

# Спектроскопия поглощения атомов в оптической дипольной ловушке методом их спектрально-селективного нагрева пробным полем

А.Е.Афанасьев, А.М.Машко, А.А.Мейстерсон, В.И.Балькин

*Исследованы спектральные свойства атомов, локализованных в оптической дипольной ловушке, методом их спектрально-селективного нагрева пробным полем. В основе метода лежит измерение числа атомов в ловушке после их взаимодействия с пробным полем. Зависимость числа атомов от частоты пробного поля полностью характеризует сдвиг и ширину спектральной линии поглощения локализованных атомов.*

**Ключевые слова:** оптическая дипольная ловушка, оптическая локализация атомов, спектрально-селективный нагрев, лазерное пробное поле.

## 1. Введение

Оптические дипольные ловушки нейтральных атомов широко используются как в фундаментальных исследованиях, так и в многочисленных применениях. Оптическая локализация реализуется как для единичных атомов [1], так и для ансамблей атомов [2]. В настоящее время холодные локализованные атомы являются основой оптических стандартов частоты [3, 4], квантовых симуляторов [5, 6] и квантовых компьютеров [7], для создания и исследования квантовых ансамблей [8, 9] и для создания источников единичных фотонов [10].

Механизм локализации атомов основан на использовании воздействия удерживающего потенциала на внешние степени свободы атомов. Однако удерживающий потенциал из-за динамического эффекта Штарка приводит также к изменению структуры энергетических уровней, что проявляется в сдвиге и уширении спектральных линий локализованного атома [11]. Сдвиг резонансных линий атомов в ловушке из-за динамического эффекта Штарка является важным эффектом, который необходимо учитывать при работе с локализованными атомами, в частности при создании стандартов частоты на основе локализованных в оптических ловушках атомов. В этом случае динамический эффект Штарка определяет в значительной мере точность такого стандарта [12]. Помимо эффекта Штарка, на сдвиг линий возбуждения локализованных атомов могут влиять и коллективные эффекты. Наиболее ярким примером является влияние дипольной блокады на спектры возбуждения холодных ридберговских атомов [13].

Исследование спектров возбуждения атомов, локализованных в оптических потенциалах, необходимо для характеристики взаимодействия атомов с локализуемым полем и для практических применений. Как правило, та-

кие спектральные исследования основаны на детектировании флуоресценции локализованных атомов, которые возбуждаются пробным лазерным излучением. Измерение зависимости сигнала флуоресценции от частоты возбуждающего поля позволяет исследовать влияние локализуемого потенциала на спектр атома. В последние годы данный подход активно используется для исследования спектральных свойств единичных атомов в оптических потенциалах [14]. Это позволяет определить [15] значение магической длины волны лазерного излучения для создания локализуемого потенциала, при котором сдвиги основного и возбужденного состояний атома оказываются равными [16]. Использование магической длины волны позволяет устранить сдвиг частоты поглощения локализованного атома.

Другим способом устранения влияния оптического потенциала на структуру энергетических уровней атома может быть выключение локализуемого атомы потенциала на время зондирования атомов [10, 14]. Такой подход первоначально был предложен в работе [17] для подавления нагрева атомов при формировании стабильной ловушки и позднее использован для первой экспериментальной демонстрации локализации атомов оптическим потенциалом [18]. В настоящее время этот подход широко применяется при построении источников единичных фотонов с использованием единичных локализованных атомов [10, 19].

Дальнейшим развитием данного подхода является локализация атомов импульсным оптическим полем. Действительно, если рассмотреть атом, расположенный в поле сфокусированного импульсного лазерного излучения, то его взаимодействие с оптическим потенциалом будет происходить только при прохождении лазерного импульса через зону локализации, а время взаимодействия будет определяться длительностью импульса. В промежутке между импульсами атом остается свободным. Легко оценить, что при длительности импульсов лазерного излучения  $\sim 100$  фс и частоте следования 80 МГц атом более 99% времени находится вне лазерного поля.

Импульсное лазерное излучение для локализации атомов в дипольных ловушках было использовано в ряде экспериментов. Первая демонстрация локализации атомов с помощью последовательности ультракоротких ла-

А.Е.Афанасьев, А.М.Машко, А.А.Мейстерсон, В.И.Балькин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Россия, 101000 Москва, ул. Мясницкая, 20; e-mail: afanasiev@isan.troitsk.ru

зерных импульсов пикосекундной длительности ( $\sim 1$  пс) осуществлена в работе [20]. Последующие исследования [21] показали, что свойства импульсных дипольных ловушек с длительностью импульса в пикосекундном диапазоне аналогичны свойствам дипольных ловушек, созданных с использованием непрерывного лазерного излучения, при равенстве средних значений интенсивностей импульсного и непрерывного полей.

Впервые использование лазерного излучения фемтосекундной длительности для локализации атомов было предложено в работе [22]. Следует отметить, что дипольная ловушка для локализации атомов на основе фемтосекундного лазерного излучения является предельной по длительности удержания атомов. Действительно, сложно ожидать устойчивой локализации атомов при использовании аттосекундного излучения в силу большой спектральной ширины аттосекундного импульса, что неизбежно приведет к резонансному нагреву локализованных атомов. При использовании лазерных импульсов фемтосекундной длительности (вплоть до 30 фс) их спектральная ширина не превышает 30 нм, что позволяет сохранить большие величины отстройки их частоты от частот оптических переходов в атомах. В работе [23] теоретически исследованы процессы локализации атомов в поле импульсного лазерного излучения длительностью 100 фс и показано, что такое излучение может быть использовано для эффективной локализации атомов.

Впервые использование фемтосекундного лазерного излучения для оптической локализации атомов экспериментально продемонстрировано в нашей работе [24]. Устойчивая локализация в поле импульсного излучения была достигнута только при малой пиковой интенсивности лазерного поля. При использовании импульсов длительностью  $\sim 150$  фс глубина потенциала составляла не более 70 мкК.

Малая глубина потенциала накладывает ряд экспериментальных ограничений при исследовании спектральных свойств локализованных атомов. Дело в том, что метод атомной флуоресценции основан на детектировании переизлученных фотонов атомом, возбужденным пробным лазерным излучением. Такой процесс неизбежно приводит к нагреву (увеличению энергии) атомов в оптической дипольной ловушке и их делокализации. Поэтому в эксперименте приходится чередовать периоды детектирования с периодами дополнительного охлаждения атомов для компенсации процессов нагрева [11]. В случае оптических потенциалов малой глубины данный подход малоприменим. Основной причиной этого является уменьшение эффективного времени зондирования флуоресценции, которое определяется отношением глубины потенциала  $U_0$  к скорости нагрева атомов резонансным полем. Для компенсации нагрева при сохранении уровня детектируемого сигнала флуоресценции при уменьшении глубины удерживающего потенциала и сохранении скорости нагрева, которая определяется интенсивностью пробного излучения, необходимо увеличивать количество актов зондирования – охлаждения. Это приводит к усложнению экспериментальной установки и требует значительного времени удержания атомов в оптическом потенциале.

Настоящая работа посвящена исследованию альтернативного подхода к измерению спектральных характеристик возбуждения локализованных в оптическом потенциале атомов. В основе используемого метода регистрации спектра лежит измерение спектральной зависи-

мости эффективности нагрева атомов при их взаимодействии с пробным лазерным полем. Данный подход ранее использовался для определения сдвига атомных линий в оптических дипольных ловушках [25] и может быть особенно интересен в случае оптических потенциалов малой глубины. Нами представлены экспериментальные и теоретические исследования спектральных свойств атомов, локализованных в оптическом потенциале, образованном непрерывным лазерным излучением. В дальнейшем планируется использовать разработанный метод для исследования спектральных свойств атомов, локализованных импульсным лазерным излучением фемтосекундной длительности.

## 2. Описание метода

Рассмотрим атомный ансамбль, локализованный в оптической дипольной ловушке, образованной сфокусированным лазерным излучением, частота которого далеко отстроена от частоты атомного перехода в красную область [2]. Для исследования спектральных свойств локализованных атомов рассмотрим их взаимодействие с дополнительным пробным лазерным полем, частота которого может сканироваться вблизи частоты атомного перехода атома. Как уже отмечалось, возбуждение локализованных атомов пробным лазерным полем приводит к их нагреву за счет увеличения их кинетической энергии. При этом, если глубина оптического потенциала сравнима с температурой атомного ансамбля, такой нагрев будет приводить к незамедлительной потере атомов. Основной причиной данного нагрева является флуктуация направления рассеянных фотонов (которые детектируются при использовании методов, основанных на измерении флуоресценции атомов). Скорость нагрева атомов в лазерном поле с интенсивностью  $I$  определяется коэффициентом импульсной диффузии  $D$  [26, 27]:

$$D = \hbar^2 k^2 \frac{\Gamma}{4} \frac{II_{\text{sat}}}{1 + II_{\text{sat}} + 4(\delta/\Gamma)^2}, \quad (1)$$

где  $k$  – волновой вектор лазерного поля;  $\Gamma$  – ширина линии атомного перехода;  $\delta$  – отстройка частоты лазерного излучения от частоты атомного перехода;  $I_{\text{sat}}$  – интенсивность насыщения атомного перехода.

Выражение (1) определяет приращение энергии атома, которое пропорционально квадрату импульса рассеянного фотона  $\hbar k$ , умноженного на скорость рассеяния фотонов [28]. Скорость рассеяния фотонов зависит от спектральных свойств атома, и измерение скорости нагрева атомов в оптическом потенциале (при взаимодействии с пробным полем) позволяет определить спектр поглощения атома.

Частотная зависимость нагрева атомов пробным полем может быть исследована по числу оставшихся в оптической ловушке атомов, которое определяется двумя основными факторами: 1) взаимодействием атомов с остаточными парами в вакуумной камере; 2) процессами нагрева лазерным полем. В случае локализации атомов лазерным полем с большой отстройкой частоты, их нагревом за счет локализовывающего потенциала можно пренебречь. В отсутствие пробного лазерного поля число атомов, локализованных в оптической дипольной ловушке, зависит от числа первоначально захваченных атомов  $N_0$ , времени жизни атомов  $\tau$  и времени удержания  $t$  (время действия

локализирующего атомы лазерного поля). Динамика атомов  $N(t)$  в данном случае описывается выражением

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}. \tag{2}$$

Пробное лазерное поле вызывает нагрев атомов, что приводит к уменьшению времени жизни атомов в ловушке. Поскольку в отсутствие других источников нагрева время жизни атомов в ловушке, определяемое нагревом пробным полем,  $\tau_D = mU_0/D$  [26], то для  $N(t)$  имеем

$$N(t) = N_0 e^{-tD/(mU_0)}. \tag{2а}$$

В общем случае (при учете всех источников нагрева атомов) динамика атомов при их взаимодействии с пробным полем может быть описана выражением

$$N_p(t) = N_0 e^{-t(1/\tau + D/(mU_0))}. \tag{3}$$

Если время взаимодействия атомов с пробным полем  $\tau_p$  много меньше времени удержания  $t$  атомов в оптической дипольной ловушке ( $\tau_p \ll t$ ), то выражение (3) примет вид

$$N_p(t) = N_0 e^{-D\tau_p/(mU_0)} e^{-t/\tau}. \tag{4}$$

При  $D \rightarrow 0$  выражение (4) может быть представлено как

$$N_p(t) = N_0 e^{-t/\tau} (1 - D\tau_p/(mU_0)). \tag{5}$$

Поскольку спектральная зависимость коэффициента диффузии импульса локализованного атома повторяет спектральную зависимость коэффициента поглощения атома (см. (1)), то исследование зависимости числа атомов в оптической дипольной ловушке от частоты пробного поля (при фиксированном времени удержания  $t$ ) может быть использовано для измерения спектральной линии поглощения атома. Действительно, если частота пробного поля находится вдали от частоты атомного резонанса, то  $D = 0$ , и выражение (5) совпадает с выражением (2). При условии точного резонанса импульсная диффузия становится большой, происходит нагрев атомов, и наблюдается уменьшение числа атомов в ловушке. Величина этого уменьшения  $D\tau_p/(mU_0)$  пропорциональна времени взаимодействия атомов с пробным полем  $\tau_p$  и интенсивности пробного поля при условии  $I \ll I_{sat}$ .

Отметим, что аналогичный подход был использован при определении частоты атомного перехода атома туглия, локализованного в оптической решетке [29].

### 3. Экспериментальная установка

Экспериментальное исследование спектра поглощения локализованных в оптическом потенциале атомов проводилось с  $^{85}\text{Rb}$ . Исследовалась компонента  $D_2$ -линии поглощения атома рубидия (переход с  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояний Rb). На рис.1 показаны схемы уровней, ответственных за  $D_2$ -линию рубидия, и положение частот лазерных излучений, используемых для охлаждения, оптической накачки, локализации, возбуждения и зондирования атомов.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Загрузка атомов в оптическую дипольную ловушку осуществлялась из магнитооптической ловушки (МОЛ). Ла-

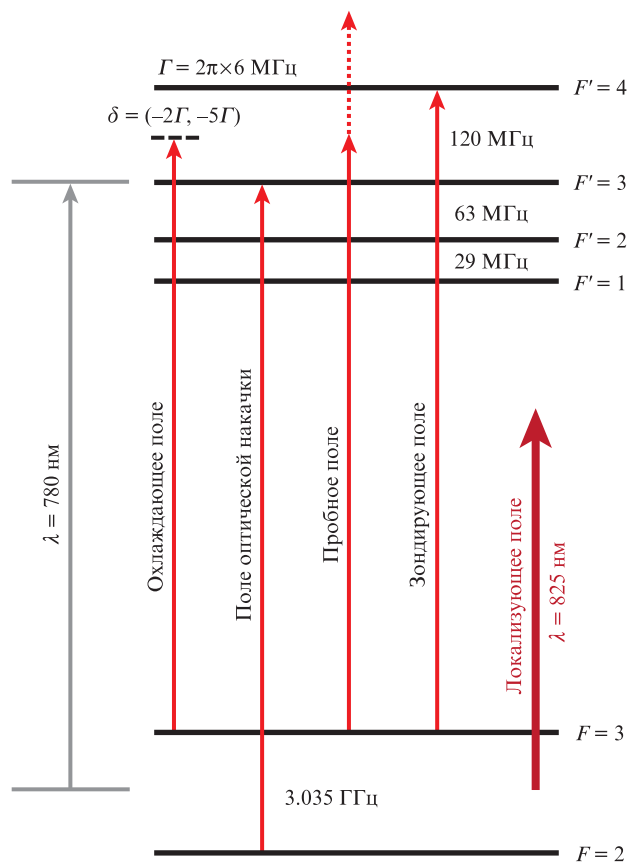


Рис.1. Схема уровней, ответственных за  $D_2$ -линию атома рубидия, и положение частот лазерного излучения, используемого для охлаждения, оптической накачки, локализации, возбуждения и зондирования атомов.

зерное охлаждение и локализация атомов Rb в МОЛ были реализованы в вакуумной камере с давлением остаточных газов на уровне  $7 \times 10^{-10}$  Тор. Для локализации атомов использовались три пары лазерных пучков, образующих необходимую конфигурацию охлаждающего атомы поля для МОЛ. Градиент магнитного поля создавался двумя катушками с током, размещенными вне вакуумной камеры. Градиент магнитного поля в направлении лазерных пучков в горизонтальной плоскости составлял 2 Гс/см, по вертикали – 4 Гс/см. Для компенсации магнитного поля Земли вокруг вакуумной камеры были расположены магнитные катушки. С применением схемы субдоплеровского лазерного охлаждения (увеличение отстройки частоты лазерного излучения и уменьшение его интенсивности в конце цикла загрузки атомов в МОЛ) достигалась температура атомного ансамбля 80 мкК.

Для формирования оптической дипольной ловушки использовался непрерывный титан-сапфировый лазер с центральной длиной волны излучения 825 нм. Лазерное излучение фокусировалось в область МОЛ асферической линзой с фокусным расстоянием 31 мм. Радиус лазерного пучка в области фокусировки  $r_0$  составлял 8 мкм. Такая же линза использовалась для вывода излучения из вакуумной камеры.

Пробное поле формировалось с помощью того же лазера, что использовался для охлаждения и зондирования атомного ансамбля. Достоинством представленной экспериментальной установки является использование минимального числа лазерных источников – всего трех, с учетом лазера для оптической локализации.

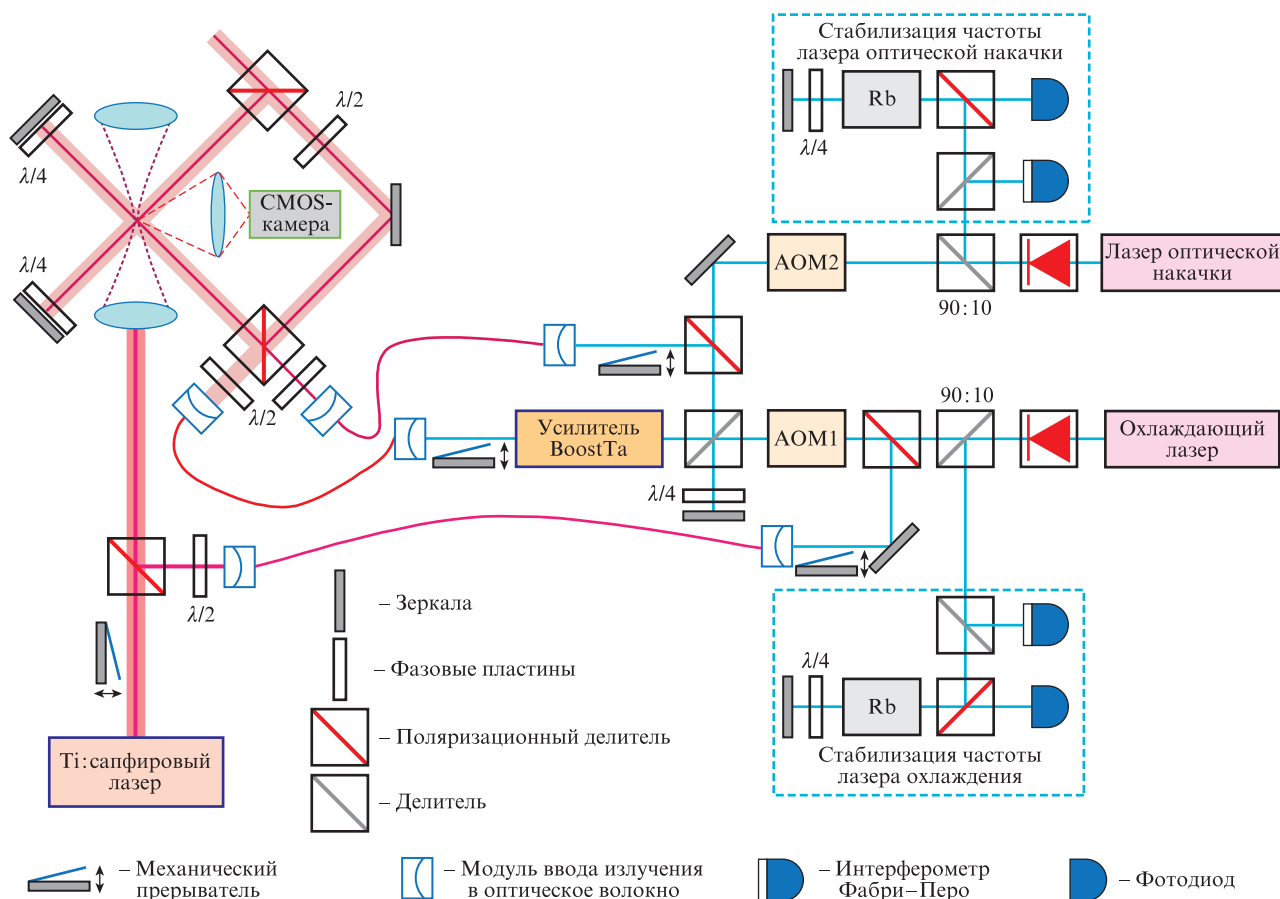


Рис.2. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования спектральных свойств атомов, локализованных в оптическом потенциале.

Частота излучения охлаждающего лазера стабилизировалась по схеме насыщенного поглощения на максимуме перекрестного резонанса  $F = 3 \rightarrow F' = 2, 4$  (отстройка частоты от частоты охлаждающего перехода составляла 92 МГц). Контроль частоты и интенсивности излучения осуществлялся посредством акустооптического модулятора АОМ1. Данное излучение совмещалось пространственно с излучением лазера оптической накачки такой же поляризации с использованием 50%-ного делителя для дальнейшего усиления в лазерном усилителе. После усиления лазерное излучение вводилось в оптическое волокно, сохраняющее поляризацию излучения, и направлялось в экспериментальную камеру. Частота излучения оптической накачки также была стабилизирована по схеме насыщенного поглощения.

Применение 50%-ного делителя для совмещения лазерных пучков позволяло использовать оставшееся излучение для формирования пучков пробного и зондирующего излучений. Для этого отраженное от 50%-ного делителя излучение проходило через фазовую пластину  $\lambda/4$ , отражалось обратно и повторно проходило через фазовую пластину. Это позволяло повернуть поляризацию излучения на  $90^\circ$  по отношению к исходной. Повторное прохождение излучения через 50%-ный делитель снова создавало два пучка: один из них распространялся по оптическому пути охлаждающего излучения, а второй – по пути пучка оптической накачки. Первый пучок повторно проходил через АОМ1 и отделялся с помощью поляризационного делителя для ввода излучения в оптическое волокно для формирования пробного излучения. В такой двухпроход-

ной схеме частотный сдвиг удваивался. Второй пучок также создавался с использованием поляризационного делителя и направлялся в оптическое волокно для формирования зондирующего излучения, которое использовалось для детектирования числа атомов в оптическом потенциале.

После прохождения оптического волокна пробное излучение совмещалось посредством поляризационного кубика с излучением, формирующим оптическую дипольную ловушку, перед оптическим окном вакуумной камеры. Зондирующее излучение направлялось по тому же оптическому пути, что и охлаждающее излучение, однако диаметр его пучков составлял  $\sim 1.2$  мм, что существенно меньше диаметра охлаждающих пучков ( $\sim 10$  мм). Это позволило значительно уменьшить фоновый сигнал от атомов рубидия в вакуумной камере при детектировании числа локализованных в оптическом потенциале атомов.

Временная последовательность проведения измерений представлена на рис.3. За нуль времени принят момент выключения охлаждающего лазера и лазера оптической накачки, а также магнитного поля для МОЛ. Охлаждение атомов и их загрузка в МОЛ происходили в течение 20 с. Частота охлаждающего лазерного излучения при формировании МОЛ была отстроена на величину  $\delta = 2\Gamma = 2\pi \times 12$  МГц в красную сторону относительно резонанса  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  атомов  $^{85}\text{Rb}$  (см. рис.1). За 50 мс до выключения МОЛ начиналось субдоплеровское охлаждение захваченных атомов. Для этого отстройка частоты охлаждающего лазерного излучения увеличивалась до 30 МГц ( $5\Gamma$ ) при уменьшении интенсивности лазерного поля. От-

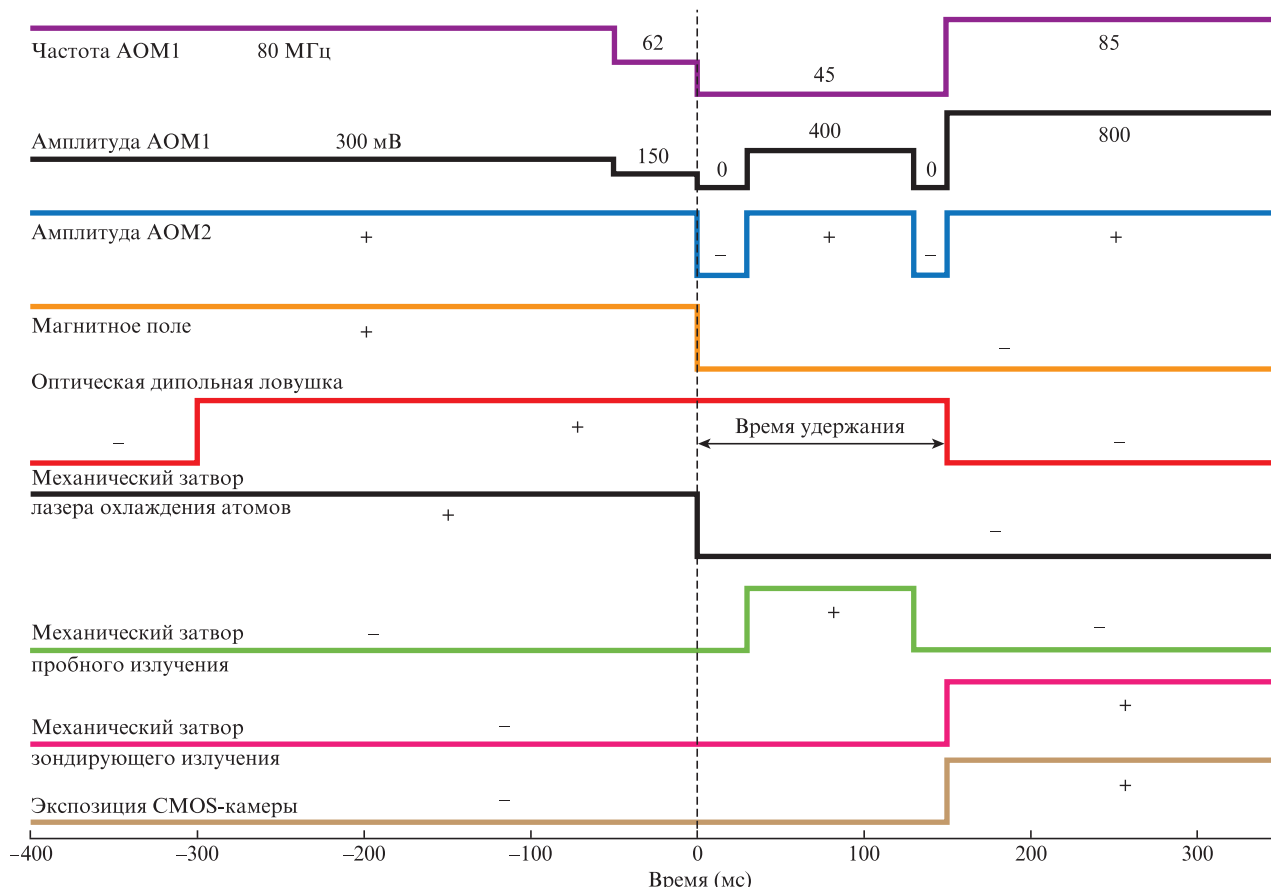


Рис.3. Временная последовательность измерений (знаками «+» и «-» обозначено соответственно рабочее и выключенное состояние элемента).

стройка частоты контролировалась путем контроля частоты АОМ1, которая изменялась с помощью управляющего напряжения. Калибровка была выполнена путем отдельного сравнения спектров насыщенного поглощения в ячейках с парами рубидия прошедшего через АОМ1 излучения и не прошедшего через него. Температура атомного ансамбля в конце цикла охлаждения составляла 80 мК и была измерена методом баллистического разлета.

В конце цикла охлаждения ( $t = 0$  мс) происходило выключение охлаждающего лазера и лазера оптической накачки, а также магнитного поля. Выключение лазерного излучения выполнялось в два этапа: быстрый (выключение АОМ1) и медленный (с использованием механического затвора). Использование механических затворов позволяло полностью блокировать остаточное излучение, прошедшее через АОМ1.

Загрузка атомов в оптическую дипольную ловушку осуществлялась включением лазерного излучения, формирующего локализирующий потенциал, за 300 мс до выключения МОЛ. Для включения и выключения лазерного излучения, формирующего оптический потенциал, использовался механический затвор. Мощность лазерного излучения составляла 50 мВт, что соответствовало глубине потенциала 150 мК.

Пробное лазерное излучение включалось через 30 мс после выключения МОЛ. Время взаимодействия атомов с пробным излучением контролировалось АОМ1 в двухпроходной схеме и механическим затвором, установленным перед оптическим волокном. Минимальное время взаимодействия ограничивалось инерционностью меха-

нического затвора и составляло 20 мс. Частота пробного излучения контролировалась управляющим напряжением АОМ1 в двухпроходной схеме и была заранее прокалибрована. Излучение оптической накачки также «подмешивалось» к пробному для препятствия накачке атомов на уровень с  $F = 2$  сверхтонкой структуры основного состояния при взаимодействии с пробным лазерным излучением. Мощность пробного излучения составляла 3 нВт, что соответствовало интенсивности  $I = 1.5$  мВт/см<sup>2</sup> ( $I_{\text{sat}} = 2.5$  мВт/см<sup>2</sup>) в области локализации атомов в оптическом потенциале.

Общее время удержания атомов в оптическом потенциале (время от момента выключения МОЛ до момента выключения излучения, формирующего оптический потенциал) составляло 150 мс. По прошествии данного времени происходило зондирование атомов, локализованных в дипольной ловушке. Для этого с использованием АОМ1 и механического затвора включалось зондирующее излучение, пучок которого был пространственно совмещен с лазерными пучками, используемыми для охлаждения атомов в МОЛ, но имел меньший диаметр. Включение зондирующего излучения и излучения для оптической накачки происходило одновременно с выключением лазерного излучения, формирующего оптическую дипольную ловушку. Частота зондирующего лазерного излучения была отстроена на величину  $\Gamma$  в красную сторону относительно атомного резонанса. Магнитное поле в процессе зондирования не включалось. Это позволяло проводить зондирование в режиме оптической «патоки». Время зондирования составляло 200 мс. Флуоресценция от локализованных атомов регистрировалась двумерной камерой

ORCA-Flash (C11440) (Hamamatsu). Интегрирование пространственного сигнала на матрице камеры позволяло определить число локализованных атомов. При отсутствии пробного излучения в ловушке удерживалось 500 атомов со временем жизни 1.2 с.

#### 4. Экспериментальные результаты

На рис.4 представлены результаты измерения спектра поглощения атомов, локализованных в оптической ловушке. Время взаимодействия с пробным полем составляло 20 и 50 мс. Спектр поглощения рассчитывался из спектра потерь: уменьшения числа атомов в потенциале при условии резонанса частоты пробного поля с частотой атомного перехода. На рисунке приведена относительная величина  $A$  таких потерь, которая определялась как число атомов, покинувших оптическую ловушку вследствие нагрева пробным полем, отнесенное к числу атомов в оптической ловушке, когда пробное поле выключено. Каждая экспериментальная точка получена при трехкратном повторении всей экспериментальной процедуры измерения с последующим усреднением измеренного сигнала флуоресценции атомов. Кривые, аппроксимирующие экспериментальные данные, построены методом наименьших квадратов с использованием лоренцевского контура линии поглощения. Относительная величина потерь рассчитывалась по формуле

$$A = (N - N_p)/N, \quad (6)$$

где  $N$  – число атомов, локализованных в оптическом потенциале в отсутствие их взаимодействия с пробным полем;  $N_p$  – число атомов, оставшихся в потенциале после взаимодействия с пробным полем.

Из полученных результатов видно, что максимум лоренцевского контура сдвинут в голубую область на 2 МГц вследствие взаимодействия атомов с потенциалом локализации. Ширина контура составляет 4.5 МГц при времени взаимодействия атомов с пробным полем 20 мс, что практически совпадает со значением ширины атомного резонанса рубидия (6 МГц). При увеличении времени взаимодействия атомов с пробным полем до 50 мс ширина измеренного контура поглощения увеличилась до 9.1 МГц (при одновременном увеличении относительных потерь).

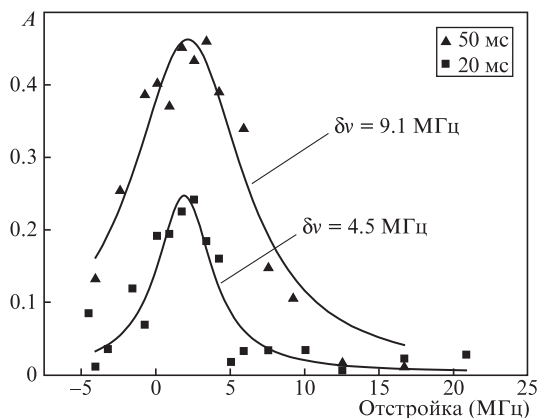


Рис.4. Относительная величина потерь атомов, локализованных в оптической дипольной ловушке, при взаимодействии с пробным полем в зависимости от его частотной отстройки от частоты атомного перехода свободных атомов. Временя взаимодействия атомов с пробным полем – 20 и 50 мс.

Из выражения (6) следует, что  $A$  не может превышать единицы. Это соответствует случаю, когда за счет взаимодействия с пробным полем все атомы, локализованные в оптическом потенциале, покидают его. При этом число атомов, покинувших потенциал, зависит от времени нагрева атомного ансамбля, определяемого временем взаимодействия атомов с пробным полем. При таком подходе в системе должен наблюдаться эффект насыщения, который и приводит к эффективному увеличению измеряемой ширины линии поглощения.

В соответствии с выражением (5) величину относительных потерь можно записать в следующем виде:

$$A = D\tau_p/(mU_0). \quad (7)$$

Из (7) следует, что при фиксированном времени удержания атомов  $t$  величина  $A$  должна линейным образом зависеть от коэффициента импульсной диффузии  $D$  и времени взаимодействия атомов с пробным полем  $\tau_p$ . Для исследования динамики нагрева атомов в оптической дипольной ловушке пробным полем была измерена зависимость относительной величины потерь от времени взаимодействия  $\tau_p$ . Величина  $A$  определялась в максимуме линии поглощения. Экспериментальные данные представлены точками на рис.5. Видно, что с увеличением времени взаимодействия потери растут, а ожидаемая линейная зависимость (в соответствии с выражением (7)) наблюдается только при малых временах взаимодействия (примерно до 30 мс). При временах взаимодействия более 30 мс наблюдается отклонение от линейной зависимости, что может быть связано с невыполнением условий, которые были приняты при выводе выражения (4).

Для анализа экспериментальных данных был проведен компьютерный расчет зависимости величины относительных потерь атомов в ловушке от времени их взаимодействия с пробным полем. Предполагалось, что распределение атомов по энергии является максвелловским:

$$dN = \frac{2\pi N_0}{\sqrt{\pi k_B T}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE, \quad (8)$$

где  $dN$  – число атомов, обладающих кинетической энергией  $E$  при температуре атомного ансамбля  $T$ ;  $k_B$  – постоянная Больцмана.

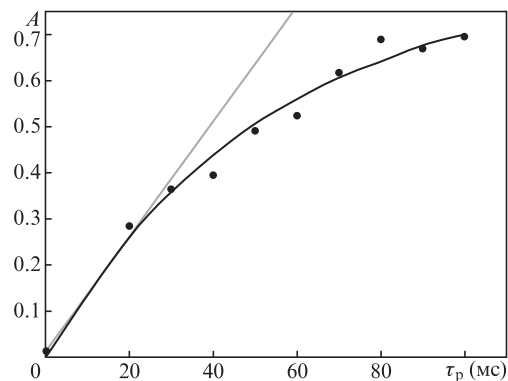


Рис.5. Зависимость относительных потерь в максимуме линии поглощения от времени взаимодействия атомов с пробным излучением (точки – экспериментальные данные, серая кривая – результаты аппроксимации с использованием линейной функции, черная кривая – результат компьютерного расчета с учетом максвелловского распределения атомов по энергиям в оптической дипольной ловушке).

В оптической ловушке могут находиться только те атомы, кинетическая энергия которых меньше глубины потенциала  $U(x, y, z)$ . Таким образом, общее число локализованных атомов можно определить как

$$N = \int \int \int_0^{U(x,y,z)} \frac{2\pi N_0}{\sqrt{\pi k_B T}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE dV. \quad (9)$$

Интегрирование по объему потенциала выполняется с учетом его формы. В случае оптической дипольной ловушки, сформированной сфокусированным лазерным полем, форма потенциала определяется каустикой в фокусе лазерного пучка.

Взаимодействие локализованных атомов с полем пробного излучения приводит к их нагреву. Предположим, что скорость нагрева мала по сравнению со скоростью установления термического равновесия атомного ансамбля. В этом случае можно обосновать нагрев атомов увеличением температуры атомного ансамбля и описать процесс нагрева выражением (8). Тогда общее число атомов, согласно выражению (9), также будет зависеть от времени, что соответствует экспериментальным условиям.

Расчетная кривая на рис.5 получена с использованием выражения (9) в предположении, что температура атомного ансамбля линейно растет с временем:  $T = T_0 + Rt$ , где  $T_0$  – начальная температура атомного ансамбля, а  $R$  – скорость его нагрева. Для проведения расчета начальная температура  $T_0$  была взята из измерения температуры МОЛ и составила 80 мК. Результат аппроксимации экспериментальных данных описанным методом, представленный на рис.5, полностью (в пределах погрешности эксперимента) совпал с измеренными значениями. Скорость нагрева  $R$  оказалась равной  $3.5 \times 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$ . Коэффициент диффузии импульса  $D$  связан с коэффициентом  $R$  следующим выражением ( $dE/dt = k_B dT/dt = D/m$ ):

$$D = Rk_B m. \quad (10)$$

Используя выражение (10), можно оценить коэффициент диффузии импульса для условий нашего эксперимента:  $D = 7 \times 10^{-51} \text{ Дж} \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-1}$ . Эта величина на три порядка меньше той, которую имеем в соответствии с выражением (1):  $3 \times 10^{-48} \text{ Дж} \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-1}$ . Такое различие может быть связано с геометрическим фактором, а именно с различием положений каустик двух пучков: пучка оптической ловушки ( $\lambda = 825 \text{ нм}$ ) и пробного пучка ( $\lambda = 780 \text{ нм}$ ). Это приводит к тому, что в области локализации атомов интенсивность пробного излучения значительно меньше расчетной ( $1.5 \text{ мВт/см}^2$ ).

## 5. Заключение

В работе исследовались спектральные свойства атомов, локализованных в оптической дипольной ловушке. В качестве метода исследований предложен и реализован метод, основанный на спектральной зависимости потерь атомов в ловушке при взаимодействии локализованных атомов с пробным лазерным полем. На созданной экспериментальной установке проведены исследования сдвига и уширения линии поглощения атомов в оптической дипольной ловушке при использовании минимального числа лазерных систем. Разработанная модель механизма потерь

атомов в ловушке из-за их нагрева пробным лазерным полем позволяет описать число атомов в оптической дипольной ловушке в зависимости от времени взаимодействия с полем пробного излучения. Описанный подход и созданная экспериментальная установка могут быть использованы для исследования спектральных свойств атомов, локализованных в импульсной оптической дипольной ловушке [24].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №18-02-00429 (экспериментальные исследования) и №19-29-11004 (аналитический расчет числа локализованных в дипольном потенциале атомов).

1. Frese D., Ueberholz B., Kuhr S., Alt W., Schrader D., Gomer V., Meschede D. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3777. (2000).
2. Grimm R., Weidemuller M., Ovchinnikov Yu.B. *Adv. Atom Mol. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
3. Hinkley N. et al. *Science*, **341**, 1215 (2013).
4. Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Nat. Commun.*, **10**, 1724 (2019).
5. Bloch I., Dalibard J., Nascimbene S. *Nature Phys.*, **8**, 267 (2012).
6. Ашкарин И.Н., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А., Рябцев И.И. *Квантовая электроника*, **49**, 449 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 449 (2019)].
7. Briegel H.J., Calarco T., Jaksch D., Cirac J.I., Zoller P. *J. Mod. Opt.*, **47**, 415 (2000).
8. Barrett M.D., Sauer J.A., Chapman M.S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 010404 (2001).
9. Каган М.Ю., Турлапов А.В. *УФН*, **189**, 225 (2019).
10. Garcia S., Maxein D., Hohmann L., Reichel J., Long R. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 114103 (2013).
11. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *УФН*, **169**, 753 (1999).
12. Sukachev D., Fedorov S., Tolstikhina I., Tregubov D., Kalganova E., Vishnyakova G., Golovizin A., Kolachevsky N., Khabarova K., Sorokin V. *Phys. Rev. A*, **94**, 022512 (2016).
13. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Якшина Е.А., Энтин В.М. *Квантовая электроника*, **49**, 455 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 455 (2019)].
14. Shih C.Y., Chapman M.S. *Phys. Rev. A*, **87**, 063408 (2013).
15. Liu B., Jin G., Sun R., He J., Wang J. *Opt. Express*, **25**, 15861 (2017).
16. Katori H., Takamoto M., Ovsinnikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
17. Dalibard J., Reynaud S., Cohen-Tannoudji C. *Opt. Commun.*, **47**, 395 (1983).
18. Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A., Cable A. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314 (1986).
19. Liu B., Jin G., He J., Wang J. *Phys. Rev. A*, **94**, 013409 (2016).
20. Clarke R.B.M., Graf T., Riis E. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **70**, 695 (2000).
21. Shiddiq M., Ahmed E.M., Havey M.D., Sukenik C.I. *Phys. Rev. A*, **77**, 045401 (2008).
22. Балыкин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **81**, 268 (2005).
23. Yanyushev D.N., Balykin V.I., Vladimirova Yu.V., Zadkov V.N. *Phys. Rev. A*, **87**, 033411 (2013).
24. Aфанасьев А.Е., Мейстерсон А.А., Машко А.М., Мелентьев П.Н., Балыкин В.И. *Appl. Phys. B*, **126**, 26 (2020).
25. Kim J.Y., Lee J.S., Han J.H., Cho D. *J. Korean. Phys. Soc.*, **42**, 483 (2003).
26. Gordon J.P., Ashkin A. *Phys. Rev. A*, **21**, 1060 (1980).
27. Cohen-Tannoudji C., in *Fundamental Systems in Quantum Optics (Les Houches, Session LIII)*. Ed. by J.Dalibard, J.-M.Raimond, J.Zinn-Justin (Elsevier Science Publisher B.V., 1992, pp 1–164).
28. Миногин В.Г., Летохов В.С. *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986).
29. Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Семериков И.А., Сошенко В.В., Трегулов Д.О., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **45**, 482 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 482 (2015)].