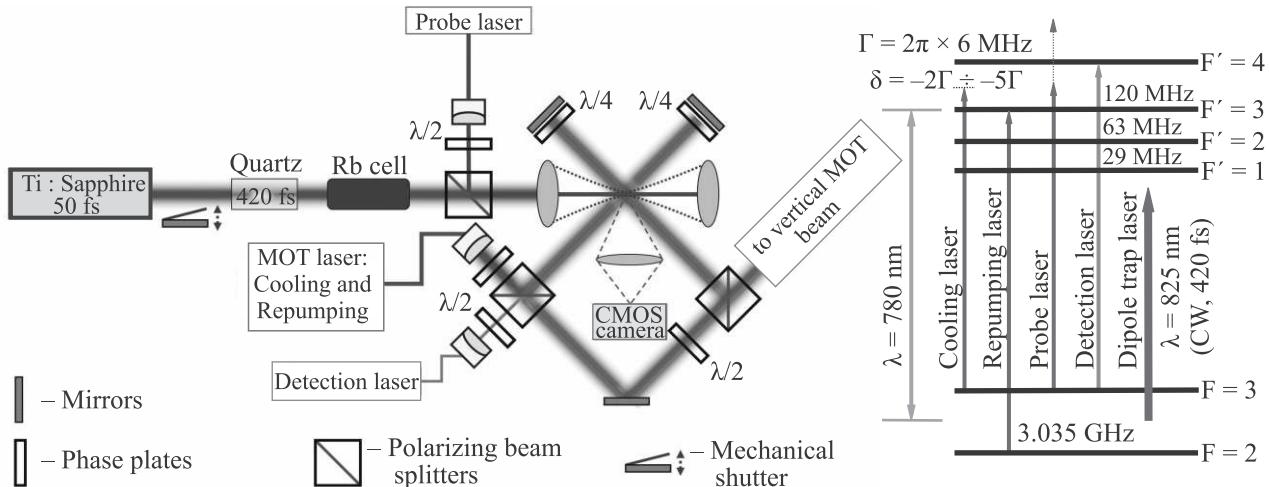


Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная установка для исследования спектральных свойств атомов, локализованных в импульсной дипольной ловушке

спектральных свойств атомов рубидия лежит измерение потерь локализованных атомов в ловушке при их нагреве пробным лазерным полем [10]. Данный подход позволяет произвести сравнение спектральных свойств атомов, локализованных в импульсной ловушке и ловушке, образованной непрерывным лазерным излучением.

**Эксперимент.** Для исследования спектральных свойств атомов, локализованных в импульсной дипольной ловушке, был выбран атом рубидия 85. Исследовалась линия поглощения, соответствующая переходу из основного состояния уровня  $5S_{1/2}, F = 3$  в возбужденное состояние  $5P_{3/2}, F' = 4$ . Экспериментальная установка и структура уровней D2-линии атомов рубидия представлены на рис. 1. Для локализации атомов использовалось их предварительное охлаждение в магнито-оптической ловушке (МОЛ) с последующим субдоплеровским охлаждением до температуры порядка 80 мК. Дипольная ловушка формировалась в фокусе линзы, совмещенном с МОЛ для осуществления захвата атомов. Используемый для ее создания лазер мог работать как в режиме непрерывной генерации, так и в импульсном режиме с длительностью импульса 50 фс и частотой повторения импульсов 80 Гц. Это позволило провести сравнение спектральных свойств атомов, локализованных как в импульсной дипольной ловушке, так и в ловушке, образованной непрерывным излучением. Средняя мощность излучения в обоих случаях выбиралась одинаковой, что обеспечивало одинаковую глубину импульсного и непрерывного локализующих потенциалов, и составляла значение 50 мВт. Это соответствовало глубине оптиче-

ского потенциала порядка 150 мК при фокусировке излучения в пятно с радиусом 8 мкм.

Излучение лазера, формирующее дипольную ловушку, проходило через спектральный фильтр, состоящий из ячейки с парами атомов рубидия. Такая ячейка могла нагреваться до температур выше 200 °C, что находит применение в различных экспериментах [17, 18]. Использование такого фильтра позволяло осуществить фильтрацию спектральных компонент лазерного излучения, резонансных с линиями поглощения рубидия, что значительно увеличивает время жизни атомов в оптическом потенциале в режиме импульсной локализации [19].

Одним из факторов, ограничивающих время жизни атомов в дипольной ловушке, являются флуктуации дипольной силы [20–22]. Данные флуктуации являются особенно значимыми при локализации атомов импульсным лазерным полем фемтосекундной длительности в силу высокой пиковой интенсивности локализующего поля [16]. По этой причине в эксперименте для локализации атомов использовалась невысокая средняя мощность импульсного излучения (50 мВт). По той же причине (для уменьшения пиковой интенсивности) длительность фемтосекундного импульса увеличивалась от значения 50 фс до значения  $\tau_d = 420$  фс. Для этого лазерное излучение пропускалось через кварцевое стекло длиной 19.5 см, в котором, за счет дисперсии групповой скорости, происходило увеличение длительности импульса.

Для исследования спектроскопии атомов Rb, локализованных в дипольной ловушке, применялся метод селективного резонансного нагрева [10]. Он осно-

ван на взаимодействии атомов с полем пробного излучения, при котором происходит нагрев атомов за счет рассеяния атомом фотонов, а величина нагрева зависит от частоты пробного поля. Измерения проводились в два этапа. На первом этапе измерялось количество атомов  $N$ , локализованных в оптической ловушке, без взаимодействия с пробным полем. Атомы удерживались полем дипольной ловушки за время  $\tau = 150$  мс, которое меньше времени жизни атомов в оптическом потенциале (1.2 с). На втором этапе одновременно с локализующим полем включалось пробное поле. Время взаимодействия атомов с пробным полем составляло значение  $\tau_p = 20$  мс, а полное время удержания равнялось использованному на первом этапе времени  $\tau$ . После этого проводилось измерение количества атомов  $N_p$ , оставшихся локализованными в оптической ловушке. Измерение количества атомов проводилось по сигналу флуоресценции, возбуждаемой зондирующими лазерным излучением, после выключения пробного и локализующего полей. В методе селективного резонансного нагрева измеряется относительная величина потерь атомов в ловушке  $A$ , равная количеству атомов, покинувших ловушку за счет нагрева пробным полем ( $N - N_p$ ), к полному количеству атомов в ловушке  $N$ . Параметр относительных потерь  $A$  при этом определяется следующим выражением:

$$A = \frac{N - N_p}{N}. \quad (1)$$

Измерение зависимости потерь атомов от частоты излучения пробного поля полностью определяет линию поглощения локализованных атомов. Описание данного метода, а также подробное описание используемой экспериментальной установки приведено в работе [10].

На рисунке 2 представлены зависимости относительных потерь атомов от частоты пробного поля, измеренные для ловушек, образованных как импульсным, так и непрерывным излучением. Мощность пробного излучения составляла значение 3 нВт, что соответствовало интенсивности  $I_p = 1.5$  мВт/см<sup>2</sup> в области локализации атомов в оптическом потенциале. Интенсивность пробного поля сравнима с интенсивностью насыщения атома Rb, равной  $I_{\text{sat}} = 2.5$  мВт/см<sup>2</sup>. Аппроксимация экспериментальных данных проводилась с использованием лоренцевского контура. Из рисунка 2 видно, что сдвиг линии поглощения атомов для обеих ловушек одинаковый и составляет значение 2 МГц. Уширение линий составило значение 6 МГц, что равно ширине линии поглощения атома рубидия на исследуемом переходе.

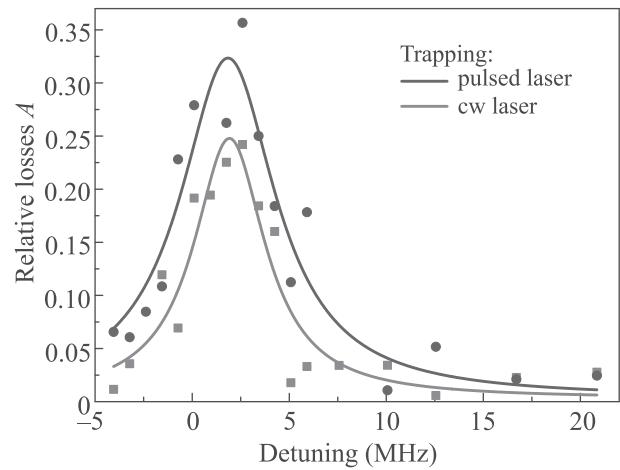


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр относительных потерь атомов в оптических дипольных ловушках импульсного и непрерывного типов

**Обсуждение результатов.** Для анализа спектральных свойств атома в поле импульсного излучения была решена задача взаимодействия двухуровневого атома с квазирезонансным излучением (пробное поле) в присутствии сильного импульсного поля (поле ловушки), имеющего большую отстройку частоты  $\delta_d$  относительно частоты атомного перехода  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ . Определялось среднее значение населенности  $\langle \rho_{ee} \rangle$  возбужденного состояния  $|e\rangle$  в зависимости от отстройки  $\delta_p$  пробного поля. Частота Раби  $\Omega_p$  пробного поля определялась из значения интенсивности пробного поля  $I_p = 1.5$  мВт/см<sup>2</sup>, используемой в эксперименте. Частота Раби импульсного поля  $\delta_d$  (формирующего дипольную ловушку) имеет зависимость от времени, определяемую временной зависимостью интенсивности лазерного импульса. Длительность лазерного импульса составляла значение  $\tau_d = 420$  фс [23].

Уравнения для матрицы плотности такой системы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho_{gg}(t) + \rho_{ee}(t) &= 1, \\ \frac{d\rho_{ee}(t)}{dt} &= i\Omega_p(\rho_{ge}(t)e^{-i\delta_p t} - \rho_{eg}(t)e^{i\delta_p t}) + \\ &+ i\Omega_d(t)(\rho_{ge}(t)e^{-i\delta_d t} - \rho_{eg}(t)e^{i\delta_d t}) - \rho_{11}\Gamma, \end{aligned} \quad (2)$$

$\frac{d\rho_{ge}(t)}{dt} = i(\rho_{ee}(t) - \rho_{gg}(t))(\Omega_p e^{i\delta_p t} + i\Omega_d(t)e^{i\delta_d t}) - \rho_{ge}\frac{\Gamma}{2}$ , где  $\rho_{gg}$ ,  $\rho_{ee}$ ,  $\rho_{ge}$  – элементы матрицы плотности, параметр  $\Gamma = 2\pi \times 6$  МГц – естественная ширина линии поглощения атома Rb. Численные расчеты проводились по аналогии с подходом, описанным в работах [13, 24, 25]. Импульсное поле взаимодействует

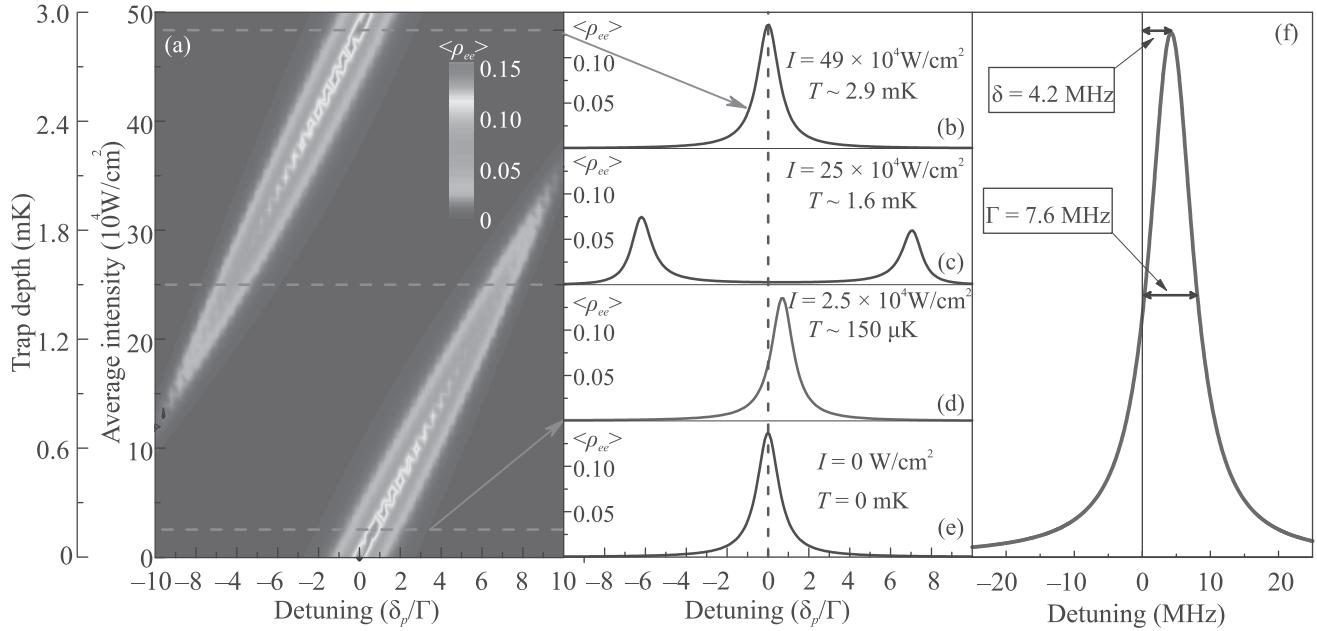


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость населенности возбужденного состояния  $\langle \rho_{ee} \rangle$  от двух параметров: (1) отстройки  $\delta_p$  частоты пробного поля от частоты атомного перехода покоящегося атома и (2) средней интенсивности импульсного локализующего поля. (б)–(е) – Срезы двумерного графика (а) при фиксированных средних интенсивностях локализующего импульсного поля. (ф) – Спектр возбуждения двухуровневого атома, соответствующий экспериментальным условиям и параметрам атома рубидия

с атомами только в короткие промежутки времени, определяемые длительностью импульса  $\tau_d$ , с периодом 12.5 нс, задаваемым частотой повторения импульсного лазера 80 МГц. Интегрирование системы уравнений (2) за время длительности импульса дает значение населенностей основного и возбужденного состояний, а также значения недиагональных матричных элементов, в момент окончания взаимодействия атома с импульсом поля. Эти значения используются в качестве начальных значений для решения задачи взаимодействия двухуровневого атома только с пробным полем на интервале времени, равным периоду повторения импульсов, поскольку взаимодействием с импульсным локализующим полем между импульсами можно пренебречь. Процесс вычисления повторяется до тех пор, пока населенность возбужденного состояния не достигнет стационарного значения.

На рисунке 3а показана зависимость населенности возбужденного состояния  $\langle \rho_{ee} \rangle$  от двух параметров: (1) отстройки  $\delta_p$  частоты пробного поля от частоты атомного перехода покоящегося атома и (2) средней интенсивности импульсного локализующего поля. Зависимость населенности возбужденного состояния атома от частоты пробного поля определяет спектр поглощения атома в ловушке. Видно, что населенность возбужденного состояния  $\langle \rho_{ee} \rangle$  (а значит,

и спектр поглощения атома) зависит от обоих параметров: при увеличении интенсивности локализующего поля (что эквивалентно увеличению глубины ловушки) происходит сдвиг линии поглощения пробного лазерного излучения в голубую область спектра. При этом, начиная с некоторой интенсивности лазерного поля, в спектре поглощения наблюдаются две линии: одна линия в голубой области спектра, другая – в красной.

Рисунки 3б–е показывают спектры поглощения атома при различных фиксированных интенсивностях локализующего поля. На рисунке 3е представлен спектр поглощения при нулевой интенсивности поля. Этот случай соответствует свободному неподвижному атому, взаимодействующему с полем пробного лазера. При увеличении интенсивности наблюдается сдвиг (рис. 3д) и последующее расщепление (рис. 3с) линии поглощения. Расстояние между двумя расщепленными линиями (рис. 3с) равно частоте повторения импульсного поля. Отметим, что такое расщепление линии наблюдалось экспериментально в работе [26].

Кривая на рис. 3д соответствует параметрам, используемым в нашем эксперименте. На рисунке 3ф представлена та же кривая в единицах частоты отстройки пробного поля, что соответствует измеряемым в эксперименте параметрам. Видно, что сдвиг

линии составляет значение 4.2 МГц, ширина линии – 7.6 МГц. Сдвиг и ширина спектральной линии, полученные в расчете, хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2. Отличия объясняются неточностью определения интенсивности локализующего и пробного полей в области атомной ловушки.

Результаты эксперимента (рис. 2) и расчета (рис. 3) показывают, что и в импульсной ловушке наблюдается сдвиг спектральной линии несмотря на то, что атом большую часть времени не взаимодействует с лазерным полем ловушки. Это объясняется тем фактом, что при взаимодействии атома с кратким импульсом локализующего поля происходит возмущение внутренних степеней свободы атома, а время релаксации наведенного поля дипольного момента ( $\sim 27$  нс для рассматриваемого перехода атома Rb) сравнимо по величине с периодом следования лазерных импульсов.

Отметим, что в работе [13] была предложена конфигурация импульсного лазерного поля, локализующего атомы, в которой отсутствует сдвиг линии поглощения атома. Такая конфигурация соответствует интенсивности локализующего лазерного излучения, при которой сдвиг фазы волновой функции атома кратен  $2\pi$ . Этому случаю соответствует кривая на рис. 3б, полученная при средней интенсивности локализующего поля  $I = 49 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , которой соответствует глубина оптического потенциала 2.9 мК. Видно, что линия поглощения атома полностью совпадает с линией поглощения свободного атома (на рис. 3е), полученной при нулевом значении интенсивности локализующего поля. Важно отметить, что аналогичные расчеты для локализации атомов в поле непрерывного излучения с интенсивностью  $I = 49 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$  дают величину сдвига спектральной линии, равную 14 Г, что качественно соответствует экспериментальным данным [12].

При доступных в данном эксперименте параметрах локализующего поля (частота повторения и длительность импульса) провести экспериментальное исследование отсутствия сдвига линии поглощения не представлялось возможным. Расщепление линии поглощения при импульсном возмущении атомов было исследовано в работе [26] на примере атомов Cs, локализованных в магнито-оптической ловушке. Экспериментальная зависимость полученного в этой работе спектра поглощения атома аналогична теоретическим расчетам, приведенным на рис. 3.

**Заключение.** В работе экспериментально и теоретически был исследован спектр поглощения атомов Rb, локализованных в импульсной оптической

дипольной ловушке фемтосекундной длительности. Экспериментально продемонстрировано, что сдвиг линии поглощения локализованных в импульсной ловушке атомов равен сдвигу линии в ловушке, образованной непрерывным излучением, при условии равенства средних интенсивностей излучения.

Теоретические расчеты показывают, что существуют параметры локализующего импульсного периодического лазерного поля, при котором сдвиг линии в ловушке отсутствует. Такой режим для наших экспериментальных условий должен реализовываться при средней интенсивности лазерного поля  $I = 49 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Оценки показывают, что достижение такого режима возможно при использовании периодического импульсного лазерного излучения с длительностью импульса 8 пс. Возможность создания условий локализации атомов, при которых отсутствует сдвиг спектральной линии, расширит возможности применения локализованных атомов.

Отметим, что использование импульсного излучения в последние годы привлекает все большее внимание для осуществления охлаждения и локализации атомов, спектральные линии которых расположены в ультрафиолетовой части спектра [27–29]. Описанный в настоящей статье подход, совместно с развивающимися методами лазерного охлаждения в ультрафиолетовой области спектра, может найти применение в прецизионных экспериментах по исследованию спектральных свойств антиводорода [30]. Помимо этого, открываются дополнительные возможности исследования эффектов рассеяния атомов при импульсном взаимодействии с лазерными полями [31].

Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов № 18-02-00429 и 19-29-11004.

1. H. J. Kimble, *Nature* **453**, 1023 (2008).
2. V. I. Balykin, *Physics-Uspekhi* **57**, 607 (2014).
3. C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 035002 (2017).
4. M. J. Gibbons, S. Y. Kim, K. M. Fortier, P. Ahmadi, and M. S. Chapman, *Phys. Rev. A* **78**, 043418 (2008).
5. M. Shiddiq, E. M. Ahmed, M. D. Havey, and C. I. Sukenik, *Phys. Rev. A* **77**, 0454014 (2008).
6. M. K. Tey, Z. Chen, S. A. Aljunid, B. Chng, F. Huber, G. Maslennikov, and C. Kurtsiefer, *Nature Phys.* **4**, 924 (2008).
7. M. Das, A. Shirasaki, K. P. Nayak, M. Morinaga, F. Le Kien, and K. Hakuta, *Opt. Express* **18**, 17154 (2010).
8. B. Liu, G. Jin, R. Sun, J. He, and J. Wang, *Opt. Exp.* **25**, 15861 (2017).

9. J. Y. Kim, J. S. Lee, J. H. Han, and D. Cho, J. Korean Phys. Soc. **42**, 483 (2003).
10. A. E. Афанасьев, A. M. Mashko, A. A. Мейстерсон, B. I. Балыкин, Квантовая электроника **50**, 206 (2020).
11. K. C. Younge, B. Knuffman, S. E. Anderson, and G. Raithel, Phys. Rev. Lett. **104**, 173001 (2010).
12. C. Y. Shih and M. S. Chapman, Phys. Rev. A **87**, 063408 (2013).
13. J. M. Choi, G. N. Kim, D. Cho, and C. I. Sukenik, J. Korean Phys. Soc. **51**, 296 (2007).
14. В. И. Балыкин, Письма в ЖЭТФ **81**, 268 (2005).
15. D. N. Yanyshov, V. I. Balykin, Yu. V. Vladimirova, and V. N. Zadkov, Phys. Rev. A **87**, 033411 (2013).
16. A. E. Afanasiev, A. A. Meysterson, A. M. Mashko, P. N. Melentiev, and V. I. Balykin, Appl. Phys. B **126**, 26 (2020).
17. A. E. Афанасьев, П. Н. Мелентьев, В. И. Балыкин, Письма ЖЭТФ **86**, 198 (2007).
18. A. Y. Kalatskiy, A. E. Afanasiev, P. N. Melentiev, and V. I. Balykin, Laser Phys. **27**, 055703 (2017).
19. A. M. Mashko, A. A. Мейстерсон, A. E. Афанасьев, В. И. Балыкин, Квантовая электроника **50**, 530 (2020).
20. J. P. Gordon and A. Ashkin, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980).
21. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, JOSA B **2**, 1707 (1985).
22. C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental Systems in Quantum Optics (Les Houches, Session LIII)*, ed. by J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin, Elsevier Science Publisher B.V., Amsterdam (1992), p. 1.
23. J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena*, Elsevier, Amsterdam (2006).
24. D. Felinto, L. H. Acioli, and S. S. Vianna, Phys. Rev. A **70**, 043403 (2004).
25. D. Aumiler, T. Ban, and G. Pichler, Phys. Rev. A **79**, 063403 (2009).
26. J. M. Choi, G. N. Kim, and D. Cho, Phys. Rev. A **77**, 010501 (2008).
27. D. Kielpinski, Phys. Rev. A **73**, 063407 (2006).
28. A. M. Jayich, X. Long, and W. C. Campbell, Phys. Rev. X **6**, 041004 (2016).
29. N. Šantić, D. Buhin, D. Kovačić, I. Krešić, D. Aumiler, and T. Ban, Sci. Rep. **9**, 2510 (2019).
30. M. Ahmadi, B. X. R. Alves, C. J. Baker et al. (Collaboration), Nature **578**, 375 (2020).
31. А. И. Трубилко, Письма в ЖЭТФ **105**, 581 (2017).