

# КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ ЕДИНИЧНОГО ФОТОНА ЧЕРЕЗ СУБВОЛНОВОЕ ОТВЕРСТИЕ ЕДИНИЧНЫМ АТОМОМ

*А. Е. Афанасьев<sup>a\*</sup>, П. Н. Мелентьев<sup>a</sup>, А. А. Кузин<sup>a,b</sup>,  
А. Ю. Калацкий<sup>a,b</sup>, В. И. Балыкин<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> *Институт спектроскопии Российской академии наук  
108840, Троицк, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 20 марта 2017 г.

Представлены результаты исследования локализации и транспорта фотона при помощи нейтрального атома через субволновое отверстие. В основе предложенного и реализованного метода лежит поглощение фотона нейтральным атомом непосредственно перед субволновым отверстием, пролет атома через отверстие и испускание фотона с другой стороны экрана. Проведена оценка влияния взаимодействия пролетающего через субволновой канал возбужденного атома с материалом экрана. Эта оценка показала, что для отверстий с диаметром менее 200 нм возможно тушение возбуждения атома, что влияет на эффективность процесса транспорта фотона.

DOI: 10.7868/S0044451017080000

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективная пространственная локализация электромагнитного излучения является важной фундаментальной и прикладной проблемой. С фундаментальной точки зрения пространственная локализация света интересна для изучения волновой природы излучения. С технической точки зрения локализация необходима для преодоления дифракционного предела и повышения пространственного разрешения оптических приборов. Вопросы пространственной локализации излучения тесно связаны с проблемой передачи информации с использованием электромагнитного излучения. Канал связи, по которому передается информация, должен обладать не только высокой пропускной способностью, но и минимальными геометрическими размерами.

Для количественного сравнения разных подходов локализации излучения и передачи информации можно ввести коэффициент эффективности локализации  $Eff$ , который будет определяться отношением длины области локализации  $l$  энергии, являю-

щейся расстоянием, на которое передается информация, к поперечному размеру  $d$  локализации, что определяет минимальные размеры требуемых элементов:

$$Eff = \frac{l}{d}. \quad (1)$$

Чем больше данный коэффициент, тем на большие расстояния возможна передача информации при минимальных поперечных размерах информационного канала. Рисунок 1 иллюстрирует существующие подходы к локализации излучения и передаче информации (энергии) в пространстве. Наиболее очевидным и простым способом локализации излучения в пространстве является использование отверстия в непрозрачном экране. Современной версией такого подхода является использование лазерного луча, поперечное пространственное распределение которого сформировано в оптическом резонаторе. Достижимая пространственная локализация энергии лежит в микрометровом диапазоне. Однако в этом случае степень локализации энергии в пространстве ограничена дифракционными потерями. Оптическое излучение может быть остро сфокусировано в пятно с характерными размерами  $w_0 = f\lambda/\pi w$ , где  $f$  — фокусное расстояние линзы,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $w$  — размер излучения на линзе. При этом продольный размер

\* E-mail: afanasiev.isan@gmail.com

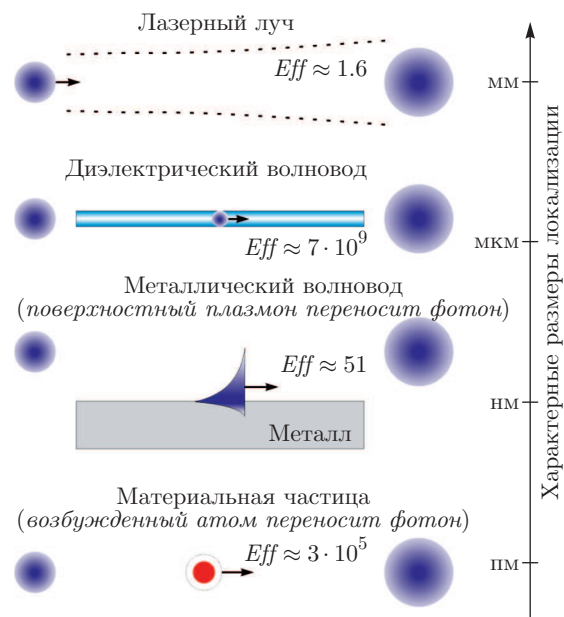


Рис. 1. Существующие подходы к пространственной локализации излучения

области фокусировки мал и определяется рэлеевской длиной  $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ , а коэффициент эффективности определяется выражением  $Eff = \pi w_0 / \lambda$ . В предельном случае острой фокусировки ( $w_0 \approx \lambda / 2$ ) для коэффициента эффективности получаем значение  $Eff \approx 1.6$ .

Наиболее широко используемым методом пространственной локализации излучения и передачи его на большие расстояния является локализация в оптическом волокне. Диаметр локализации в одномодовом волокне определяется размером его сердцевины  $d$  и составляет значение порядка  $d \approx 8$  мкм. В инфракрасном диапазоне поглощение оптических волокон мало и возможна многокилометровая длина распространения излучения. Введенный нами параметр эффективности (1) в этом случае определяется характерной длиной, на которой энергия затухает в  $e$  раз к диаметру сердцевины волокна и равен  $Eff \approx 7 \cdot 10^9$ .

При переходе к субволновому отверстию пространственная локализация существенно возрастает, однако, как было впервые показано в работе Бете [1], эффективность переноса излучения через такое субволновое отверстие быстро уменьшается при длинах волн, превышающих радиус, по закону  $(r/\lambda)^4$ , где  $r$  — радиус отверстия,  $\lambda$  — длина волны. На практике субволновое отверстие создается в экране конечной толщины, что дополнительно уменьшает эффективность пропускания [2–5]. Эффективность

пропускания такого отверстия может быть увеличена с использованием фотонных кристаллов [6] путем расположения отверстия в поле оптического тамбовского состояния, формируемого внутри микрорезонатора [7]. В таком подходе удастся достичь увеличения эффективности на один порядок [8].

Открытие экстраординарного пропускания света через субволновое отверстие в металлическом экране конечной толщины и конечной проводимости [9] возобновило интерес к исследованиям по пропусканию света через субволновые отверстия. Результаты этих исследований находились в противоречии со стандартной теорией дифракции. Последующие исследования [10–13] показали, что центральная роль в эффекте экстраординарного пропускания света принадлежит поверхностным волнам, таким как поверхностные плазмоны, являющиеся электромагнитными волнами на металлической поверхности, локализованными в результате их взаимодействия со свободными электронами металла. В настоящее время этот метод рассматривается как наиболее перспективный для локализации и транспортировки электромагнитной энергии [14]. В этом случае локализация излучения осуществляется на нанометровой пространственной шкале. Для излучения оптического диапазона и серебряной металлической поверхности локализация световой волны составляет порядка сотни нанометров [15]. Металлические нановолокна позволяют достигнуть пространственной локализации в несколько десятков нанометров. Однако при этом длина распространения плазмонной волны не превышает нескольких микрон. В этом случае коэффициент эффективности  $Eff \approx 51$ .

В данной работе мы предлагаем новый подход к пространственной локализации энергии излучения и ее эффективного транспорта. Нами предлагается использовать для локализации и транспорта излучения материальные частицы, а именно нейтральные атомы. Размер локализации энергии световой волны в этом подходе может быть уменьшен до атомных размеров. При этом, как будет показано ниже, движение атома в пространстве позволяет переносить локализованную энергию на значительные расстояния. В экспериментально реализованной нами схеме это расстояние составляет величину порядка 150 мкм и ограничено временем жизни атома в возбужденном состоянии. В этом случае коэффициент эффективности (1)  $Eff \approx 3 \cdot 10^5$ , что значительно больше, чем в случае использования лазерного излучения в свободном пространстве и при использовании плазмонов. При этом существует потенциал

для увеличения коэффициента эффективности до значения, достижимого в оптическом волокне, при использовании метастабильных состояний атомов.

## 2. ОСНОВНАЯ ИДЕЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ И ТРАНСПОРТА ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОМ

Основная идея локализации и транспорта единичного фотона с помощью атома иллюстрируется на рис. 2. Движущийся атом поглощает фотон лазерного излучения. При этом происходит редукция волнового пакета единичного фотона и в результате локализация электромагнитной энергии на атомном масштабе, что существенно меньше длины волны излучения. При этом расстояние  $l$ , на которое атом может перенести энергию фотона, определяется временем жизни возбужденного состояния. Это расстояние зависит от скорости атома  $v$  и времени жизни атома  $\tau$  в возбужденном состоянии,  $l = v\tau$ , и может достигать десятков миллиметров при использовании метастабильных состояний атомов со временем жизни  $\tau \approx 100$  мкс и при тепловых скоростях  $v \approx 300$  м/с.

При классическом рассмотрении пространственная локализация энергии фотона атомом определяется физическим размером атома. При строгом квантовомеханическом рассмотрении необходимо учитывать волновые свойства материальной частицы, которые и будут определять размер пространственной локализации энергии фотона.

Для материальных частиц, так же как и в случае электромагнитных волн, вероятность прохождения атомной частицы через субволновое отверстие

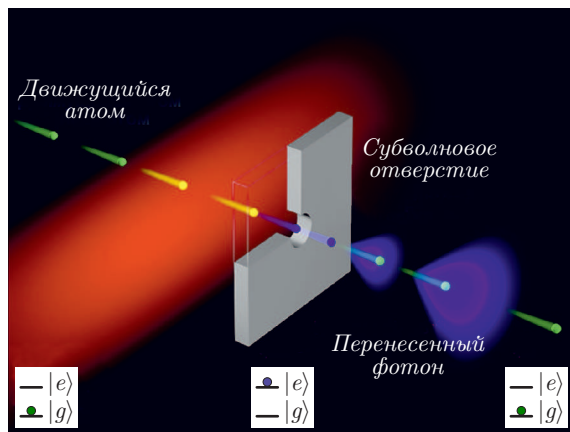


Рис. 2. Основная идея локализации единичного фотона с помощью атома и его транспорта через субволновое отверстие

уменьшается, если длина волны де Бройля приближается к размеру отверстия. Вероятность прохождения атома через отверстие значительно меньше диаметра, чем длина волны де Бройля атома, пренебрежимо мала. Например, для холодных атомов с температурой порядка 1 мК и, соответственно, имеющих де-бройлевскую длину волны порядка 1 мкм, вероятность прохождения атома через отверстие размером порядка доли микрона пренебрежимо мала, хотя атом (при классическом рассмотрении) существенно меньше размера отверстия. Для атомов с тепловой скоростью характерные величины соответствующих длин волн де Бройля находятся в субнанометровом диапазоне и при выборе диаметра отверстий вплоть до нескольких десятков нанометров волновая природа атома не играет существенной роли.

Как будет показано ниже, выбором размера отверстия, скорости атома и длины волны возбуждения атома можно обеспечить эффективный транспорт фотона через субволновое отверстие. Следует отметить, что существует ряд ограничений на экспериментальную реализацию транспорта фотона, возникающих из-за взаимодействия возбужденного атома с поверхностью экрана отверстия, которые будут рассмотрены ниже.

Экспериментальную демонстрацию локализации энергии фотона атомом и ее транспорт возможно осуществить в схеме пролета атома через субволновое отверстие, как это показано на рис. 2. Если время жизни атома существенно больше, чем характерное время пролета через отверстие (в реальном эксперименте это канал), то процесс перехода атома из возбужденного состояния в основное состояние с испусканием фотона может при определенных условиях произойти по другую сторону экрана, что и означает локализацию и транспорт энергии фотона.

Сравним эффективность переноса фотона атомом через субволновое отверстие с эффективностью прохождения «свободного фотона» лазерного луча, падающего на отверстие. В работе [16] было показано, что отношение вероятности  $P_{atom}$  прохождения фотона с длиной волны  $\lambda$  через субволновое отверстие радиусом  $r$  с участием атома к вероятности  $P_{hole}$  прохождения фотона без атома определяется сечением рассеяния фотона отверстием  $\sigma_{hole}$  и сечением возбуждения атома  $\sigma_{atom}$  и составляет величину

$$\zeta = \frac{P_{atom}}{P_{hole}} \sim \frac{\sigma_{atom}}{\sigma_{hole}} \sim \left(\frac{\lambda}{r}\right)^6. \quad (2)$$

При длине волны излучения  $\lambda = 800$  нм и радиусе отверстия  $r = 50$  нм отношение вероятностей переноса  $\zeta$  фотона составляет величину  $\zeta \approx 2 \cdot 10^4$ . Таким образом, эффективность переноса фотона атомом может быть на много порядков больше по сравнению с вероятностью прохождения «свободного фотона» через нанотверстие. Такая высокая эффективность переноса фотона обусловлена редукцией волнового пакета единичного фотона за счет его поглощения атомом и, соответственно, его локализации в объеме с характерными размерами много меньше как длины волны излучения, так и размеров субволнового отверстия. В единичном акте переноса фотона происходит преобразование однофотонного одномодового волнового пакета лазерного света в однофотонный многомодовый волновой пакет в свободном пространстве. Поскольку процесс излучения атома после пролета через субволновое отверстие носит спонтанный характер, поглощенный и испущенный фотоны нельзя считать идентичными. В рассматриваемом процессе атом переносит только энергию единичного фотона.

Отношение вероятностей (2) получено в идеализированном случае взаимодействия единичного атома, расположенного вблизи субволнового отверстия, с единичным фотоном, находящимся в резонансе с определенной модой лазерного излучения. В реальном эксперименте вероятность возбуждения единичного атома единичным фотоном крайне мала даже при условии фокусировки излучения в пятно размером меньше сечения поглощения атома  $\sigma_{atom}$  [17]. Отметим, что увеличение эффективности возбуждения атома возможно при использовании светового импульса, идентичного световому импульсу испущенного атомом спонтанного фотона [18], что представляется крайне сложным при возбуждении атомов в тепловом пучке.

Помимо перечисленных выше физических ограничений на экспериментальную реализацию фотонного транспорта атомом возникают также технические ограничения, такие как а) фоновое лазерное излучение при регистрации пролета атома, б) излучение от возбужденных атомов перед экраном и некоторые другие, рассмотренные ниже.

### 3. ВЫБОР АТОМА И СХЕМЫ ЕГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Одним из основных параметров, определяющих длину переноса фотона атомом, является время жизни атома в возбужденном состоянии. В данном

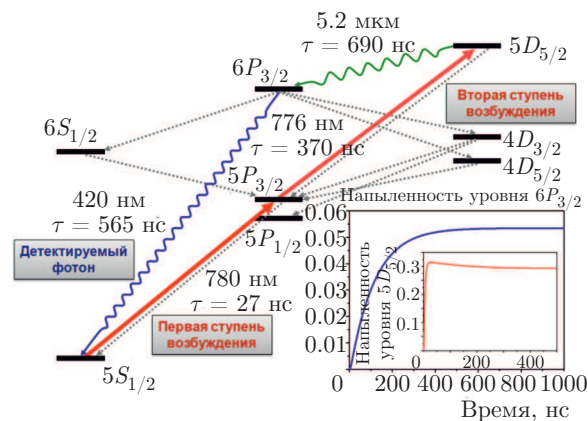


Рис. 3. (В цвете онлайн) Схема уровней атома Rb. Красными стрелками показаны переходы для возбуждения атома в долгоживущее состояние  $5D_{5/2}$ ; зеленой стрелкой — распад состояния  $5D_{5/2}$  в состояние  $6P_{3/2}$ , из которого атом переходит в основное состояние с испусканием голубого фотона на длине волны 420 нм. На вставке представлена временная зависимость населенности состояний  $5D_{5/2}$  и  $6P_{3/2}$  при включении возбуждающего лазерного поля

эксперименте использовались атомы Rb. Рассмотрим схему уровней атома Rb (рис. 3) с точки зрения оптимального выбора энергетического состояния для экспериментальной реализации транспорта фотона атомом. При использовании теплового атомного пучка и перехода  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  на длине волны 780 нм с временем жизни возбужденного состояния  $5P_{3/2}$ , равного 27 нс, ожидаемая длина переноса составляет величину порядка 8 мкм. Экспериментальная реализация переноса фотона с такой короткой длиной трудно осуществима и необходимо использовать более долгоживущие уровни атома.

Более подходящим с точки зрения увеличения длины переноса фотона атомом является состояние  $5D_{5/2}$  с временем жизни 240 нс. Возбуждение атома в состояние  $5D_{5/2}$  можно осуществить по двухступенчатой схеме [19]: первая ступень — на переходе  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ , с использованием лазерного излучения на длине волны 780 нм; вторая ступень — на переходе  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ , с использованием лазерного излучения на длине волны 776 нм. Как видно из диаграммы уровней атома, состояние  $5D_{5/2}$  обладает несколькими каналами распада. В канале распада по схеме  $5D_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$  испускается голубой фотон на длине волны 420 нм и детектирование транспорта фотона целесообразно проводить на этой длине волны. В этом случае значительное различие в длинах волн возбуждения (780 нм, 776 нм) и флуоресценции (420 нм) позволяет подавить (с использованием оптических фильтров) фоновое световое излучение от возбуждающих лазерных полей,

которое частично проходит через субволновое отверстие.

Для анализа процесса возбуждения атома в состояние  $6P_{3/2}$  и последующих спонтанных переходов из возбужденного состояния в основное проводился расчет временной динамики населенностей атомных состояний под воздействием двухчастотного лазерного поля. Данный расчет проводился как в рамках квантовомеханического подхода, основанного на матрице плотности, так и при квазиклассическом рассмотрении с использованием скоростных уравнений. Оба подхода дали сравнимые результаты по динамике заселенности состояний  $5S_{1/2}$ ,  $5P_{3/2}$ ,  $5D_{5/2}$  и  $6P_{3/2}$ . Расчеты показали, что при больших параметрах насыщения обоих переходов ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  и  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ ) возможно достижение эффективного возбуждения атомов в состояние  $5D_{5/2}$  [20].

Приведем результаты динамики изменения населенностей уровней атомов рубидия на основе решения скоростных уравнений. Скоростные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{5S}(t) &= A_{6P5S}n_{6P}(t) + (A_{5P} + B_{5P5S}W_{780}) \times \\ &\quad \times n_{5P}(t) - B_{5S5P}W_{780}n_{5S}(t), \\ \dot{n}_{5P}(t) &= B_{5S5P}W_{780}n_{5S}(t) - \\ &\quad - B_{5P5D}W_{776}n_{5P}(t) + \\ &\quad + (A_{5D5P} + B_{5D5P}W_{776})n_{5D}(t) - \\ &\quad - (A_{5P} + B_{5P5S}W_{780})n_{5P}(t), \\ \dot{n}_{5D}(t) &= B_{5P5D}W_{776}n_{5P}(t) - \\ &\quad - (A_{5D} + B_{5D5P}W_{776})n_{5D}(t), \\ \dot{n}_{6P}(t) &= A_{5D6P}n_{5D}(t) - A_{6P}n_{6P}(t), \\ \dot{n}_{4D}(t) &= A_{6P4D}n_{6P}(t) - A_{4D}n_{4D}(t), \\ \dot{n}_{6S}(t) &= A_{6P6S}n_{6P}(t) - A_{6S}n_{6S}(t), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $n_{5S}$ ,  $n_{5P}$ ,  $n_{5D}$ ,  $n_{6P}$ ,  $n_{4D}$  и  $n_{6S}$  — населенности соответствующих уровней;  $A$  и  $B$  — коэффициенты Эйнштейна скоростей спонтанных и вынужденных переходов между соответствующими уровнями;  $W_{780}$  и  $W_{776}$  — плотности электромагнитного поля на длине волны соответственно 780 нм и 776 нм. На вставке рис. 3 показана динамика населенности атомных состояний  $6P_{3/2}$  и  $5D_{5/2}$  при включении возбуждающего лазерного поля, полученная из численного решения скоростных уравнений при значениях лазерных интенсивностей возбуждающего излучения, используемых в эксперименте (приведены ниже). Расчет показал, что атом из состояния  $5D_{5/2}$  переходит в состояние  $6P_{3/2}$  с вероятностью 35%, откуда переходит в основное состояние  $5S_{1/2}$  с вероятностью 31% с испусканием фотона на длине волны 420 нм [21, 22]. Из расчета следует, что вре-

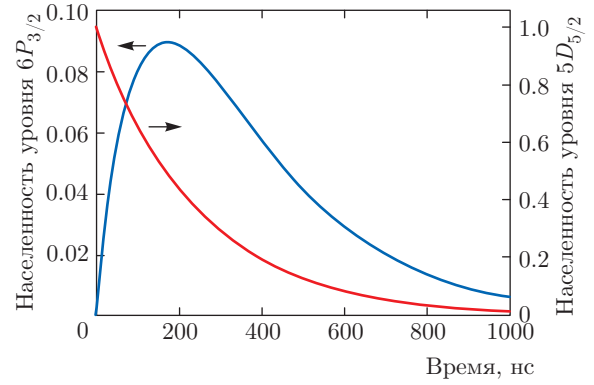


Рис. 4. (В цвете онлайн) Населенности уровней  $5D_{5/2}$  (красная кривая) и  $6P_{3/2}$  (синяя кривая) атома Rb в зависимости от времени при распаде из состояния  $5D_{5/2}$ . Распад по каналу  $5D_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$  с испусканием фотона на длине волны 420 нм происходит с характерным временем порядка 500 нс

мя возбуждения атома в состояние  $5D_{5/2}$  приблизительно равно  $\tau_1 \approx 50$  нс. Это время накладывает ограничение на минимальный размер зоны возбуждения перед экраном, который должен быть не менее  $l = v\tau_1 \approx 15$  мкм.

Решение скоростных уравнений с начальными условиями  $n_{5S}(t=0) = 0$ ,  $n_{5P}(t=0) = 0$ ,  $n_{5D}(t=0) = 1$ ,  $n_{6P}(t=0) = 0$ ,  $n_{4D}(t=0) = 0$  и  $n_{6S}(t=0) = 0$  позволило определить время излучения фотона на длине волны 420 нм при переходе  $6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ . Результаты данного расчета приведены на рис. 4. Распад состояния  $5D_{5/2}$  по каналу  $5D_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$  с испусканием фотона на длине волны 420 нм происходит с характерным временем 500 нс. Такое большое время жизни позволяет атому перенести энергию фотона на расстояние порядка 150 мкм. Эта величина достаточна как для обеспечения пролета атома в возбужденном состоянии через субволновое отверстие в экране, так и для реализации эффективной схемы лазерного возбуждения атома в состояние  $5D_{5/2}$  перед экраном. Отметим, что учет эффективности возбуждения атома в состояние  $5D_{5/2}$  показывает, что только 2% всех атомов, пролетающих зону возбуждения, излучают голубой фотон на длине волны 420 нм. Эта величина ограничивает эффективность переноса фотона атомом в данной схеме.

Важным параметром эффективности транспорта фотона атомом является отношение количества фотонов, перенесенных атомами, к количеству фотонов, прошедших через субволновое отверстие без участия атомов. Для определения эффективности

оценим количество фотонов, которое может перенести через единичное субволновое отверстие поток возбужденных атомов. На единичное отверстие площади  $S$  в единицу времени падает количество атомов  $N^{atoms} = FS$ , где  $F$  — поток атомов. Каждый атом способен перенести не более одного фотона, и количество перенесенных атомами фотонов  $N_{atom}^{photons}$  будет составлять величину

$$N_{atom}^{photons} = \eta N^{atoms} = \eta FS, \quad (4)$$

где  $\eta$  — эффективность переноса фотона. Параметр  $\eta$  определяется как эффективностью возбуждения атома перед экраном, так и вероятностями релаксации возбуждения атома по всем возможным каналам распада. В случае двухуровневого атома предельное значение параметра  $\eta = 1$  возникает при достижении инверсной населенности. В случае использования атома Rb, возбужденного в состоянии  $5D_{5/2}$ , данный коэффициент равен 2%.

Для экспериментальной реализации процесса переноса фотонов атомами удобно использовать поток тепловых атомов, падающих на экран с субволновыми отверстиями. Максимальный поток атомов в эффузионном пучке составляет  $F \approx 10^{14}$  ат./( $c \cdot \text{см}^2$ ). При таком потоке атомов и радиусе отверстия, равном 50 нм, максимально возможное число перенесенных фотонов составляет чрезвычайно малую величину  $N_{atom}^{photons} = 7.9 \cdot 10^3$  фотонов/с.

Для эффективного возбуждения атомов необходимо использовать интенсивность лазерного излучения, равную интенсивности насыщения атомного перехода. Рассмотрим взаимодействие атома с электромагнитным излучением. Вероятность заселения возбужденного уровня в стационарном состоянии равна

$$\rho_{ee} = \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}}. \quad (5)$$

При условии отсутствия каналов релаксации возбужденного состояния, вызванных взаимодействием с поверхностью экрана, при взаимодействии атома с излучением, настроенным в резонанс ( $\Delta = 0$ ), и при интенсивности, равной интенсивности насыщения атомного перехода, коэффициент  $\eta = \rho_{ee} = 0.25$ .

Через отверстие также проходят фотоны лазерного излучения, которое используется для возбуждения атома. Рассмотрим случай возбуждения атомов лазерным полем при его нормальном падении на поверхность экрана с субволновым отверстием. В этом случае, в соответствии с теорией Бете, количество фотонов, прошедших через отверстие, определяется выражением

$$N_{hole}^{photons} = \frac{I\sigma_{hole}}{\hbar\omega}, \quad (6)$$

где по теории Бете

$$\sigma_{hole} = \frac{1024\pi^3 r^6}{27\lambda^4}. \quad (7)$$

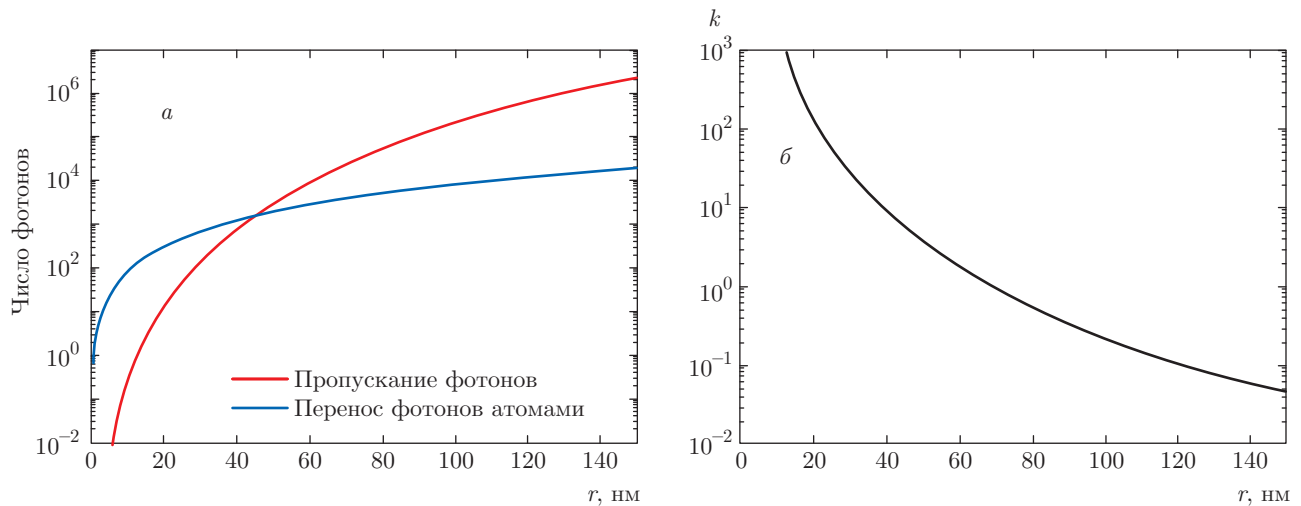
Определим отношение числа фотонов, перенесенных атомами, к количеству фотонов, прошедших через субволновое отверстие без их участия, при интенсивности излучения  $I = I_{sat}$ . Для оценки используем для интенсивности насыщения выражение  $I_{sat} = \hbar\omega\Gamma/2\sigma_{atom}$ , где сечение резонансного поглощения атома  $\sigma_{atom} = 3\lambda^2/2\pi$ . Используя выражения (4)–(6), получаем

$$k = \frac{N_{atom}^{photons}}{N_{hole}^{photons}} = \frac{\eta FS}{I_{sat}\sigma_{hole}/\hbar\omega} = \frac{1}{2} \frac{F\pi r^2\sigma_{atom}}{\Gamma\sigma_{hole}} = \frac{81}{4096} \frac{F}{\Gamma\pi^3} \frac{\lambda^6}{r^4}. \quad (8)$$

На рис. 5а представлен график зависимости количества перенесенных атомами фотонов, рассчитанного по формуле (4), и количества фотонов, прошедших через отверстие без атома (формула (6)), от радиуса отверстий. Для потока атомов использовалось значение  $F = 10^{14}$  ат./( $c \cdot \text{см}^2$ ). На графике также представлена зависимость коэффициента  $k$  (рис. 5б), полученная из выражения (8). Расчет проводился для параметров излучения:  $\lambda = 780$  нм,  $I_{sat} = 1.6$  мВт/ $\text{см}^2$  и  $\Gamma = 2\pi \cdot 6$  МГц, соответствующих параметрам  $D2$  линии атома рубидия. Из представленных результатов расчета видно, что эффективность переноса фотона атомом сильно зависит от размеров субволнового отверстия. Значительный выигрыш в эффективности можно получить только для отверстий с  $r < 40$  нм.

Причина столь низкой эффективности переноса атомом фотона в реальных экспериментальных условиях заключается в сильном различии значений потоков атомов и фотонов, падающих на экран. Увеличение потока атомов приводит к увеличению эффективности. Однако увеличение потока атомов является отдельной сложной технологической задачей.

Из приведенных выше оценок следует, что для демонстрации эффекта переноса фотона атомом через субволновое отверстие использование возбуждающего излучения, падающего нормально к поверхности экрана, приводит к значительному паразитному сигналу. Поэтому использование для возбуждения атома излучения, распространяющегося параллельно плоскости экрана, является более пред-



**Рис. 5.** (В цвете онлайн) К эффективности переноса фотонов атомами через субволновое отверстие: *а*) количество перенесенных атомами фотонов (синяя кривая) и количество фотонов, прошедших через субволновое отверстие без участия атомов (красная кривая); *б*) отношение числа фотонов, перенесенных атомами, к числу фотонов, прошедших без участия атомов, рассчитанное по формуле (8)

почтительным. В этом случае  $\sigma_{hole} \rightarrow 0$  и, в соответствии с зависимостью (8), коэффициент  $k \rightarrow \infty$ , что позволяет осуществлять эффективный транспорт фотона с использованием атома через отверстие любого диаметра.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ФОТОНА АТОМОМ

Демонстрация эффекта переноса фотона атомом через субволновое отверстие с использованием возбужденного состояния атома была проведена в схеме, показанной на рис. 2. В вакуумной камере атомный пучок Rb под прямым углом пересекал возбуждающее лазерное поле. Поток атомов рубидия формировался из атомной пушки набором диафрагм. При температуре источника атомов  $140^\circ\text{C}$  интенсивность атомного пучка составляла величину  $F = 2 \cdot 10^{13}$  ат. · с/см<sup>2</sup>. Возбуждение атомов осуществлялось непосредственно перед экраном с использованием двухкаскадной схемы возбуждения (рис. 3): атом Rb из основного состояния  $5S_{1/2}$  возбуждался через промежуточное возбужденное  $5P_{3/2}$  в состояние  $5D_{5/2}$  ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ ). Для этого использовались два диодных лазера, один из них — лазер на длине волны 780 нм для возбуждения атомов на переходе  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ . Этот лазер стабилизировался по частоте с использованием спектроскопии насыщенного поглощения во внешней ячейке с пара-

ми атомов рубидия. Второй лазер на длине волны 776 нм использовался для возбуждения атомов на переходе  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . Стабилизация частоты излучения второго лазера осуществлялась с помощью высокочастотного эталона Фабри – Перо. Измерение и контроль длин волн лазеров и настройка их частот излучения проводилась с использованием системы прецизионного измерения длины волны лазерного излучения ( $\lambda$ -метр). Размер области лазерного возбуждения атома составлял величину 90 мкм. После возбуждения атома в состояние  $5D_{5/2}$  атом переходил в основное состояние  $5S_{1/2}$  с испусканием спонтанного фотона на длине волны 420 нм, который детектировался с использованием лавинного фотодиода или двумерной CCD-камерой.

Вначале были проведены предварительные измерения динамики возбуждения атома и его последующего девозбуждения за счет испускания спонтанных фотонов без экрана с отверстием (рис. 6). Для этого возбуждение атомов проводилось импульсным полем длительностью 300 нс, которое формировалось при использовании акустооптической модуляции (АОМ) лазера на длине волны 780 нм. Регистрировался сигнал флуоресценции от атомов на длине волны 420 нм при разных временных задержках относительно возбуждающего импульса (рис. 7а).

На рис. 7б представлена зависимость сигнала флуоресценции атомов от временной задержки их возбуждения. Измерения были проведены для атомов, свободно движущихся в вакуумной камере, и

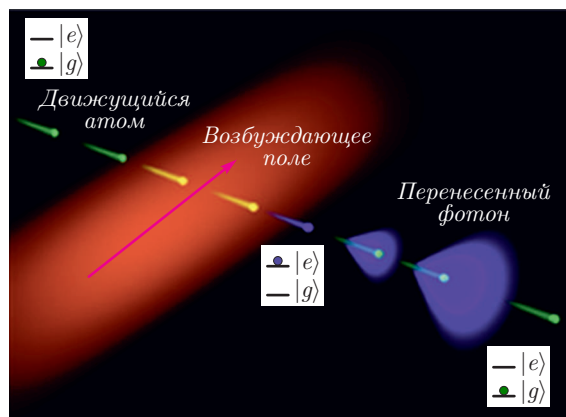


Рис. 6. Схема эксперимента по исследованию пространственного переноса энергии фотона возбужденным атомом в свободном пространстве

для атомов, которые после взаимодействия с лазерным полем сталкивались с поверхностью. Столкновение с поверхностью возбужденных атомов позволяло определить вероятность девозбуждения атома при его столкновении с поверхностью. Для этого использовалась поверхность стеклянной подложки с напыленным слоем хрома толщиной 20 нм, расположенной перпендикулярно к оси распространения атомного пучка. Расстояние от возбуждающего лазерного луча до поверхности равно 100 мкм.

Из представленных графиков видно, что максимум сигнала флуоресценции сдвинут относительно импульса возбуждающего поля на величину приблизительно 200 нс. Это связано с задержкой в заселенности состояния  $6P_{3/2}$  атома. Форма сигнала флуоресценции в свободном пространстве повторяет расчетную зависимость, представленную на рис. 4.

Для случая атома, движущегося к поверхности и возбужденного перед ней, временная динамика его флуоресценции иная, поскольку происходит девозбуждение атома при его столкновении с поверхностью подложки. Это проявляется в зависимости сигнала флуоресценции от времени задержки (рис. 7) — наблюдается обеднение сигнала при больших временах.

Для визуализации процесса транспорта энергии атомом в пространстве была исследована пространственная зависимость флуоресценции. Для этого в эксперименте использовалась двумерная CCD-камера, на матрицу которой с помощью объектива с высокой числовой апертурой отображались область возбуждения и область релаксации атомов. На рис. 8 представлены результаты эксперимента и численного расчета пространственного распреде-

ния флуоресценции от движущегося атома на длине волны 420 нм. Видно (рис. 8б), что область флуоресценции сдвинута относительно области возбуждения, что объясняется задержкой в формировании населенности на уровне  $6P_{3/2}$  (см. рис. 3, 7б). Также на рисунке видно экспоненциально затухающее крыло флуоресценции. Затухание происходит на характерном масштабе 150 мкм, что совпадает с ранее рассчитанной длиной переноса фотона, определяемой динамикой распада атома из возбужденного состояния.

На рис. 8а представлены результаты численных расчетов с использованием скоростных уравнений динамики состояния  $6P_{3/2}$  при пролете атомов через зону возбуждения (показана пунктиром) размером 90 мкм. При расчете учитывалось максвелловское распределение атомов по скоростям. Теоретически рассчитанные кривые полностью совпадают с результатами измерений.

### 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭНЕРГИИ ФОТОНА АТОМОМ

Для экспериментальной демонстрации пространственной локализации энергии фотона атомом проводились исследования по пролету возбужденного атома через наноотверстия различного диаметра. Схема эксперимента показана на рис. 2. Атом движется в сторону экрана с наноотверстием и поглощает фотон лазерного излучения непосредственно перед экраном. Если время жизни атома существенно больше, чем характерное время пролета атома через отверстие (в реальном эксперименте — канал), то переход атома из возбужденного состояния в основное состояние с испусканием фотона, может произойти по другую сторону экрана, что и означает перенос энергии фотона через наноотверстие. Регистрация фотона от атома по другую сторону экрана будет свидетельствовать о локализации энергии поглощенного фотона атомом в поперечный размер, меньший размера отверстия.

В работе [16] впервые был предложен и продемонстрирован перенос энергии фотона возбужденным атомом через наноотверстие и было показано, что в таком процессе действительно происходит пространственная локализация излучения на атомных масштабах.

Как уже отмечалось, одним из основных параметров, определяющих как эффективность процесса переноса фотона атомом через субволновое от-



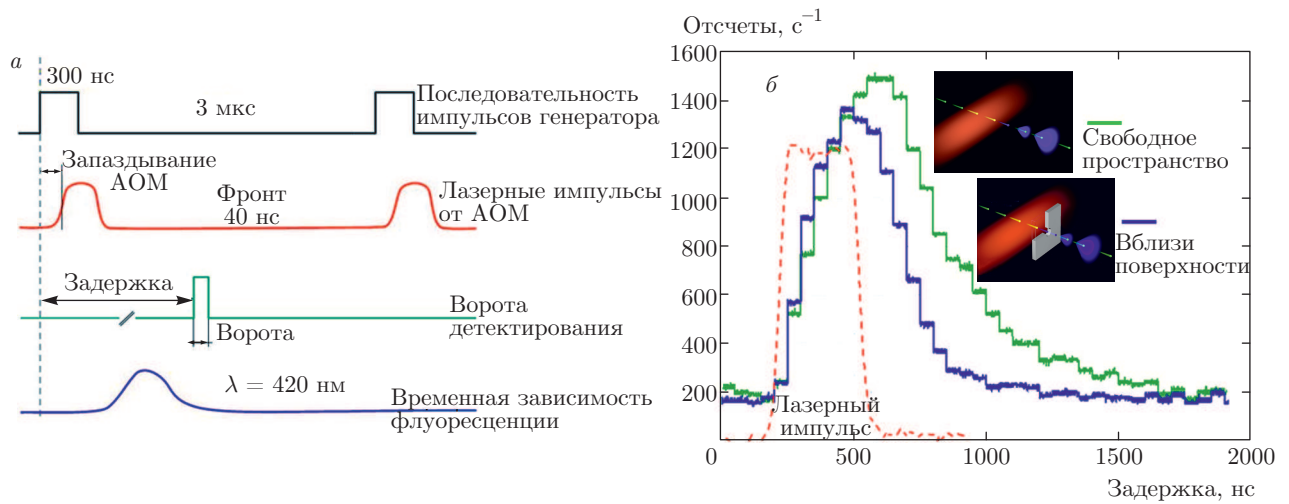


Рис. 7. Временное распределение сигнала флуоресценции при импульсном возбуждении пролетающих атомов: а) временная последовательность возбуждения–зондирования; б) временное распределение сигнала флуоресценции при возбуждении в свободном пространстве и вблизи поверхности

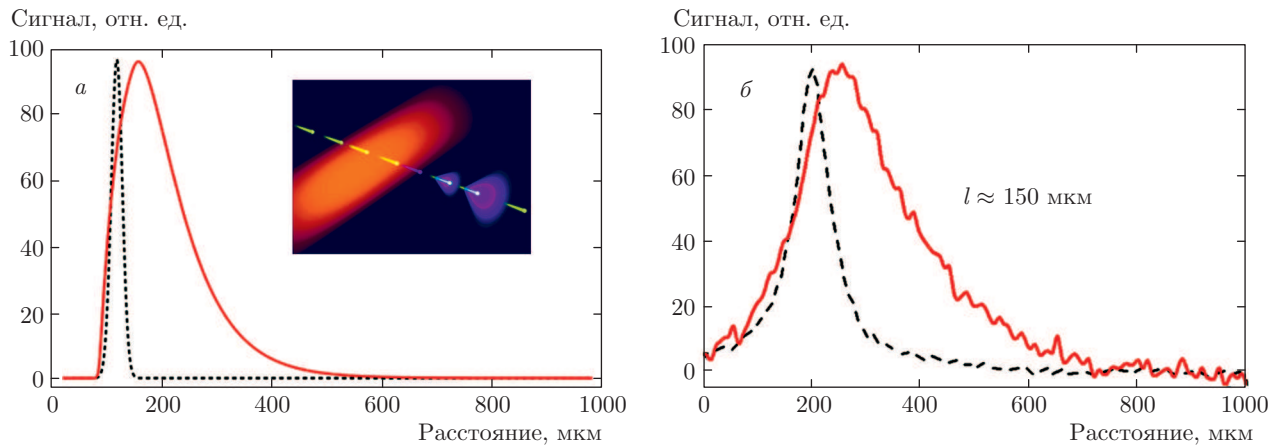


Рис. 8. Пространственное распределение сигнала флуоресценции на длине волны 420 нм при пролете атомов через область возбуждения шириной 90 мкм: а) теоретически рассчитанная кривая; б) экспериментально измеренная кривая. Пунктиром показана область лазерного возбуждения атома

верстие, так и возможность ее экспериментальной реализации, является время жизни атома в возбужденном состоянии. Время жизни  $\tau$  атома в возбужденном состоянии должно превышать время пролета атомом канала субволнового отверстия в экране конечной толщины ( $\tau > h/v$ , где  $h$  — толщина экрана,  $v$  — средняя скорость атомов в тепловом пучке). Увеличение времени жизни атома в возбужденном состоянии увеличивает также расстояние, на которое атом способен перенести фотон и уменьшает вероятность распада этого состояния перед экраном, что, в свою очередь, уменьшает количество излученных спонтанных фотонов перед экраном. Такие

фотоны могут (без участия атомов) проходить через наноотверстия и определяют фоновый сигнал при измерении транспорта фотона атомом. Количество фоновых фотонов  $N_{bkg}$  зависит как от времени жизни атома в возбужденном состоянии, так и от размеров области возбуждения  $l$  перед экраном и составляет величину  $N_{bkg} \sim l/v\tau$ . Из этого выражения следует, что при конечном размере области возбуждения атома (который определяется необходимым условием высокой эффективности возбуждения атома) уменьшение времени жизни приводит к увеличению переизлученных атомом фотонов перед экраном, которые, в свою очередь, и определяют

фоновый сигнал.

В эксперименте демонстрация локализации энергии фотона посредством переноса фотона атомом через отверстие была реализована с матрицей субволновых отверстий различного диаметра, созданных в непрозрачном экране. Для создания матрицы отверстий использовалась тонкая мембрана из  $\text{SiO}_2$  (толщиной 40 нм), на поверхность которой наносилась тонкая металлическая пленка серебра. Субволновые отверстия в экране «металлическая пленка + мембрана» создавались остро сфокусированным пучком ионов  $\text{Ga}^+$ . Ионный пучок позволял создавать сквозные отверстия диаметром от 55 нм до 6 мкм. Процесс создания экрана с наноотверстиями состоял из следующих этапов: 1) на мембрану  $\text{SiO}_2$  наносилась тонкая пленка серебра (20 нм), необходимая при изготовлении отверстий ионным пучком; 2) после создания массива субволновых отверстий для увеличения оптической плотности экрана проводилось дополнительное напыление пленки серебра толщиной 190 нм. Общая толщина экрана составляла величину 250 нм. Нами были созданы массивы сквозных отверстий со следующими параметрами: а) массив отверстий с диаметром  $d = 175$  нм и периодом  $T = 1.6$  мкм; б)  $d = 260$  нм,  $T = 2$  мкм; в)  $d = 400$  нм,  $T = 2$  мкм; г)  $d = 480$  нм,  $T = 2.5$  мкм; д)  $d = 540$  нм,  $T = 2.5$  мкм.

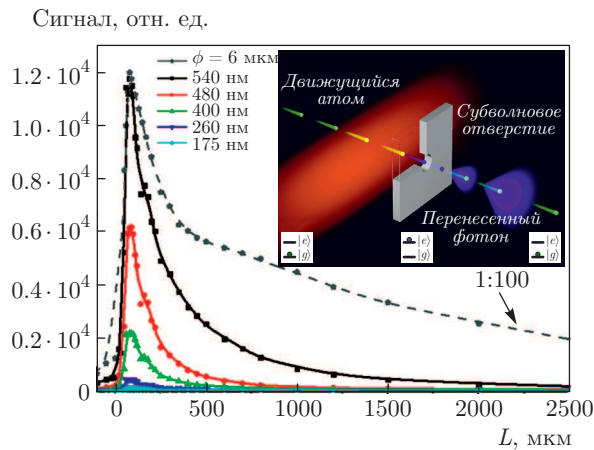
Помимо субволновых отверстий в пленке были также созданы контрольные микроотверстия диаметром 6 мкм. Данные микроотверстия позволяли проводить измерения величины паразитного излучения, возникающего от атомов, сталкивающихся с экраном и не пролетающих через субволновые отверстия. Эти атомы дают излучение, которое может также проходить через наноотверстия и является паразитным сигналом, на фоне которого регистрируется сигнал от прошедших через отверстия атомов.

Измерения по переносу фотона атомом через субволновые отверстия проводились следующим образом. Пучок атомов Rb направлялся на экран с отверстиями. Непосредственно перед экраном два сфокусированных (цилиндрическими линзами) лазерных луча пересекают атомный пучок, обеспечивая возбуждение атомов в состоянии  $5D_{5/2}$ . Область взаимодействия атомов с лазерным излучением составляла величину 50 мкм. Параметры интенсивности лазерных лучей выбирались из условия достижения за время пролета атома его однократного возбуждения в состоянии  $5D_{5/2}$ . Это достигалось при следующих частотах Раби на соответствующих переходах:  $\Omega_{780} = 2\pi \cdot 100$  МГц,  $\Omega_{776} = 2\pi \cdot 2$  МГц.

Атомы, прошедшие в возбужденном состоянии через отверстия в экране, детектировались с другой стороны экрана по сигналу флуоресценции на длине волны 420 нм. Детектирование сигнала флуоресценции от атомов, пролетевших через экран, проводилось при помощи двумерной высокочувствительной камеры EMCCD (Princeton Instruments). Для этого изображение экрана с массивами отверстий отображалось с использованием линзы с высокой числовой апертурой ( $NA = 0.54$ ) на матрицу EMCCD. Телесный угол сбора излучения составлял 0.48 ср. Использование двумерной камеры EMCCD позволяло одновременно регистрировать сигналы флуоресценции от атомов, пролетающих 1) через все массивы с субволновыми отверстиями в экране, 2) через микроотверстия (диаметра 6 мкм), а также 3) фоновый сигнал через часть экрана, в котором не было отверстий.

Измерение сигнала флуоресценции от микроотверстий позволяло определить величину сигнала флуоресценции атомов перед экраном, а также эффективность переноса фотона через субволновое отверстие. Детектирование сигнала флуоресценции через экран без отверстий позволяло учесть вклад фонового сигнала флуоресценции, возникающего от возбужденных атомов Rb перед экраном.

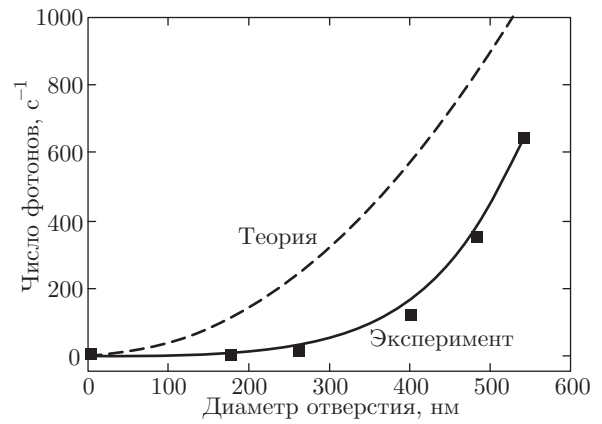
Для определения эффективности переноса фотона атомом через субволновое отверстие проводилось измерение сигнала флуоресценции от атомов на длине волны 420 нм в зависимости от расстояния  $L$  между экраном и зоной возбуждения. На рис. 9 представлены результаты таких измерений. Как видно из рис. 9, для всех субволновых отверстий при увеличении расстояния  $L$  наблюдается возрастание сигнала, который достигает своего максимума при  $L = 100$  мкм. При дальнейшем увеличении расстояния между зоной возбуждения и экраном наблюдается резкое уменьшение сигнала флуоресценции от атомов, прошедших через отверстия. Это связано с тем, что при большом расстоянии между атомом и экраном происходит спонтанный распад возбужденного атома в основное состояние перед экраном и, соответственно, отсутствуют атомы, пролетевшие через отверстия в возбужденном состоянии. Как и следовало ожидать, такое уменьшение сигнала происходит на расстояниях, равных времени пролета атома в возбужденном состоянии, которое составляет приблизительно 150 мкм. Уменьшение сигнала на расстояниях менее 100 мкм объясняется уменьшением области возбуждения атомов перед экраном.



**Рис. 9.** Сигнал флуоресценции от атомов на длине волны 420 нм в зависимости от расстояния  $L$  между экраном и зоной возбуждения, который измеряется с помощью ССД. Штриховой линией представлена кривая, полученная от контрольных отверстий диаметром 6 мкм (сигнал уменьшен в 100 раз)

Сигнал, полученный от массивов с субволновыми отверстиями (рис. 9), сравнивался с сигналами от экрана без отверстий и от микроотверстий (диаметром 6 мкм). Сравнение сигналов от субволновых отверстий разных диаметров показывает, что уменьшение сигнала флуоресценции при увеличении расстояния более резкое для отверстий меньшего диаметра. Это объясняется тем, что через большие отверстия проходит также и паразитное излучение, возникающее от атомов, которые испустили фотоны на длине волны 420 нм перед экраном. Этот фоновый сигнал, в соответствии с теорией Бете, по величине больше для отверстий большего диаметра. Этим определяется разная скорость падения сигнала на рис. 9 в зависимости от диаметра отверстий. Паразитный эффект наиболее заметен для отверстий с большим диаметром (540 нм), для которых наблюдается «ненулевая подставка» в сигнале на больших расстояниях от зоны возбуждения до экрана.

На рис. 9 также представлен график зависимости сигнала от расстояния  $L$  между экраном и зоной возбуждения для контрольных микроскопических отверстий (сигнал приведен в масштабе 1 : 100). Как видно из графика, для этих отверстий зависимость сигнала от расстояния не такая резкая по сравнению с сигналом от субволновых отверстий. Это объясняется тем фактом, что в данном случае в сигнале присутствует флуоресценция от всех атомов: как прошедших в возбужденном состоянии че-



**Рис. 10.** Измеренное количество перенесенных атомом фотонов в зависимости от диаметра отверстий: квадраты — экспериментальная зависимость, штриховая кривая — теоретическая

рез экран с отверстиями, так и испустивших фотоны до экрана. Сравнение поведения сигнала от микроотверстий с сигналом от субволновых отверстий убедительно доказывает эффект переноса фотона атомом через субволновое отверстие в экране.

## 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗБУЖДЕННОГО АТОМА С ПОВЕРХНОСТЬЮ

В наших измерениях по транспорту фотона атомом было найдено, что измеренное в эксперименте количество перенесенных фотонов значительно меньше рассчитанного. На рис. 10 представлены экспериментальная зависимость количества перенесенных атомом фотонов  $N_{atom}^{photons}$  от диаметра субволнового отверстия (квадраты), а также рассчитанная зависимость, полученная по формуле (4). При диаметре отверстия 175 нм сигнал является неизмеримо малым. Расчетная зависимость описывается ожидаемой квадратичной функцией от диаметра отверстия в силу линейной зависимости потока атомов от площади отверстия. Измеренная зависимость имеет иной характер. Возможные причины такого различия рассмотрены ниже.

На эффективность процесса переноса фотона атомом при его пролете через отверстие влияет его девозбуждение внутри наноканала. Пролет возбужденного атома через отверстие в металлическом экране сопровождается взаимодействием атома с материалом экрана, которое, в свою очередь, может привести к нерадиационному девозбуждению атома. Вероятность девозбуждения атома вблизи материальной поверхности определяется как свойствами атома, так и физическими и геометрически-

ми свойствами поверхности. Девозбуждение атома вблизи металлической поверхности включает следующие процессы [23]: 1) взаимодействие излучающего атома с плазмон-поляритонными модами материала экрана; 2) взаимодействие излучающего атома с волноводными модами субволнового канала; 3) самовоздействие за счет взаимодействия излучающего атома с отраженным от поверхности субволнового канала электромагнитным полем; 4) нерадационное затухание за счет возбуждения электрон-дырочной пары в материале экрана.

Эффект девозбуждения атома может быть учтен путем введения коэффициента девозбуждения  $\chi(d)$ , зависящего от диаметра  $d$  субволнового отверстия. Тогда количество перенесенных фотонов будет определяться видоизмененным выражением (4):

$$N_{atom}^{photons}(d) = \eta F S \chi(d). \quad (9)$$

Экспериментально коэффициент девозбуждения  $\chi(d)$  и его зависимость от диаметра субволнового отверстия можно определить, используя результаты измерений количества перенесенных атомом фотонов через контрольное микроскопическое отверстие, предполагая, что при пролете через микроскопическое отверстие ( $d = 6$  мкм) доля атомов, девозбужденных стенкой канала, пренебрежимо мала, т. е.  $\chi(6 \text{ мкм}) \equiv 1$ .

Коэффициент девозбуждения  $\chi(d)$  определяется следующим выражением:

$$\chi(d) = \frac{N_{ph}^{hole} S_{6\mu m}}{N_{ph}^{6\mu m} S_{hole}}, \quad (10)$$

где  $N_{ph}^{hole}$  и  $N_{ph}^{6\mu m}$  — количество фотонов в единицу времени, прошедших соответственно через субволновые отверстия и через контрольное отверстие существенно большего диаметра (6 мкм);  $S_{hole}$  и  $S_{6\mu m}$  — площади соответствующих отверстий. Важно отметить, что данный параметр не зависит от потока атомов, величину которого достаточно сложно измерить в эксперименте.

Анализ опубликованных ранее работ по исследованию механизма девозбуждения квантовых излучателей вблизи поверхности показывает, что, несмотря на многочисленные проведенные в этой области исследования, механизм девозбуждения диполя вблизи поверхности остается до конца невыясненным [24–29].

В случае диполя вблизи наночастицы девозбуждение связывается с формированием изображения диполя в металлической поверхности. Эта теория объясняет экспериментальные результаты по тушению флуоресценции от наночастиц размером

в несколько нанометров. Однако теория не объясняет тушение флуоресценции, когда размер наночастиц становится большим [30]. Теории на основе модели Герштейна–Ница [31–33] претендуют на более общее описание экспериментальных исследований. Однако их предсказания все еще далеки до полного соответствия с экспериментальными данными. Недавно была сделана попытка улучшить модель путем введения эмпирических поправок в диэлектрические постоянные, сделав их зависящими от размера наночастиц [30]. Это позволило улучшить совпадение с экспериментальными данными для частиц различных диаметров. Однако данные теории основаны на классическом рассмотрении взаимодействия диполя с материальной средой.

Оценим, основываясь на работе [34], скорость девозбуждения атома в нашем эксперименте. Согласно данной работе, можно записать скорость спонтанного распада  $\Gamma$  диполя на расстоянии  $z$  от поверхности серебра в виде

$$\Gamma = \frac{|d|^2}{12\pi\epsilon_0\hbar z^3} \sum_{i=A,B,C} F_i(z), \quad (11)$$

где

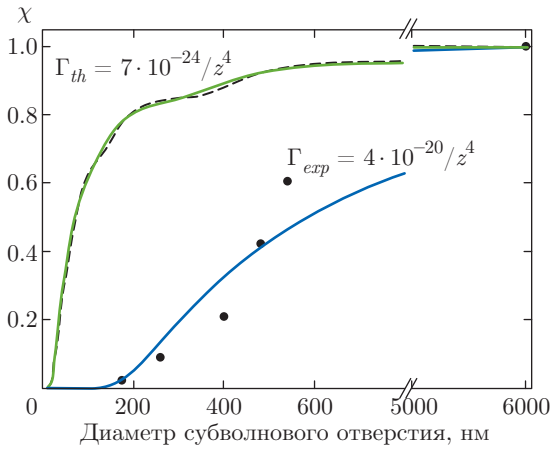
$$\begin{aligned} F_A &= 8 \frac{\omega_F}{\omega_p} \frac{1}{k_F l} \frac{\omega}{\omega_p}, \\ F_B &= 1.2 \frac{\omega}{\omega_F} \frac{1}{k_F z}, \\ F_C &= 18 \frac{\omega}{\omega_p} \frac{\omega_F}{\omega_p} \frac{1}{k_F z}. \end{aligned}$$

В представленных выражениях  $|d|^2$  — квадрат дипольного момента атомного перехода,  $\omega_p$  — плазменная частота материала в модели Друде,  $\omega_F$  — частота Ферми,  $k_F$  — волновой вектор Ферми,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная. Последние два слагаемых в формуле (11) определяют зависимость скорости спонтанного распада от расстояния между диполем и поверхностью в виде  $z^{-4}$ , в то время как первое слагаемое дает зависимость  $z^{-3}$ .

Сигнал флуоресценции от прошедших через субволновые отверстия атомов в эксперименте пропорционален количеству атомов, прошедших через эти отверстия и оставшихся в возбужденном состоянии,  $N_{ex}$ . Данная величина зависит от скорости атома  $v$ , длины канала  $l$  и диаметра отверстия:

$$N_{ex} \sim \int_0^R 2\pi z \exp\left(-\frac{\Gamma(z)l}{v}\right) dz. \quad (12)$$

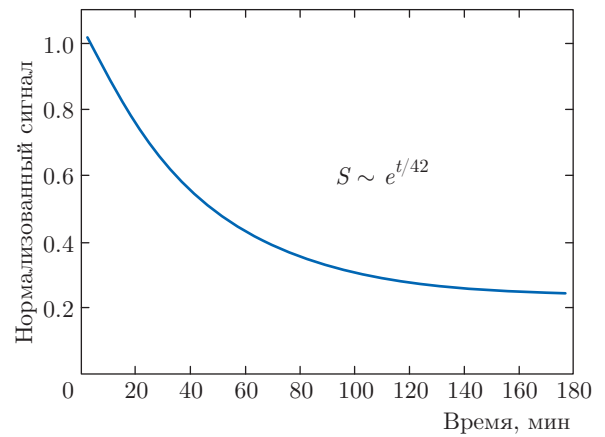
Определяя из выражения (12) величины  $N_{ph}^{hole}$  и  $N_{ph}^{6\mu m}$  и используя их в выражении (10), мож-



**Рис. 11.** (В цвете онлайн) Экспериментальная (черные точки) и рассчитанные зависимости коэффициента девозбуждения  $\chi$  от диаметра субволновых отверстий. Штриховая кривая — результат расчета для атома рубидия. Зеленая кривая — результат расчета с аппроксимацией эффективным единым параметром распада  $\Gamma_{th} = 7 \cdot 10^{-24}/z^4$ . Экспериментальные значения аппроксимированы синей кривой с параметром распада  $\Gamma_{exp} = 7 \cdot 10^{-20}/z^4$

но определить коэффициент девозбуждения  $\chi$ . Рисунок 11 показывает экспериментальные и рассчитанные зависимости коэффициента девозбуждения  $\chi$  от диаметра отверстия. Точками показаны экспериментальные данные. Штриховая линия соответствует рассчитанному коэффициенту  $\chi(d)$ , определяемому уравнением (11). В расчете принимались во внимание следующие каналы релаксации атома из возбужденного состояния:  $5D_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ ,  $6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ ,  $6P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ ,  $6P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$ ,  $6P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$ . Для того чтобы сравнить экспериментальные результаты с расчетными, мы аппроксимировали рассчитанную нами кривую зависимостью с одним параметром — скоростью распада. Наилучшая аппроксимация достигается при значении параметра  $\Gamma$ , равного  $\Gamma_{th} = 7 \cdot 10^{-24}/z^4$ . Как видно из рис. 11, существует огромное различие между расчетной зависимостью и полученной в эксперименте. Полученная в эксперименте скорость распада  $\Gamma_{exp} = 7 \cdot 10^{-20}/z^4$ .

Существуют две возможные причины столь сильного различия в скоростях распада. Первой причиной может быть использованная для теоретических оценок модель [34]. Данная модель учитывает только стационарное взаимодействие диполя с плоской металлической поверхностью. Это не полностью соответствует экспериментальным условиям пролета атома через субволновой канал, где может реализовываться более сильное взаимодействие атома с поверхностью. Также параметр



**Рис. 12.** Измеренная зависимость уменьшения флуоресценции атомов от времени проведения эксперимента, обусловленная запылением субволновых отверстий

$F_C$  рассчитан в предположении нулевой температуры поверхности. Экспериментальные условия значительно отличаются от модельных в следующем: 1) взаимодействие происходит не с плоской поверхностью, а с цилиндрической; 2) при пролете атома через субволновое отверстие взаимодействие носит нестационарный характер; 3) взаимодействие реализуется при комнатной температуре.

Второй причиной может быть уменьшение диаметра отверстий за счет их запыления атомами рубидия в процессе проведения экспериментальных измерений. Для проверки этого предположения была исследована динамика пролета атомов через субволновые отверстия на больших временах ( $\approx 3$  ч). В процессе такого измерения было обнаружено уменьшение сигнала флуоресценции от прошедших через отверстия атомов в зависимости от времени (рис. 12). Характерное время запыления составило 42 мин.

Таким образом, из приведенных теоретических и экспериментальных данных можно сделать вывод, что для отверстий диаметром менее 200 нм должно наблюдаться тушение флуоресценции за счет взаимодействия пролетающего через субволновой канал возбужденного атома с материалом экрана. Однако на настоящий момент сделанные измерения не позволяют с уверенностью определить силу такого взаимодействия, поскольку наблюдается также частичное запыление отверстий атомным пучком. В дальнейшем предполагается усовершенствование экспериментальной установки с целью устранения эффекта запыления отверстий, что позволит определять параметры девозбуждения атома при взаимодействии с поверхностью.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты исследования локализации и переноса фотона через субволновое отверстие с использованием атома. Реализованная схема позволяет осуществить транспорт единичного фотона с использованием единичного атома. Данный процесс был впервые предложен в работе [16]. В основе механизма переноса лежит редукция волнового пакета единичного фотона за счет его поглощения атомом и, соответственно, его локализация в объеме с характерными размерами много меньше как длины волны излучения, так и размера отверстия. В процессе переноса происходит преобразование однофотонного одномодового волнового пакета лазерного света в однофотонный многомодовый волновой пакет в свободном пространстве. Данный процесс характеризуется тем, что каждый атом переносит сквозь субволновое отверстие не более одного фотона. С этой точки зрения описанная схема является нанолокализованным источником единичных фотонов.

Исследования показали, что эффективность переноса фотона зависит от геометрических размеров отверстия, материала экрана, в котором изготовлено отверстие, скорости атома и его энергетической схемы уровней. В работе была проведена оценка влияния взаимодействия пролетающего через субволновой канал возбужденного атома с материалом экрана. Эта оценка показала, что для отверстий диаметром менее 200 нм возможно влияние эффекта тушения возбуждения атома на эффективность процесса переноса фотона.

Реализованная схема по переносу фотона атомом через субволновой канал открывает возможности для исследования новых физических эффектов, таких как исследование сил Ван дер Ваальса при взаимодействии нейтрального атома с материалом экрана [35, 36] внутри цилиндрической полости [37], изучение взаимодействия возбужденных атомов с плазмонными наноструктурами [38, 39]. Помимо этого, схема может быть применена для исследования процессов квантового трения [40, 41].

В данной работе пролет атомов исследовался по детектированию фотонов на длине волны 420 нм. Однако существует другой канал распада возбужденного состояния:  $5D_{5/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$  с испусканием двух фотонов на длинах волн 776 и 780 нм. Двухфотонный канал распада в данной схеме может быть использован для создания наноразмерного источника генерации пар фотонов [42].

Коллектив авторов выражает благодарность С. Ю. Аляткину за помощь на начальных стадиях проведения экспериментальных исследований и О. И. Татьянченко за помощь в оформлении статьи. Исследования проведены при частичной финансовой поддержке Программы Президиума Российской академии наук «Наноинженерия плазмонных наноструктур и исследования их оптических свойств» и РФФИ (грант № 17-02-01093).

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **66**, 163 (1944).
2. A. Yu. Nikitin, D. Zueco, F. J. García-Vidal, and L. Martín-Moreno, *Phys. Rev. B* **78**, 165429 (2008).
3. R. Wannemacher, *Opt. Commun.* **195**, 107 (2001).
4. E. Popov, N. Bonod, M. Nevière, H. Rigneault, P.-F. Lenne, and P. Chaumet, *Appl. Opt.* **44**, 2332 (2005).
5. A. Degiron, H. J. Lezec, N. Yamamoto, and T. W. Ebbesen, *Opt. Commun.* **239**, 61 (2004).
6. P. N. Melentiev, A. E. Afanasiev, A. A. Kuzin, A. V. Zablotskiy, A. S. Baturin, and V. I. Balykin, *Opt. Express* **19**, 22743 (2011).
7. I. V. Treshin, V. V. Klimov, P. N. Melentiev, and V. I. Balykin, *Phys. Rev. A* **88**, 023832 (2013).
8. П. Н. Мелентьев, А. Е. Афанасьев, А. А. Кузин, А. В. Заблоцкий, А. С. Батурич, В. И. Балькин, *ЖЭТФ* **142**, 211 (2012) [P. N. Melentiev, A. E. Afanasiev, A. A. Kuzin, A. V. Zablotskiy, A. S. Baturin, and V. I. Balykin, *JETP* **115**, 185 (2012)].
9. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, *Nature* **391**, 667 (1998).
10. F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, and L. Kuipers, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 729 (2010).
11. A. S. Vengurlekar, *Current Science* **98**, 1020 (2010).
12. F. J. García de Abajo, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1267 (2007).
13. L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1114 (2001).
14. Z. Han and S. I. Bozhevolnyi, *Rep. Progr. Phys.* **76**, 016402 (2013).
15. T. V. Konstantinova, P. N. Melentiev, A. E. Afanasiev, A. A. Kuzin, P. A. Starikov, A. S. Baturin, A. V. Tausenev, A. V. Konyaschenko, and V. I. Balykin, *Quant. Electr.* **43**, 379 (2013).

16. A. E. Afanasiev, P. N. Melentiev, A. A. Kuzin, A. Yu. Kalatskiy, and V. I. Balykin, *New J. Phys.* **18**, 053015 (2016).
17. S. J. van Enk and H. J. Kimble, *Phys. Rev. A* **63**, 023809 (2001).
18. M. Stobińska, G. Alber, and G. Leuchs, *Europhys. Lett.* **86**, 14007 (2009).
19. T. T. Grove, V. Sanchez-Villicana, B. C. Duncan, S. Maleki, and P. L. Gould, *Phys. Scripta* **52**, 271 (1995).
20. S. Wielandy and A. L. Gaeta, *Phys. Rev. A* **58**, 2500 (1998).
21. O. S. Heavens, *J. Opt. Soc. Amer.* **51**, 1058 (1961).
22. A. M. Akulshin, R. J. McLean, A. I. Sidorov, and P. Hannaford, *Opt. Express* **17**, 22861 (2009).
23. W. L. Barnes, *J. Mod. Opt.* **45**, 661 (1998).
24. B. N. J. Persson and N. D. Lang, *Phys. Rev. B* **26**, 5409 (1982).
25. R. J. Ruppin, *Chem. Phys.* **76**, 1681 (1982).
26. R. Carminati, J. J. Greffet, C. Henkel, and J. M. Vigoureux, *Opt. Commun.* **261**, 368 (2006).
27. S. Saini, G. Srinivas, and B. Bagchi, *J. Phys. Chem. B* **113**, 1817 (2009).
28. M. P. Singh and G. F. Strouse, *J. Amer. Chem. Soc.* **132**, 9383 (2010).
29. V. N. Pustovit and T. V. Shahbazyan, *J. Chem. Phys.* **136**, 204701 (2012).
30. C. J. Breshike, R. A. Riskowski, and G. F. Strouse, *J. Phys. Chem. C* **117**, 23942 (2013).
31. J. Gersten and A. Nitzan, *J. Chem. Phys.* **75**, 1139 (1981).
32. H. Mertens, A. Koenderink, and A. Polman, *Phys. Rev. B* **76**, 115123 (2007).
33. G. Colas des Francs, A. Bouhelier, E. Finot, J. C. Weeber, A. Dereux, C. Girard, and E. Dujardin, *Opt. Express* **16**, 17654 (2008).
34. B. N. J. Persson and S. Andersson, *Phys. Rev. B* **29**, 4382 (1984).
35. J. E. Lennard-Jones, *Trans. Faraday Soc.* **28**, 333 (1932).
36. D. Bloch and M. Ducloy, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **50**, 91 (2005).
37. A. E. Afanasiev and V. G. Minogin, *Phys. Rev. A* **82**, 052903 (2010).
38. L. Stern, M. Grajower, and U. Levy, *Nat. Commun.* **5**, 4865 (2014).
39. S. A. Aljunid, E. A. Chan, G. Adamo, M. Ducloy, D. Wilkowski, and N. I. Zheludev, *Nano Lett.* **16**, 3137 (2016).
40. S. Scheel and S. Y. Buhmann, *Phys. Rev. A* **80**, 042902 (2009).
41. F. Intravaia, R. O. Behunin, and D. A. R. Dalvit, *Phys. Rev. A* **89**, 050101 (2014).
42. B. Srivathsan, G. K. Gulati, B. Chng, G. Maslennikov, D. Matsukevich, and C. Kurtsiefer, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 123602 (2013).