

## СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

**Нулевой оптический сдвиг частоты возбуждения атома, локализованного в импульсном лазерном поле\***

А.Е.Афанасьев, В.И.Балькин

*Представлен теоретический анализ спектральных свойств атомов, локализованных в оптической импульсной ловушке. Показано, что такой анализ можно проводить с использованием коэффициента корреляции, рассчитываемого из усредненной динамики возбуждения атома резонансным пробным лазерным излучением в присутствии нерезонансного импульсного поля. Из расчётов следует, что при длительности лазерного импульса 8 пс можно провести локализацию атомов при нулевом сдвиге частоты перехода  $D_2$ -линии атома Rb, вызванного высокочастотным эффектом Штарка. Данная конфигурация может быть использована для построения стандартов частоты оптического диапазона в отсутствие локализующего лазерного излучения на «магической» длине волны.*

**Ключевые слова:** оптическая импульсная ловушка, высокочастотный эффект Штарка, резонансное пробное лазерное излучение, рубидий.

**1. Введение**

Важность такого инструмента, как часы, в современной жизни и научном эксперименте трудно переоценить. Именно точное измерение времени и частоты позволяет проводить многие фундаментальные эксперименты, а также лежит в основе многих промышленных технологий, например спутниковой навигации. В последние годы научное применение часов привело к ряду достижений. Это тесты специальной теории относительности [1] и принципа эквивалентности Эйнштейна [2], поиск дрейфа фундаментальных констант [3, 4], поиск тёмной материи [5], получение первого изображения горизонта событий чёрной дыры [6] и многие другие.

В современных экспериментах всё чаще используются стандарты частоты оптического диапазона, которые обладают большей точностью и стабильностью, чем микроволновые стандарты [7, 8]. В основе стандарта частоты оптического диапазона лежит измерение поглощения на узкой линии, как правило, соответствующей запрещённому переходу в атоме. Для построения оптического стандарта частоты атомы локализуются в оптических решётках [9, 10], что позволяет увеличить время взаимодействия атомов с пробным лазерным излучением. Кроме того, за счёт локализации атомов в области, меньшей длины волны излучения [11], подавляется эффект Доплера.

Локализация атомов происходит в результате воздействия на них дипольной силы, которая формируется за

счёт взаимодействия атома с отстроеным от частоты атомного перехода лазерным излучением. Взаимодействие атома с локализующим лазерным излучением приводит к сдвигу спектральной линии поглощения, вызванному эффектом Штарка в переменном поле [12, 13]. Данный сдвиг зависит от дифференциальной поляризуемости атомных уровней часового перехода и от интенсивности локализующего лазерного излучения [14]. В силу этого помимо сдвига линии, соответствующей часовому переходу, возникает её дополнительное неоднородное уширение, вызванное зависимостью сдвига линии от положения атома в оптическом потенциале [15].

Существуют несколько подходов к подавлению сдвига линии, вызванного таким эффектом Штарка. Основным является использование «магической» длины волны локализующего лазерного излучения [16, 17]. При этом подходе длина волны локализующего лазерного излучения выбирается такой, чтобы оптические сдвиги основного и возбуждённого уровней были одинаковы. Это соответствует нулевому значению дифференциальной поляризуемости двух уровней и, как следствие, ведёт к компенсации сдвига спектральной линии. Необходимым условием такого подхода является наличие «магической» длины локализующего излучения [18–20].

Другие подходы к компенсации оптического сдвига предусматривают взаимодействие атома с дополнительным лазерным излучением, компенсирующим сдвиг [21], или выключение локализующего потенциала на время измерения [22, 23]. Выключение локализующего потенциала первоначально было предложено в работах [24, 25] для подавления нагрева атомов при их локализации в оптической дипольной ловушке. Сейчас данный подход активно используется при локализации одиночных атомов [23, 26]. Выключение локализующего потенциала позволяет полностью подавить сдвиг спектральной линии, вызванный локализующим полем [22, 27], поскольку атом взаимодействует только с пробным лазерным излучением. Такой режим достигается амплитудной модуляцией локализующего лазерного излучения с использованием, как пра-

\* Доложено на 4-й международной конференции Ultrafast Optical Science (Россия, Москва, ФИАН, 28 сентября – 2 октября 2020 г.).

А.Е.Афанасьев, В.И.Балькин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Троицк, Москва, ул. Физическая, 5; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Россия, 101000 Москва, ул. Мясницкая, 20; e-mail: afanasiev.isan@gmail.com

вило, акустооптических модуляторов и соответствует квазиимпульсному режиму взаимодействия атомов с лазерными полями. Локализация атомов импульсным лазерным излучением пикосекундной [28, 29] и фемтосекундной [30–33] длительностей является предельно коротким по времени случаем локализации атома в импульсном поле.

Различают два режима локализации атомов: импульсный и квазиимпульсный. Основным отличием локализации атомов импульсными полями от их локализации в квазиимпульсном режиме являются длительности нахождения атомов в локализирующем потенциале и в свободном состоянии. В квазиимпульсном режиме времена взаимодействия атомов с локализирующим и пробным полями превышают характерные времена, присущие рассматриваемой системе: период колебаний атома в оптическом потенциале и время жизни атома в возбуждённом состоянии. Это позволяет рассматривать процессы локализации и зондирования независимо друг от друга в предположении наличия стационарного состояния системы на каждом из этапов локализации и зондирования.

Параметры импульсного излучения пикосекундной и фемтосекундной длительностей не позволяют проводить анализ локализации атомов и их спектральных свойств с использованием тех же подходов, что и в квазиимпульсном случае. Действительно, время взаимодействия атома с единичным импульсом локализирующего поля (50 фс – 10 пс) значительно меньше периода колебаний атома в усреднённом оптическом потенциале (2–100 мкс). Периодичность импульсного излучения, используемого для локализации атомов, соответствует частоте около 80 МГц. В силу этого временной интервал, когда атом не взаимодействует с локализирующим полем, составляет 12.5 нс, что меньше времени жизни возбуждённого состояния, например,  $5P_{3/2}$  атомов рубидия – 27 нс. По этим причинам нельзя независимо рассматривать зондирование и локализацию атомов.

В работе [34] нами методом спектрально-селективного нагрева атомов [35] был измерен спектр поглощения атомов рубидия-85 на переходе  $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ , локализованных в образованной фемтосекундным излучением импульсной оптической ловушке. Локализация проводилась сфокусированным излучением титан-сапфирового лазера с длительностью импульса 420 фс. Эта длительность выбиралась из соображения подавления нагрева атомов вследствие диффузии его импульса при высокой пиковой интенсивности импульсного излучения [33]. Выбор длительности импульса и использование дополнительной спектральной фильтрации излучения позволяли проводить локализацию атомов импульсным полем, время жизни которого сравнимо с временем жизни атомов в ловушке, образованной непрерывным лазерным излучением [36]. Результаты исследований показали, что при малых средних интенсивностях импульсного излучения спектральные свойства локализованных импульсным излучением атомов не отличаются от свойств атомов, локализованных непрерывным излучением. В обоих случаях присутствует сдвиг линии поглощения атомов, вызванный эффектом Штарка в переменном поле.

Теоретические расчёты, приведённые в работе [34], показывают, что режим взаимодействия атомов с импульсным локализирующим излучением возможен в отсутствие оптического сдвига. Этот режим соответствует взаимодействию атомов с лазерным  $2\pi$ -импульсом, и впер-

вые он был предложен для использования в импульсных атомных ловушках в работе [37]. Экспериментальные работы с импульсной локализацией атомов в магнитооптической ловушке при амплитудной модуляции магнитного поля [38] подтвердили справедливость сделанных в работе [37] предположений о спектральных свойствах атомов при взаимодействии с  $2\pi$ -импульсом. Однако анализа локализации атомов в импульсных оптических ловушках проведено не было. Задача настоящей работы – провести такой анализ с целью определения оптимальных характеристик импульсного лазерного излучения для оптической локализации атомов, при которой оптический сдвиг спектральной линии, вызванный эффектом Штарка, будет отсутствовать.

## 2. Теоретическая модель

Рассмотрим двухуровневый атом (рис. 1) с дипольным моментом  $d$  перехода из основного состояния  $|g\rangle$  в возбуждённое состояние  $|e\rangle$ , взаимодействующим с двумя лазерными полями – локализирующим и пробным. Локализирующее поле зависит периодическим образом от времени с огибающей электрического поля  $E_d(t)$ , частотой Раби  $\Omega_d(t) = dE_d(t)/\hbar$  и частотной отстройкой  $\delta_d$  от точной частоты атомного перехода. В последующих расчётах частота следования импульсов принималась равной 80 МГц, отстройка  $\delta_d$  в красную область относительно  $D_2$ -линии возбуждения атома рубидия (780 нм) составляла 45 нм, что соответствует условиям эксперимента по локализации атомов рубидия в импульсной оптической ловушке [33, 36]. Огибающая единичного импульса поля описывалась гауссовой функцией:  $E_d^2(t) = E_0 \exp[-1.385(t/\tau)^2]$ , где  $E_0$  – пиковая амплитуда импульсного поля,  $\tau$  – длительность импульса (в расчётах принималась равной 420 фс). В рассматриваемой задаче импульсы поля, с которыми взаимодействует атом, сфазированы. Это означает, что фурье-преобразование поля  $E_d(t)$  является спектром оптической гребёнки. При этом важно отметить, что влияние изменения частоты  $f_{\text{CEO}}$ , соответствующей смещению фазы огибающей несущей импульсного поля, на взаимодействие атома с импульсным полем мало, поскольку данная частота и её возможные девиации много меньше частотной отстройки лазерного поля от частоты атомного резонанса. Пробное поле  $E_p$  является непрерывным с частотой Раби  $\Omega_p = dE_p(t)/\hbar$  и отстройкой  $\delta_p$ , малой по сравнению с отстройкой для локализирующего поля.

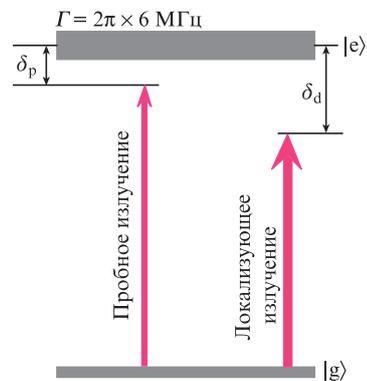


Рис. 1. Энергетическая диаграмма двухуровневого атома, состоящая из основного и возбуждённого состояний, взаимодействующего с локализирующим нерезонансным импульсным и квазирезонансным непрерывным пробным лазерными полями.

Ширина линии поглощения  $\Gamma$  из основного состояния в возбуждённое выбрана равной ширине  $D_2$ -линии рубидия ( $2\pi \times 6$  МГц). Интенсивность пробного поля в расчётах выбрана такой, чтобы параметр насыщения был равен 0.43 ( $I_p \approx 1.1$  мВт/см<sup>2</sup>) и соответствовал условиям эксперимента [34]. Взаимодействие такого атома с рассматриваемой конфигурацией лазерных полей описывается следующими уравнениями для матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \rho_{gg}(I_d, t) + \rho_{ee}(I_d, t) &= 1, \\ \frac{d\rho_{ee}(I_d, t)}{dt} &= i \frac{\Omega_p}{2} [\rho_{ge}(I_d, t) \exp(-i\delta_p t) - \rho_{eg}(I_d, t) \exp(i\delta_p t)] \\ &+ i \frac{\Omega_d(t)}{2} [\rho_{ge}(I_d, t) \exp(-i\delta_d t) - \rho_{eg}(I_d, t) \exp(i\delta_d t)] \\ &- \rho_{ee}(I_d, t) \Gamma, \\ \frac{d\rho_{ge}(I_d, t)}{dt} &= i \frac{1}{2} [\rho_{ee}(I_d, t) - \rho_{gg}(I_d, t)] \\ &\times [\Omega_p \exp(i\delta_p t) + \Omega_d(t) \exp(i\delta_d t)] - \rho_{ge}(I_d, t) \frac{\Gamma}{2}, \\ \rho_{eg} &= \rho_{ge}^*, \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\rho_{gg}(I_d, t)$  и  $\rho_{ee}(I_d, t)$  – диагональные элементы матрицы плотности, определяющие населённость основного и возбуждённого состояний двухуровневого атома соответственно;  $\rho_{ge}(I_d, t)$  – недиагональные элементы матрицы плотности. Элементы матрицы плотности зависят не только от времени, но и от средней интенсивности  $I_d$  импульсного лазерного излучения, которое используется в эксперименте для локализации атомов. Средняя интенсивность лазерного излучения определяется в центре лазерного пучка, где происходит формирование удерживающего оптического потенциала, и задаёт его глубину. Данная интенсивность связана с отгибающей частоты Раби единичного импульса поля соотношением (при гауссовой форме импульса)

$$\Omega_d^s(t) \approx \frac{d \exp[-1.385(t/\tau)^2]}{\hbar} \sqrt{\frac{I_d}{\nu}},$$

где  $\tau$  – длительность импульса, измеренная по полувысоте распределения интенсивности во времени;  $\nu$  – частота следования импульсов.

Важно отметить, что для данной системы уравнений аналитическое решение отсутствует, и она в общем случае не имеет стационарного решения по причине зависимости гамильтониана системы от времени [39]. Вследствие этого решение системы уравнений (1) будем находить численным интегрированием.

### 3. Анализ данных, полученных при численном расчёте

В работе [34] решением системы уравнений (1) был определён спектр атома в описанной выше конфигурации, представленный на рис.2,а, – зависимости усреднённой населённости возбуждённого состояния от частоты пробного лазерного излучения и средней интенсивности нерезонансного локализирующего импульсного поля. Для удобства там же представлена рассчитанная глубина (в единицах температуры) оптического потенциала, который формируется локализирующим полем. Поскольку нас интересует случай, когда сдвиг спектральной линии атома в ловушке отсутствует, то анализ достаточно проводить только при  $\delta_p = 0$  (соответствует серой линии на рис.2,а). Можно выделить три предельных случая: 1) импульсное поле отсутствует ( $I_d = 0$ ) (точка  $z$  на рис.2,а); 2) параметры средней интенсивности импульсного нерезонансного поля таковы, что происходит максимальный частотный сдвиг спектральной линии поглощения и её расщепление (точка  $v$  на рис.2,а); 3) расщепление и сдвиг линии поглощения отсутствуют в присутствии импульсного силового поля (точка  $b$  на рис.2,а). Рассмотрим в указанных точках динамику возбуждения атомов пробным резонансным полем. За нулевой момент времени взят момент включения пробного поля, который совпадает с максимумом интенсивности первого импульса локализирующего поля.

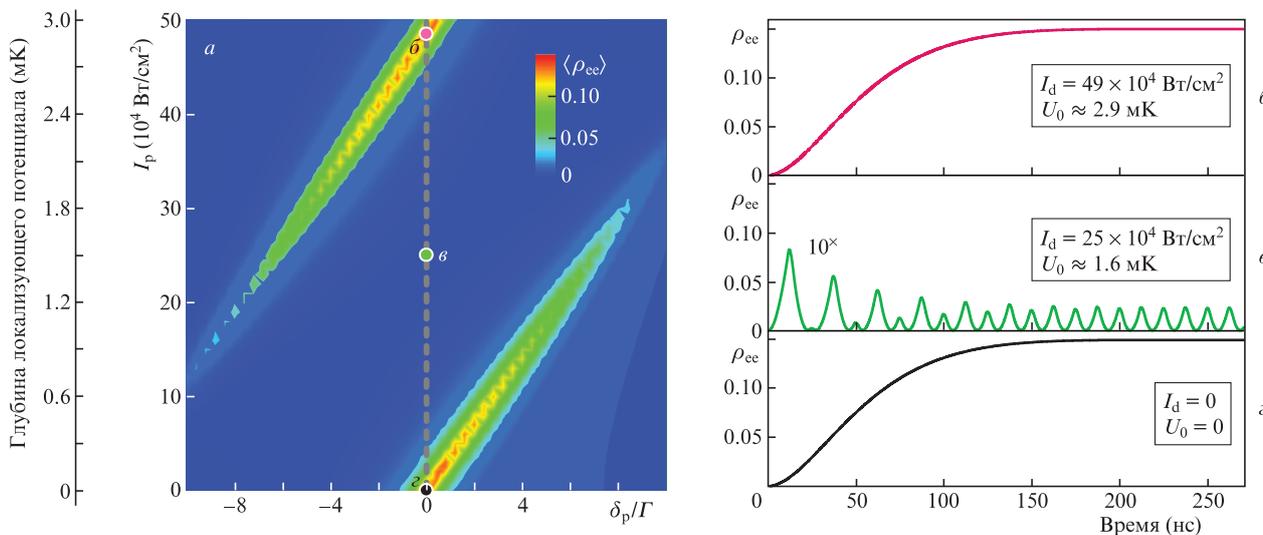


Рис.2. Двумерная диаграмма, показывающая зависимость усреднённой населённости возбуждённого состояния двухуровневого атома от частоты пробного лазерного излучения и средней интенсивности нерезонансного локализирующего импульсного поля (а), а также динамика возбуждения атома в присутствии импульсного локализирующего поля при  $\delta_p = 0$  (б–з). Цветной вариант рис.2 представлен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

На рис.2,г представлена динамика возбуждения атома резонансным пробным полем в отсутствие импульсного локализующего поля. Приведённая кривая соответствует динамике в точке  $z$  на рис.2,а. Динамика возбуждения в данном случае полностью совпадает с решением уравнений для матрицы плотности двухуровневого атома, взаимодействующего с резонансным излучением, и может быть описана аналитически:

$$\rho_{ee}(0, t) = \frac{8\Omega_p^2}{16\Omega_p^2 + 8\Gamma^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{3}{4}\Gamma t\right) \right. \\ \left. \times \left[ \cos\frac{1}{4}t\sqrt{16\Omega_p^2 - \Gamma^2} + \frac{3\Gamma}{\sqrt{16\Omega_p^2 - \Gamma^2}} \sin\frac{1}{4}t\sqrt{16\Omega_p^2 - \Gamma^2} \right] \right\}. \quad (2)$$

В присутствии импульсного нерезонансного периодического поля и при увеличении его интенсивности в динамике населённости возбуждённого состояния  $\rho_{ee}(I_d, t)$  наблюдаются периодические во времени возмущения, связанные со взаимодействием атома с импульсным полем, их частота совпадает с частотой следования импульсов. Эти возмущения искажают динамику возбуждения атома пробным полем за счёт возмущения амплитуды и фазы внутренних степеней свободы атома. Наибольшее возмущение достигается при средней интенсивности импульсного поля  $I_d = 25 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Динамика возбуждения в этом случае представлена на рис.2,б). Видно, что она кардинально отличается от динамики в случае взаимодействия свободного атома с пробным полем (рис.2,з). Во-первых, стационарное значение населённости не достигнуто и, во-вторых, усреднённое по времени её значение мало (вертикальная шкала на рис.2,з увеличена в 10 раз). Видно, что взаимодействие с импульсным полем практически полностью подавляет взаимодействие с пробным резонансным лазерным излучением, и реализуется только периодическое стационарное значение населённости, аналогичное рассмотренному в работе [39]. Данная интенсивность соответствует точке  $v$  на рис.2,а. При таком значении интенсивности импульсного поля происходят значительный оптический сдвиг и расщепление линии поглощения атома. В результате этого реализуется малая населённость возбуждённого состояния атома пробным полем.

Дальнейшее увеличение интенсивности импульсного поля приводит динамику возбуждения к динамике, аналогичной возбуждению в отсутствие импульсного поля. Это достигается при  $I_d = 49 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> (рис.2,б). Видно, что кривая в данном случае практически полностью повторяет кривую, представленную на рис.2,з. Из этого можно сделать вывод, что влияние на внутренние степени свободы атома со стороны импульсного поля отсутствует. Это возможно только в том случае, если взаимодействие атома с каждым отдельным импульсом лазерного поля меняет фазы внутренних степеней свободы на величину, кратную  $2\pi$ . Тогда внутренние степени свободы атома после взаимодействия с импульсом лазерного поля будут идентичны таковым до его прихода (в предположении, что длительность импульса мала по сравнению с временами релаксации внутренних степеней свободы атома). По этой причине взаимодействие атома с пробным лазерным полем будет возмущено сильным импульсным полем, которое используется для локализации атома.

## 4. Корреляционная функция

Задача взаимодействия атома с  $2\pi$ -импульсом лазерного поля имеет аналитическое решение только при нулевой отстройке частоты импульсного лазерного поля. В этом случае интенсивность  $2\pi$ -импульса будет определяться из условия

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Omega(t) dt = 2\pi,$$

где  $\Omega(t)$  – огибающая частоты Раби единичного импульса. В общем случае, при произвольной временной зависимости функции огибающей импульса и произвольной отстройке лазерного поля от частоты атомного перехода, задачу решить аналитически трудно. Для импульсов прямоугольной формы длительностью  $\tau$  при отстройке  $\delta$  частоты лазерного излучения от точной частоты атомного перехода условие на  $2\pi$ -импульс приобретает вид

$$\int_0^{\tau} \tilde{\Omega} dt = 2\pi,$$

где  $\tilde{\Omega} = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$  – обобщённая частота Раби. Данное выражение может быть использовано только при условии малости по времени переднего и заднего фронтов лазерного импульса. Это не выполняется в случае импульсного фемтосекундного или пикосекундного излучения, форма огибающей которых может быть аппроксимирована гауссовой функцией.

Проблеме взаимодействия двухуровневого атома с импульсным излучением в случае различных огибающих импульса и отстроек частоты посвящён ряд работ [40–42], однако точного аналитического решения задачи в общем виде не существует. Для оценки влияния единичного импульса на динамику внутренних степеней свободы атома можно использовать теорию возмущения. Но в реальном эксперименте спектр поглощения атома измеряется в режиме взаимодействия атома не с одним импульсом, а с их последовательностью. Необходимость учёта начальных амплитуд и фаз для каждого отдельного импульса еще больше усложняет аналитический расчёт, а погрешность, вызванная сделанными приближениями, будет накапливаться.

При произвольной частотной отстройке импульсного излучения аналитическое решение для  $2\pi$ -импульса существует только для импульсов, огибающую которых можно описать гиперболическим секансом [43, 44]. Это позволяет легко определить параметры излучения для применения в спектроскопии. Например, при распространении такого излучения в среде отсутствует поглощение и наступает её просветление [45, 46]. В настоящее время такой подход используется, в том числе, для контроля фазы двухуровневой системы в микроволновой области спектра с целью управления сверхпроводящим кубитом [47]. Однако импульсы такой формы не всегда реализуемы экспериментально, а кроме того, взаимодействие атома с импульсным излучением сильно зависит от формы его огибающей [48]. По этой причине необходимо развить простой и удобный способ численного расчёта влияния импульсного нерезонансного поля с произвольной огибающей на поглощение пробного резонансного поля атомом.

Рассмотрим различия в динамике населённости атомов в возбуждённом состоянии  $\rho_{ee}(I_d, t)$  при взаимодействии с резонансным пробным полем для разных средних интенсивностей импульсного нерезонансного поля (рис.2,б-з). Для этого следует ввести коэффициент корреляции  $C$ , который позволит осуществить сравнение усреднённых населённостей возбуждённого состояния в присутствии импульсного поля со средней интенсивностью  $I_d$  и в его отсутствие ( $I_d = 0$ ):

$$C(I_d) = \frac{\langle \rho_{ee}(I_d, t) \rho_{ee}(0, t) \rangle}{\langle \rho_{ee}(0, t) \rho_{ee}(0, t) \rangle}. \quad (3)$$

Выражение (3) предусматривает усреднение по промежутку времени, достаточному для установления стационарного значения населённости в возбуждённом состоянии в отсутствие импульсного лазерного поля. Как видно из рис.2,з, это время для выбранных параметров взаимодействия атома с пробным полем составляет  $\sim 250$  нс. При тех же параметрах взаимодействия наблюдается и установление периодического стационарного значения в присутствии импульсного лазерного поля (рис.2,в). Корреляционная функция нормирована на среднее значение квадрата населённости возбуждённого состояния в отсутствие импульсного поля. Отметим, что из результатов, представленных на рис.2,а, следует, что  $\langle \rho_{ee}(I_d, t) \rangle \ll \langle \rho_{ee}(0, t) \rangle$  при любых значениях средней интенсивности  $I_d$  локализирующего импульсного поля. В силу этого для совпадающих динамик населённостей в присутствии импульсного поля и в его отсутствие коэффициент корреляции  $C = 1$ . Динамика населённости верхнего уровня  $\rho_{ee}(0, t)$  определяется аналитическим выражением (2).

На рис.3 представлен результат численного расчёта коэффициента корреляции функции (3) в зависимости от средней интенсивности импульсного лазерного излучения. Для удобства среднее значение интенсивности пересчитано в глубину оптического потенциала, выраженную в единицах температуры. Видно, что при длительности импульса 420 фс коэффициент корреляции  $C = 1$  при средней интенсивности импульсного излучения  $I_d = 49 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует нулевому оптическому сдвигу спектральной линии на рис.2,а. Это означает, что при такой интенсивности динамика возбуждения атомов в присутствии импульсного излучения (рис.2,б) совпадает с динамикой возбуждения атомов в его отсутствие (рис.2,з), т.е. локализирующее поле не влияет на спектральные свойства локализованного атома.

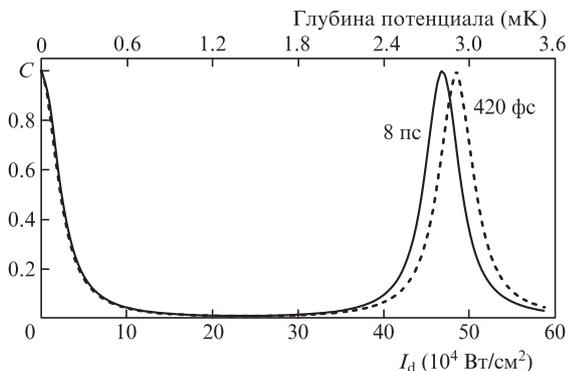


Рис.3. Зависимости коэффициента корреляции  $C$  от средней интенсивности  $I_d$  импульсного лазерного поля при длительностях импульса 420 фс и 8 пс.

Достижение такого режима невозмущающего взаимодействия в эксперименте невозможно. Это связано с малым временем жизни атомов, локализованных в поле оптической дипольной ловушки, образованной импульсным излучением фемтосекундной длительности. В работах [34, 36] использовалось излучение длительностью 420 фс и было продемонстрировано время жизни атомов в оптической ловушке  $\sim 1.2$  с при  $I_d = 2.5 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Основная проблема локализации импульсными полями заключается в диффузии импульса атомов, вызванной флуктуациями дипольной силы при высоких пиковых интенсивностях импульсного излучения [33]. Пиковая интенсивность  $I_d^{\text{peak}}$ , соответствующая продемонстрированной в экспериментальных работах локализации атомов, составляет  $7.5 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Увеличение средней интенсивности лазерного излучения до  $49 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>, при которой оптический сдвиг спектральной линии должен отсутствовать, приведёт к увеличению пиковой интенсивности и, следовательно, к увеличению диффузии импульса локализованных атомов. Это не позволит провести их спектральное исследование из-за малого времени жизни в оптической ловушке. Выходом из данной ситуации может служить увеличение длительности импульса для сохранения пиковой интенсивности излучения на прежнем уровне. Расчёты показывают, что при  $I_d = 49 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> и  $I_d^{\text{peak}} = 7.5 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> длительность импульса должна составлять  $\sim 8$  пс. На рис.3 представлен рассчитанный коэффициент корреляции при длительности импульса локализирующего излучения 8 пс. Пиковое значение корреляционной функции достигает  $\sim 0.998$  при  $I_d = 47 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Это означает, что взаимодействие резонансного пробного поля с атомом в присутствии нерезонансного импульсного поля с указанными длительностью и средней интенсивностью будет таким же, как и в случае взаимодействия со свободным атомом. Отклонение данного значения от единицы может быть связано с погрешностями численного счёта. Отметим, что в условиях эксперимента данное значение может отличаться от единицы вследствие флуктуаций интенсивности импульсного локализирующего поля. Наши оценки показывают, что для обеспечения измерения линии атома рубидия  $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$  с точностью не хуже 10% необходима стабилизация средней интенсивности локализирующего импульсного излучения с точностью  $\sim 1\%$ . Флуктуации частоты следования импульсного излучения влияют на сдвиг линии во втором порядке малости.

## 5. Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в эксперименте можно достичь параметров локализации атомов в импульсной оптической ловушке, при которых будет отсутствовать сдвиг спектральной линии поглощения, вызванный эффектом Штарка в переменном электромагнитном поле. Разработанный нами метод анализа, основанный на вычислении коэффициента корреляции динамики возбуждения атома пробным полем в присутствии отстроенного от резонанса локализирующего импульсного поля, позволяет рассчитывать параметры, требуемые для реализации условий отсутствия оптического сдвига. Необходимо отметить, что использование описанного подхода позволяет проводить анализ не только импульсного излучения с произвольной огибающей импульса, но и более сложных временных профилей световых полей.

Отметим также, что широкое использование в спектроскопии 2 $\pi$ -импульсов ограничено особенностями возбуждения атомов таким излучением [49–51]. В настоящей работе импульсное излучение необходимо для локализации атомов, тогда как спектроскопические исследования проводятся дополнительным пробным полем. Импульсный режим взаимодействия атома и локализующего поля с необходимыми параметрами (средняя интенсивность  $I_d = 47 \times 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $\tau = 8$  пс, отстройка  $\delta_d = -45$  нм относительно частоты атомного перехода  $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$  в атоме рубидия-85), определяемыми условием 2 $\pi$ -импульса, позволит создать атомные системы для построения стандартов частоты оптического диапазона спектра без необходимости использования «магических» длин волн для оптической локализации атомов.

Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-29-11004).

- Delva P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 221102 (2017).
- Altschul B. et al. *Adv. Space Research*, **55**, 501 (2015).
- Huntemann N. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 210802 (2014).
- Godun R.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 210801 (2014).
- Derevianko A., Pospelov M. *Nature Phys.*, **10**, 933 (2014).
- The Event Horizon Telescope Collaboration et al. *Astrophys J. Lett.*, **875**, L2 (2019).
- Hinkley N. et al. *Science*, **341**, 1215 (2013).
- Nicholson T.L. et al. *Nat. Commun.*, **6**, 7896 (2015).
- Letkhov V.S., Minogin V.G. *Appl. Phys.*, **17**, 99 (1978).
- Takamoto M. et al. *Nature*, **435**, 321 (2005).
- Dicke R.H. *Phys. Rev.*, **89**, 472 (1953).
- Drake G.W.F. *Atomic, Molecular, & Optical Physics Handbook* (Woodbury: American Institute of Physics Press, 1996).
- Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *УФН*, **169**, 753 (1999) [*Phys. Usp.*, **42**, 669 (1999)].
- Barber Z.W. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 103002 (2008).
- Kaplan A. et al. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **7**, R103 (2005).
- Katori H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
- Kim J.Y. et al. *J. Korean Phys. Soc.*, **42**, 483 (2003).
- Yi L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 073005 (2011).
- Brown R.C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 253001 (2017).
- Тругубов Д.О. и др. *Квантовая электроника*, **49**, 1028 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 1028 (2019)].
- Häffner H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 143602 (2003).
- Shih C.Y., Chapman M.S. *Phys. Rev. A*, **87**, 063408 (2013).
- Garcia S. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 114103 (2013).
- Dalibard J., Reynaud S., Cohen-Tannoudji C. *Opt. Commun.*, **47**, 395 (1983).
- Chu S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314 (1986).
- Liu B., Jin G., He J., Wang J. *Phys. Rev. A*, **94**, 013409 (2016).
- Hutzler N.R. et al. *New J. Phys.*, **19**, 023007 (2017).
- Clarke R.B.M., Graf T., Riis E. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **70**, 695 (2000).
- Shiddiq M., Ahmed E.M., Havey M.D., Sukenik C.I. *Phys. Rev. A*, **77**, 045401 (2008).
- Балыкин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **81**, 268 (2005) [*JETP Lett.*, **81**, 209 (2005)].
- Kumar P., Sarma A.K. *Phys. Rev. A*, **84**, 043402 (2011).
- Yanyushev D.N., Balykin V.I., Vladimirova Yu.V., Zadkov V.N. *Phys. Rev. A*, **87**, 033411 (2013).
- Afanasiev A.E., Meysterson A.A., Mashko A.M., Melentiev P.N., Balykin V.I. *Appl. Phys. B*, **126**, 26 (2020).
- Афанасьев А.Е., Машко А.М., Мейстерсон А.А., Балыкин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **111**, 757 (2020) [*JETP Lett.*, **111**, 608 (2020)].
- Афанасьев А.Е., Машко А.М., Мейстерсон А.А., Балыкин В.И. *Квантовая электроника*, **50**, 206 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 206 (2020)].
- Машко А.М., Мейстерсон А.А., Афанасьев А.Е., Балыкин В.И. *Квантовая электроника*, **50**, 530 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 530 (2020)].
- Choi J.M., Kim G.-N., Cho D., Sukenik C.I. *J. Korean Phys. Soc.*, **51**, 294 (2007).
- Choi J.M., Kim G.-N., Cho D. *Phys. Rev. A*, **77**, 010501 (2008).
- Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Y. *Phys. Rev. A*, **93**, 13820 (2016).
- Макаров А.А. *ЖЭТФ*, **85**, 1192 (1983) [*JETP*, **58**, 693 (1983)].
- Temkin R.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 830 (1993).
- Vitanov N.V., Knight P.L. *Phys. Rev. A*, **52**, 2245 (1995).
- McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 908 (1967).
- Lehto J.M.S., Suominen K.A. *Phys. Scripta*, **91**, 013005 (2015).
- McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
- Lamb G.L. Jr. *Rev. Mod. Phys.*, **43**, 99 (1971).
- Ku H.S. et al. *Phys. Rev. A*, **96**, 042339 (2017).
- Conover C.W.S. *Phys. Rev. A*, **84**, 063416 (2011).
- Scully M.O., Zhu S.Y., Zubairy M.S. *Chaos, Solitons & Fractals*, **16**, 403 (2003).
- Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Shuvaev V.A., Zheltikov A.M. *Opt. Express*, **8**, 452 (2001).
- Novitsky D.V. *Phys. Rev. A*, **86**, 063835 (2012).