Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 11, с. 757 – 762 © 2020 г. 10 июня

Спектроскопия атомов рубидия в импульсной оптической дипольной ловушке фемтосекундной длительности

А. Е. Афанасьев[1)], *А. М. Машко, 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].

[1)]e-mail: afanasiev@isan.troitsk.ru

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 учете. 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

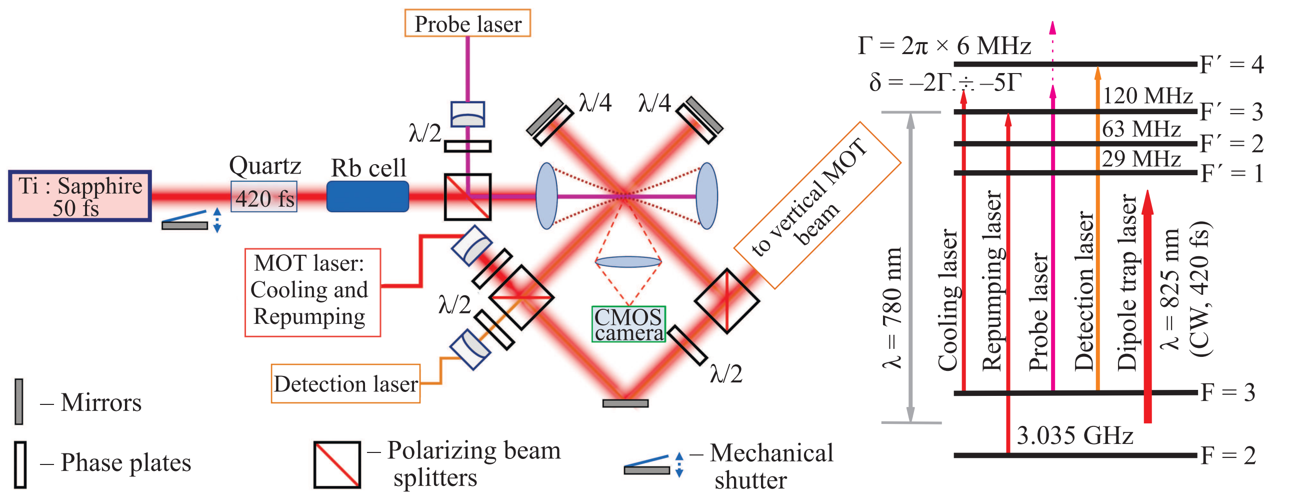

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная установка для исследования спектральных свойств атомов, локализованных в импульсной дипольной ловушке

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 мкК. 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 МГц. 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 оптического потенциала порядка 150 мкК 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 основан 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 τ. После этого проводилось измерение количества атомов N_p, оставшихся локализованными в оптической ловушке. Измерение количества атомов проводилось по сигналу флуоресценции, возбуждаемой зондирующим 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:

$$A = \frac{N - N_p}{N}. \tag{1}$$

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^2 в области локализации атомов в оптическом потенциале. Интенсивность пробного поля сравнима с интенсивностью насыщения атома Rb, равной $I_{\text{sat}} = 2.5$ мВт/см^2. 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.

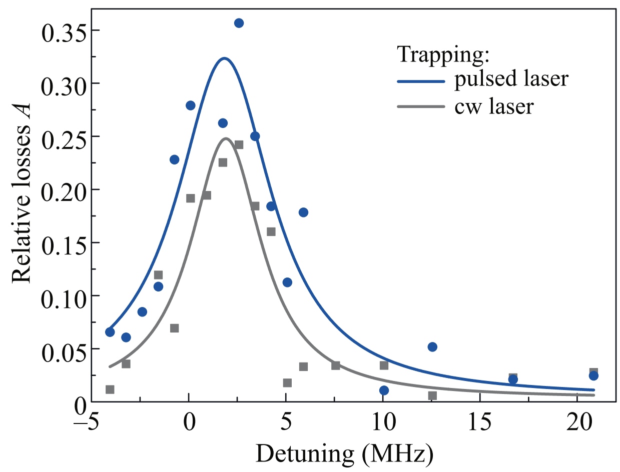

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр относительных потерь атомов в оптических дипольных ловушках импульсного и непрерывного типов

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 δ_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 δ_p пробного поля. Частота Раби Ω_p пробного поля определялась из значения интенсивности пробного поля $I_p = 1.5$ мВт/см^2, используемой в эксперименте. Частота Раби импульсного поля δ_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:

$$\rho_{gg}(t) + \rho_{ee}(t) = 1,$$

$$\frac{d\rho_{ee}(t)}{dt} = i\Omega_p(\rho_{ge}(t)e^{-i\delta_p t} - \rho_{eg}(t)e^{i\delta_p t}) + \\ + i\Omega_d(t)(\rho_{ge}(t)e^{-i\delta_d t} - \rho_{eg}(t)e^{i\delta_d t}) - \rho_{11}\Gamma, \tag{2}$$

$$\frac{d\rho_{ge}(t)}{dt} = i(\rho_{ee}(t) - \rho_{gg}(t))(\Omega_p e^{i\delta_p t} + i\Omega_d(t)e^{i\delta_d t}) - \rho_{ge}\frac{\Gamma}{2},$$

где ρ_{gg}, ρ_{ee}, ρ_{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

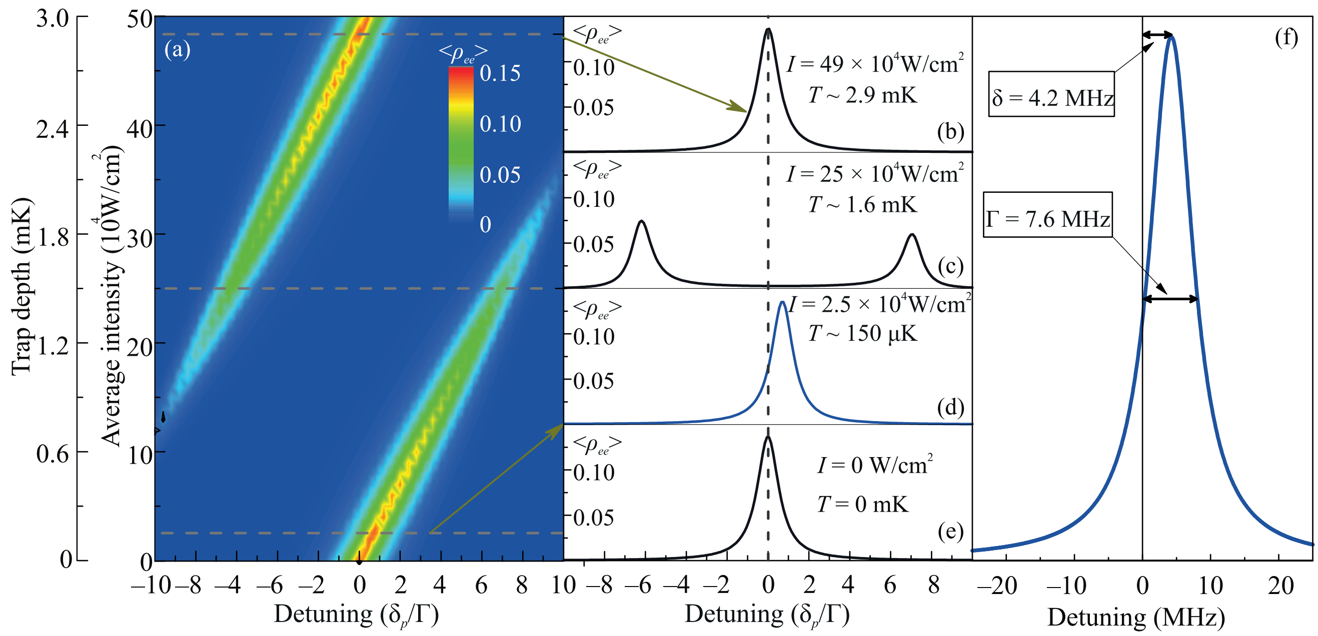

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость населенности возбужденного состояния $\langle\rho_{ee}\rangle$ от двух параметров: (1) отстройки δ_p частоты пробного поля от частоты атомного перехода покоящегося атома и (2) средней интенсивности импульсного локализующего поля. (b)–(e) – Срезы двумерного графика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

с атомами только в короткие промежутки времени, определяемые длительностью импульса τ_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 3a показана зависимость населенности возбужденного состояния $\langle\rho_{ee}\rangle$ от двух параметров: (1) отстройки δ_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 3b–e показывают спектры поглощения атома при различных фиксированных интенсивностях локализующего поля. На рисунке 3e представлен спектр поглощения при нулевой интенсивности поля. Этот случай соответствует свободному неподвижному атому, взаимодействующему с полем пробного лазера. При увеличении интенсивности наблюдается сдвиг (рис. 3d) и последующее расщепление (рис. 3c) линии поглощения. Расстояние между двумя расщепленными линиями (рис. 3c) равно частоте повторения импульсного поля. Отметим, что такое расщепление линии наблюдалось экспериментально в работе [26].

Кривая на рис. 3d соответствует параметрам, используемым в нашем эксперименте. На рисунке 3f 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 коротким импульсом локализующего поля происходит возмущение внутренних степеней свободы атома, а время релаксации наведенного полем дипольного момента (~ 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 2π. Этому случаю соответствует кривая на рис. 3b, полученная при средней интенсивности локализующего поля $I = 49 \cdot 10^4$ Вт/см^2, которой соответствует глубина оптического потенциала 2.9 мК. Видно, что линия поглощения атома полностью совпадает с линией поглощения свободного атома (на рис. 3e), полученной при нулевом значении интенсивности локализующего поля. Важно отметить, что аналогичные расчеты для локализации атомов в поле непрерывного излучения с интенсивностью $I = 49 \cdot 10^4$ Вт/см^2 дают величину сдвига спектральной линии, равную 14Г, 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 $I = 49 \cdot 10^4$ Вт/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 развиваемыми 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. А. Е. Афанасьев, А. М. Машко, А. А. Мейстерсон, В. И. 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. Yanyshev, 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. А. Е. 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. А. М. Машко, А. А. Мейстерсон, А. Е. 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).