Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 12, с. 829 – 833

Когерентное возбуждение ридберговских состояний в холодном газе атомов ^{40}Ca

Б. Б. Зеленер[1], *И. Д. Аршинова, А. А. Бобров, Е. В. Вильшанская, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортов*

Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2018 г.

Экспериментально исследованы спектры высоковозбужденных атомов ^{40}Ca, приготовленных при помощи магнитооптической ловушки и ультрафиолетового лазера. Получена зависимость концентрации атомов в магнитооптической ловушке от отстройки частоты охлаждающего излучения и градиента магнитного поля. При помощи метода падения резонансной флюоресценции измерена энергия ридберговского состояния 76^1S_0 атома ^{40}Ca. Показано, что возможна реализация схемы стабилизации излучения для создания высоковозбужденных ридберговских атомов по спектру насыщенно поглощения в ячейке с газом атомов рубидия.

DOI: 10.1134/S0370274X18240104

В последние годы появились работы, посвященные экспериментальным исследованиям ультрахолодных газов атомов щелочноземельных металлов. Ионы атомов щелочноземельных элементов имеют резонансный переход в оптическом диапазоне, что дает возможность проводить диагностику ионов, ридберговских атомов и плазмы оптическими методами (см., например, [1, 2]). В работе [2] при помощи магнитооптической ловушки (МОЛ) для атомов стронция была таким образом впервые измерена самодиффузия ионов в ультрахолодной плазме. Наши теоретические работы предсказывают возникновение ближнего и дальнего порядка [3], а также радикального (на несколько порядков) снижения скорости рекомбинации в присутствии внешнего сильного магнитного поля [4–7] в системе сильновзаимодействующей ультрахолодной ридберговской плазмы. Изучение таких систем, а также умение контролировать процессы распада и кристаллизации могут послужить основой для создания квантовых симуляторов.

В работе описана новая экспериментальная установка по созданию и изучению ансамбля высоковозбужденных ридберговских атомов ^{40}Ca. Также в работе мы обсуждаем, как спектр насыщенного поглощения в ячейке с газом атомов рубидия можно использовать в качестве независимого частотного репера при исследовании ридберговских переходов в атомах ^{40}Ca. Исследование лазерно-охлаждаемых атомов кальция представляет для нас особый интерес, поскольку в дальнейшем на этой установке планируется ионизация холодных атомов и исследование ультрахолодной плазмы ^{40}Ca.

Созданная экспериментальная установка для получения ультрахолодного газа высоковозбужденных атомов ^{40}Ca, а также впоследствии для получения ультрахолодной плазмы из атомов ^{40}Ca позволяет осуществить лазерное охлаждение атомов кальция и их надежное удержание в МОЛ при низкой температуре (впервые ^{40}Ca был захвачен в МОЛ в работе [8]). Установка состоит из вакуумной системы и оптической части. Вакуумная система состоит: из печки (источник атомов), где испаряется кусочек металлического кальция при температуре 800 K; зеемановского замедлителя, в котором при помощи катушек с переменным числом витков и встречного лазерного луча мощностью 80 мВт атомы замедляются с 740 м/с до 30 м/с; и, собственно, вакуумной камеры (давление $< 10^{-10}$ Торр), где при помощи магнитооптической ловушки происходит захват атомов ^{40}Ca, при температуре $\sim 10^{-3}$ K. Данное значение вакуума достигалось в несколько этапов: откачка роторным безмасляным насосом, далее турбомолекулярным насосом, затем отжиг установки и на окончательном этапе включение ионных насосов и сублимационного насоса фирмы Saes.

Характерной чертой установки является то, что пучок атомов из зеемановского замедлителя проходит на 2 см ниже области захвата МОЛ. Эта особенность позволяет эффективно решить две проблемы: во-первых, предотвратить столкновение холодных атомов в МОЛ с горячими атомами из зеемановского замедлителя, а во-вторых, избежать воздей-

[1]e-mail: bobozel@mail.ru

ствия зеемановского луча на облако атомов в МОЛ. Подобный метод был применен на установке [9] с МОЛ для ^{6}Li.

В других работах по захвату атомов ^{40}Ca в МОЛ предлагались разные методы решения этих проблем. В работе [10] решили проблему пересечения охлаждающего лазерного пучка, направленного в зеемановский замедлитель с облаком атомов в МОЛ путем фокусировки телескопом зеемановского луча рядом с облаком. В работе [11] зеемановский луч содержит в центре темное пятно и не задевает МОЛ. Но в этих работах быстрые атомы из пучка все равно летят прямо в область захвата и сталкиваются с холодными атомами в ловушке. В работе [12] авторы расположили замедлитель под углом к МОЛ. Такой способ технически сложнее предложенного в настоящей работе, поскольку требует создания дополнительно двумерной МОЛ.

Оптическая часть МОЛ сформирована охлаждающим излучением 423 нм (800 мВт) и оптической накачкой 672 нм (20 мВт). На рисунке 1 представлена схема энергетических уровней атома ^{40}Ca используемых в эксперименте.

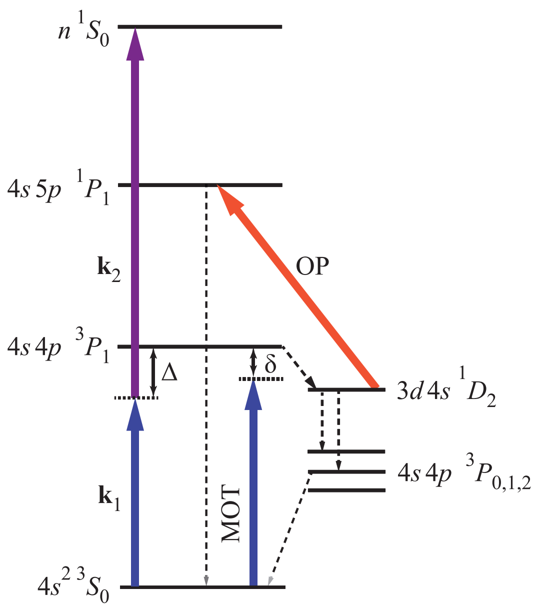

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней атома ^{40}Ca. $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ – волновые векторы пучков с длиной волны 423 и 390 нм соответственно для создания когерентного резонанса с отстройкой от промежуточного уровня $\Delta = 237$ МГц. МОТ – охлаждающий лазер МОЛ с отстройкой частоты от резонанса $\delta = 33$ МГц. ОР – лазер оптической накачки с длиной волны 672 нм

Для охлаждения атомов кальция используется переход $4s^2\ 1S_0 \to 4s4p\,^1P_1$ [13]. Существует вероятность, что атомы из состояния $4s4p\,^1P_1$ распадутся в состояние $3d4s\,^1D_2$, а затем в состояния $4s4p\,^3P_1$ и $^3P_2$. Уровень $^3P_2$ является метастабильным, а его время жизни составляет 118 мин [14]. Таким образом, значительная часть атомов выводится из цикла охлаждения, что ограничивает время жизни атомов кальция в МОЛ. Для предотвращения данного процесса используется излучение, возбуждающее атом с уровня $3d4s\,^1D_2$ на уровень $4s5d\,^1P_1$, из которого с высокой вероятностью атом снова распадается в основное состояние и возвращается в циклический процесс охлаждения. Частота перехода $3d4s\,^1D_2 \to 4s5d\,^1P_1$ равна 446150837(13) МГц [15].

Незначительная часть излучения охлаждающего лазера отстраивается при помощи двухпроходного акустооптического модулятора (АОМа) в красную сторону на 237 МГц относительно внутри доплеровского резонанса $^1S_0 \to {}^1P_1$. Остальное излучение разделяется с помощью поляризационного делительного кубика на две части (см. рис. 2). Одна из них смещается с помощью акустооптического модулятора на 204 МГц в синюю сторону и делится на три взаимно ортогональных пучка, которые направляются в вакуумную камеру и формируют пучки МОЛ. Мощность всех пучков $P_{\text{MOT}} = 57.5$ мВт, диаметр пучков МОЛ на уровне $1/e^2$ – 19.5 мм. Интенсивность всех пучков МОЛ: $I_{\text{MOT}} = 19.3$ мВт/см^2. Параметр насыщения для охлаждающего перехода $I_{\text{sat}} = 60$ мВт/см^2 [13]. Время загрузки МОЛ – 7.7 мс.

Вторая часть изначального излучения, в свою очередь, также делится на две части: зеемановский луч и излучение, используемое для возбуждения ридберговских переходов.

Зеемановский луч не отстраивается и остается смещенным в красную сторону на 237 МГц, а излучение для стабилизации смещается в синюю сторону на 237 МГц с помощью двухпроходного АОМа и попадает в кювету с парами ^{40}Ca, в которой формируются резонансы насыщенного поглощения. В результате пучки МОЛ оказываются смещенными на 33 МГц в красную сторону. Разница в отстройках между зеемановским лучом и пучками МОЛ обусловлена разностью скоростей атомов при вылете из печки и после прохождения всей длины зеемановского замедлителя.

Еще одной особенностью установки является кювета с парами ^{40}Ca, при помощи которой стабилизируется охлаждающее лазерное излучение. Поскольку кальций является активным элементом и быстро осаждается на окнах, нами были спроектированы кюветы длиной 67 см с холодными окнами. Кусочек кальция закладывался в атмосфере аргона (0.01 Торр).

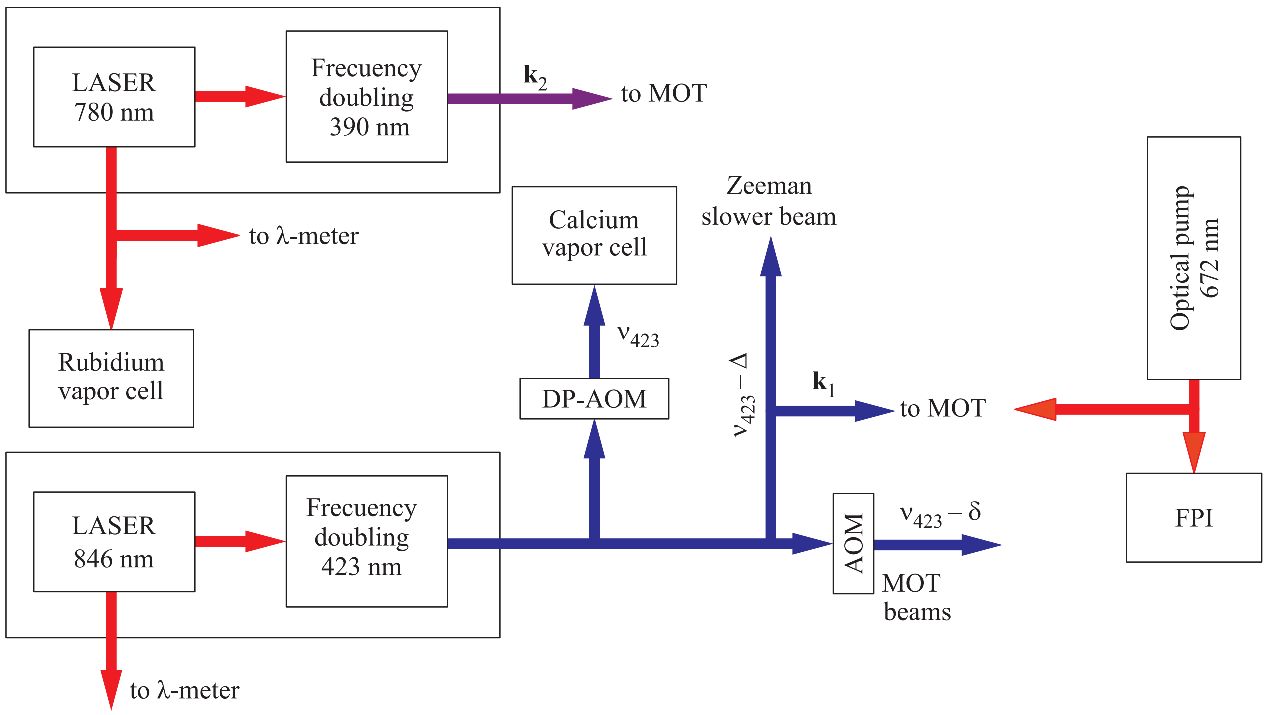

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема оптической части установки по лазерному охлаждению и захвату атомов кальция в магнитооптической ловушке. MOT – магнитооптическая ловушка, AOM – акустооптический модулятор, DP-AOM – схема двухпроходного акустооптического модулятора, λ-meter – измеритель длины воны света, FPI – интерферометр Фабри–Перро

В результате испаряющийся кальций не долетает до окон и высаживается на боковых стенках. Это позволяет использовать кювету для экспериментов в течение многих лет [16].

Для источника излучения с длиной волны 672 нм использовался метод стабилизации по резонансам пропускания термо-стабилизированного сканирующего интерферометра Фабри–Перо, дрейф которого составляет не более 2 МГц в час [17].

После захвата облака атомов в ловушку важно определить концентрацию атомов, удерживаемых в магнитооптической ловушке. Схема определения концентрации атомов была следующая. Пробное слабое излучение (мощностью порядка сотен микроватт) с длиной волны, соответствующей охлаждающему переходу, направлялось в облако атомов и регистрировалось фотодиодом. Далее на осциллографе регистрировался сигнал с фотодиода в присутствии атомов в ловушке и при выключении МОЛ. По разнице этих двух сигналов определялось, сколько излучения поглощается облаком атомов (α – коэффициент поглощения).

Для определения концентрации удобно воспользоваться законом линейного поглощения Бугера–Ламберта–Бера: $n = -\ln(T)/\sigma L$, где $T = 1-\alpha$ – коэффициент пропускания, L – диаметр облака, $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$ – сечение поглощения, λ – длина волны охлаждающего излучения. Количество атомов $N = nV$ определяется через объем облака $V = \frac{4}{3}\pi(L/2)^3$.

В результате для оптимальной отстройки охлаждающего лазера максимальная концентрация атомов составила $2.3\cdot10^9$ см$^{-3}$, а количество атомов $9.5\cdot10^6$ атомов. При изменении отстройки частоты лазерного излучения концентрация захваченных атомов меняется. На рисунке 3 приведены результаты измерения этой зависимости для двух разных градиентов магнитного поля в МОЛ. Отстройка охлаждающего излучения менялась при помощи двухпроходного АОМа (DP-AOM на рис. 2) [18].

Как видно из рисунка 3, наибольшая концентрация атомов достигается при градиенте 36 Гс/см и отстройке охлаждающего излучения порядка 50 МГц в красную сторону.

Также в эксперименте проводилось наблюдение ридберговских переходов. Для организации переходов в высоковозбужденные состояния атомов кальция, в центр захваченного в ловушку облака направлялось два встречных линейно поляризованных лазерных луча с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ и длиной волны 423 и 390 нм, соответственно (см. рис. 1).

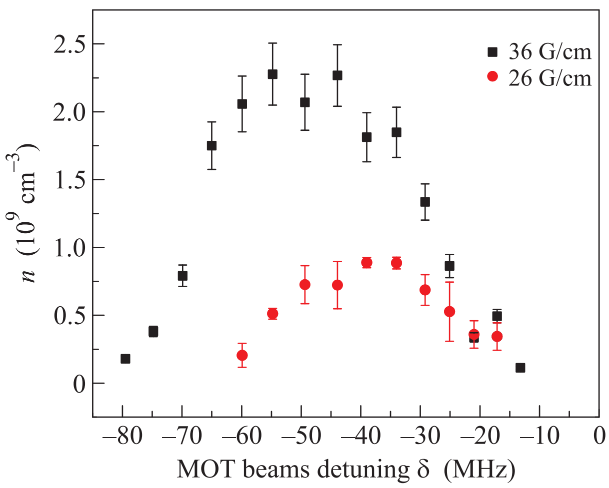

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость концентрации атомов в ловушке от отстройки охлаждающего излучения

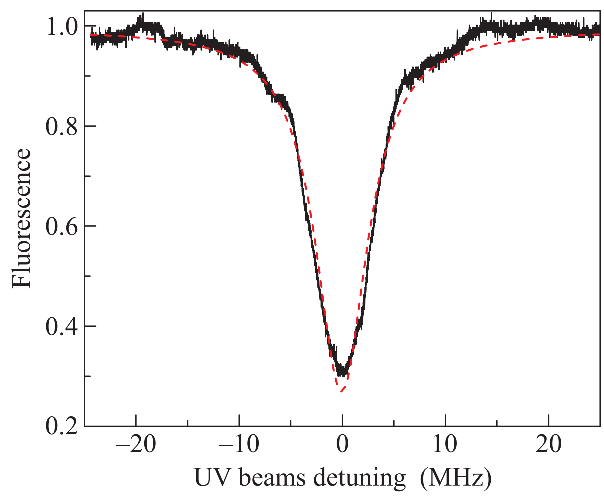

Рис. 4. (Цветной онлайн) Двухфотонный когерентный резонанс $4s^{2\,1}S_0$ – $76\,^1S_0$ с отстройкой от промежуточного резонанса $4s4p\,^1P_1$ на $\Delta = 237$ МГц. Пунктир – наилучшая подгонка функцией Лоренца шириной 6 МГц

Оба луча были отстроены от промежуточного уровня $4s4p^1P_1$ на $\Delta = 237$ МГц для того, чтобы ширина этого уровня не входила в ширину резонанса ридберговского перехода ^{40}Ca.

Для возбуждения ридберговского состояния с главным квантовым числом n необходимо настроить лазер 390 нм (~ 300 мВт) на частоту, определяющуюся по следующей формуле:

$$E_{\mathrm{uv}} = E_I - \frac{R_{\mathrm{Ca}}}{(n-\delta)^2} - \frac{\nu_c}{c}, \tag{1}$$

где E_{uv} – энергия ультрафиолетового (УФ) излучения, E_I – энергия ионизации, R_{Ca} – постоянная Ридберга для ^{40}Ca, n – главное квантовое число, δ – квантовый дефект, ν_c – частота охлаждающего излучения, c – скорость света. Для ^{40}Ca: $E_I = 49305.9240(20)$ см$^{-1}$ $= 1478154415(60)$ МГц [19], $R_{\mathrm{Ca}} = 109735.809284$ см$^{-1}$, квантовый дефект для $^1S_0 - \delta = 2.33793016(300)$ [20].

После определения нужной частоты возбуждающего излучения, УФ лазер, направленный в центр МОЛ, сканировался вблизи рассчитанного значения. Когда частота излучения совпадает с частотой перехода, при помощи фотоприемника регистрируется уменьшение флюоресценции атомов в МОЛ [21]. Это связано с тем, что при переходе на ридберговский уровень атомы перестают быть резонансными с пучками ловушки и улетают из зоны захвата. Так как приток новых атомов из печки постоянен, в ловушке снова формируется облако атомов после прохождения УФ лазера частоты резонанса. На рисунке 4 представлен узкий двухфотонный когерентный резонанс 76^1S_0.

При помощи измерителя длины волны Angstrom WS-U на основе интерферометров Физо мы впервые экспериментально определили значение энергии ридберговского перехода ^{40}Ca–$76\,^1S_0$. Поскольку точность измерения зависит от близости частоты калибровки к измеряемому резонансу, мы калибровали наш измеритель длины волны на переходе $5S_{1/2}(F=3) \to 5P_{3/2}(F'=4)$ в ^{85}Rb, который соответствует частоте 384229242 МГц [22]. Заявленная абсолютная точность измерения на нашем измерителе длины волны в этом случае составляет около 3 МГц.

Усредненная по нескольким экспериментам частота УФ лазера 768469877(7) МГц. Учитывая отстройку $\Delta = 237$ МГц, частота перехода составила 768469640(7) МГц. Частота охлаждающего перехода $4s^{2\,1}S_0 \to 4s4p\,^1P_1 = 709078373.01(35)$ MHz [13]. Соответственно энергия перехода $4s^{2\,1}S_0 \to 76^1S_0 = 1477548006(7)$ МГц $= 49285.69661(23)$ см$^{-1}$.

Для получения большого количества ридберговских атомов ^{40}Ca требуется надежная стабилизация лазерного излучения на нужной частоте. На рисунке 5 видно, что в диапазон сканирований частоты УФ лазера до удвоения (780 нм) попал спектр насыщенного поглощения естественной смеси Rb, а после удвоения (390 нм) – резонанс ридберговского перехода ^{40}Ca в состояния 76^1S_0.

В результате мы можем использовать ячейки с парами рубидия для стабилизации лазерного излучения в эксперименте по получению плотного газа ридберговских атомов ^{40}Ca.

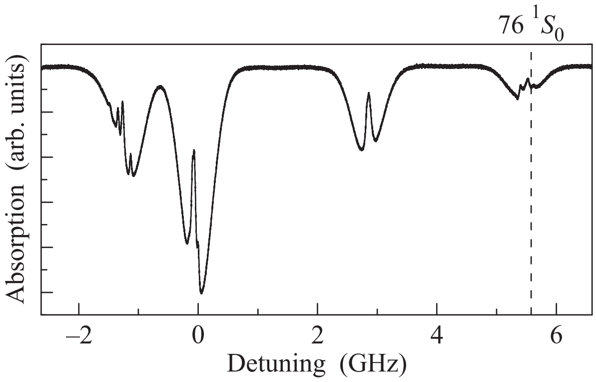

Рис. 5. Спектр насыщенного поглощения в ячейке с парами естественной смеси Rb. Пунктиром обозначена частота лазера, возбуждающего атомы ^{40}Ca в состояние 76^1S_0 до удвоения частоты. Ноль соответствует переходу $5S_{1/2}(F=3) \to 5P_{3/2}(F'=4)$ в ^{85}Rb

Также, для определения температуры был проведен эксперимент по измерению флюоресценции баллистически разлетающегося облака ультрахолодных атомов. Температура атомов составляет $\sim 10^{-3}$ K. Доплеровский предел для охлаждения на переходе $^1S_0 - ^1P_1$ равен 831 мкК [16].

В заключение следует отметить, что дальнейшие исследования предполагают увеличение плотности частиц при как можно меньшей температуре для создания плотного ансамбля ридберговских атомов и сильнонеидеальной ультрахолодной плазмы, направленное на изучение предполагаемого образования самоорганизующихся структур. Для этого будут использоваться лазерное охлаждение на более узких переходах и захват атомов в дипольную ловушку.

Авторы выражают благодарность С.А. Зиброву и В.В. Васильеву, Физический институт им. Лебедева, Троицкое Особое Подразделение, за изготовление полупроводниковых лазеров и В.Н. Кулясову, Государственный Оптический Институт им. С.И. Вавилова, г. Санкт-Петербург, за изготовление ячеек с кальцием. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант # 18-12-00424). Работа С.А. Саакяна по созданию оптической части МОЛ также подержана РНФ (грант # 14-50-00124).

1. M. Lyon, S. D. Bergeson, A. Diaw, and M. S. Murillo, Phys. Rev. E **91**, 033101 (2015).
2. T. S. Strickler, T. K. Langin, P. McQuillen, J. Daligault, and T. C. Killian, Phys. Rev. X **6**, 021021 (2016).
3. Э. А. Маныкин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Письма в ЖЭТФ **92**, 696 (2010).
4. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **139**, 605 (2011).
5. С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **139**, 822 (2011).
6. Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Письма в ЖЭТФ **94**, 565 (2011).
7. А. А. Бобров, С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Э. А. Маныкин, Д. Р. Хихлуха, ЖЭТФ **144**, 185 (2013).
8. T. Kurosu and F. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L2127 (1990).
9. В. Б. Махалов, А. В. Турлапов, Квантовая электроника **48**, 401 (2018).
10. R. L. Cavasso Filho, W. C. Magno, D. A. Manoel, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 994 (2003).
11. S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson, and V. S. Bagnato, Phys. Rev. A **59**, 882 (1999).
12. U. Dammalapati, I. Norris, L. Maguire, M. Borkowski, and E. Riis, Meas. Sci. Technol. **20**, 095303 (2009).
13. E. J. Salumbides, V. Maslinskas, I. M. Dildar, A. L. Wolf, E.-J. van Duijn, K. S. E. Eikema, and W. Ubachs, Phys. Rev. A **83**, 012502 (2011).
14. A. Derevianko, Phys. Rev. Lett. **87**, 023002 (2001).
15. M. Mills, P. Puri, Y. Yu, A. Derevianko, C. Schneider, and E. R. Hudson, Phys. Rev. A **96**, 033402 (2017).
16. E. V. Vilshanskaya, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, D. A. Murashkin, B. B. Zelener, and B. V. Zelener, J. Phys. Conf. Ser. **946**, 012130 (2018).
17. С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Е. В. Вильшанская, В. В. Васильев, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, Квантовая электроника **45**, 828 (2015).
18. E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts, Rev. Sci. Instrum. **76**, 063112 (2005).
19. M. Miyabe, C. Geppert, M. Kato, M. Oba, I. Wakaida, K. Watanabe, and K. D. Wendt, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 034302 (2006).
20. T. R. Gentile, B. J. Hughey, D. Kleppner, and T. W. Ducas, Phys. Rev. A **42**, 440 (1990).
21. Б. Б. Зеленер, С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Э. А. Маныкин, Б. В. Зеленер, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **148**, 11 (2015).
22. D. A. Steck, Rubidium 85 D Line Data, revision 2.1.6 (2013).