

Визуализация пространственно-временной структуры импульсного фотоэлектронного пучка, образованного фемтосекундным лазерным излучением

С. А. Асеев¹⁾, Б. Н. Миронов, В. Г. Миногин¹⁾, С. В. Чекалин, **В. С. Летохов**

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2009 г.

На основе созданного оригинального электронного микроскопа продемонстрирован метод исследования фотоэлектронного пучка, сочетающий пространственное наноразрешение и пикосекундное временное разрешение. Электроны, полученные при облучении металлической иглы фемтосекундными лазерными импульсами, пропущены сквозь диэлектрический микрокапилляр и подвергнуты воздействию пондеромоторного потенциала, созданного сфокусированным вблизи кончика капилляра фемтосекундным лазерным излучением. Использование позиционно-чувствительной схемы детектирования позволило зарегистрировать пространственный профиль фотоэлектронного пучка с коэффициентом увеличения $K \cong 4 \cdot 10^4$. Сканированием времени задержки между лазерными импульсами, облучающими иглу, и лазерным импульсом, сфокусированным вблизи кончика капилляра, визуализирована временная структура фотоэлектронного пучка.

PACS: 41.75.–i, 79.60.–i

Исследования быстропротекающих физических процессов с высоким пространственно-временным разрешением в рамках одного эксперимента относятся к одному из приоритетных направлений современной физики [1]. Важным условием для успешного решения таких задач является комбинация фемтосекундной лазерной техники с одним из методов микроскопии, позволяющим обеспечить пространственное наноразрешение [2].

В настоящей работе для одновременного достижения высокого пространственного и временного разрешения использован оригинальный фотоэлектронный микроскоп, основанный на пропускании ультракороткого электронного пучка сквозь диэлектрический микрокапилляр [3]. Методам управления непрерывными пучками заряженных частиц (ионов, электронов) с помощью микроотверстий в диэлектрических материалах посвящена целая серия исследований [см., например, 4–7]. Значительный интерес к этой области вызван как задачей создания перспективных элементов ионной и электронной оптики, так и изучением физических процессов, происходящих внутри непроводящих каналов при распространении заряженных частиц сквозь такие материалы и позволяющим осуществить исследование самого канала [4, 7].

В использованной схеме фотоэлектронной микроскопии исследуемый объект, например массив нано-

трубок, может помещаться вблизи апертуры микрокапилляра (сквозного отверстия на кончике капилляра) для создания его тенеграммы. При этом фотоэлектронное изображение выходной апертуры на позиционно-чувствительном детекторе позволяет экспериментально установить коэффициент пространственного увеличения [3]. Такой подход может быть положен в основу чрезвычайно компактного импульсного микроскопа с высоким пространственным увеличением $K \sim 10^4 \div 10^6$, в котором острие металлической иглы, облучаемой фемтосекундным лазерным пучком, и кончик диэлектрического капилляра, в окрестности которого сфокусировано мощное фемтосекундное излучение, могут быть разделены промежутком порядка 10 мм. Последнее обстоятельство позволяет *полностью* исключить перекрестное влияние на динамику электронов переменных электромагнитных и статических электрических полей, существующих как вблизи острия иглы, так и в окрестности апертуры капилляра. Отметим, что использование диэлектрического капилляра для коллимации фотоионов в нанометровом диапазоне и получения пространственно-сжатого ионного пучка является весьма перспективным также в плане создания компактного ионного микроскопа [8].

В эксперименте электроны, полученные в результате облучения стальной иглы парой фемтосекундных лазерных импульсов с фиксированной пикосекундной временной задержкой, пропускались сквозь

¹⁾e-mail: isanfemto@yandex.ru; minogin@isan.troitsk.ru

кварцевый микрокапилляр с диаметром выходной апертуры $\varnothing \cong 2$ мкм (рис.1). Такой режим фото-

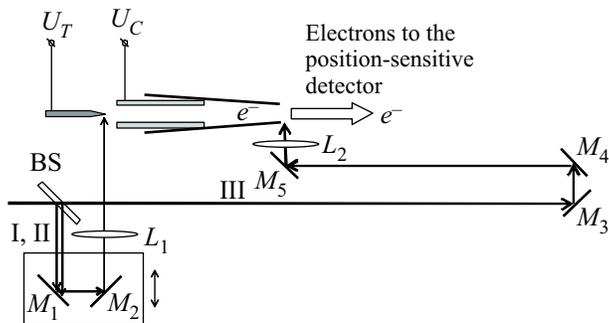


Рис.1. Схема экспериментальной установки. Фотоэлектроны, созданные в результате облучения металлической иглы парой фемтосекундных лазерных импульсов I и II с фиксированной пикосекундной временной задержкой $\Delta t_{I,II}$, пропускаются сквозь диэлектрический микрокапилляр. Каретка с зеркалами M_1 и M_2 позволяет изменять временную задержку между лазерными импульсами, облучающими иглы, и лазерным излучением III, сфокусированным вблизи кончика микрокапилляра

эмиссии позволял на выходе капилляра получить соответственно два фотоэлектронных импульса с той же временной задержкой и тем самым ввести в измерения и обработку данных хорошо определенный интервал времени. Выбор 2-мкм капилляра вместо использованного ранее нанокапилляра с диаметром выходной апертуры 70 нм [3, 8] был продиктован удобством контроля подвода лазерного пучка к его кончику. На выходе капилляра импульсный электронный пучок возмущался пондеромоторным потенциалом, образованным фемтосекундным импульсом лазерного излучения, задержанным относительно первой пары импульсов. Это позволяло визуализировать временную форму фотоэлектронного сгустка.

Для регистрации фотоэлектронного пучка и исследования его пространственной структуры использовалась позиционно-чувствительная схема на основе пары микроканальных пластин с диаметром активной зоны 28 мм и люминофорного экрана. Изображение с люминофора регистрировалось видеокамерой (28 мм соответствуют 400 пикселям) и передавалось на компьютер. Расстояние от выходной апертуры микрокапилляра до детектора составляло $L = 90$ мм. Все элементы электронного микроскопа были помещены в безмасляный вакуум 10^{-7} мм рт.ст.

Остановимся подробнее на конструкции фотокатода. Игла, радиус r кривизны которой составлял 12.5 мкм, была установлена на оси металлического цилиндра длиной 7 мм и внутренним диамет-

ром 300 мкм, вставленного в кварцевый микрокапилляр. Расстояние между острием иглы и цилиндром составляло 1 мм, а между острием и выходной апертурой капилляра $t = 10$ мм. К игле и цилиндру были подведены отдельные электрические вводы U_T и U_C , что позволяло использовать цилиндрический элемент 300 мкм в качестве электростатической микролинзы для электронного пучка и значительно увеличить долю баллистических фотоэлектронов, достигающих выходной апертуры капилляра без столкновений с его стенками.

Для создания фотоэлектронного пучка и его возбуждения пондеромоторным потенциалом на выходе из капилляра использовалось лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 800$ нм, длительностью импульса $\tau = 50$ фс, частотой следования 10 Гц и энергией в импульсе $E_{\text{pulse}} = 400$ мкДж. Излучение направлялось под углом падения $\alpha = 45^\circ$ на делительную пластинку BS толщиной $\Delta = 2.5$ мм, изготовленную из плавящего кварца. Пластинка делила исходный лазерный луч на три части.

Лучи I и II, отраженные от двух граней кварцевой пластинки и ослабленные с помощью нейтрального фильтра до энергии 0.1 мкДж/имп., фокусировались линзой L_1 с фокусным расстоянием 180 мм на острие металлической иглы для образования фотоэлектронного пучка. Пространственное распределение лазерного излучения в области фокального пятна измерялось с помощью анализатора профиля лазерного пучка. Согласно полученным данным, лучи I и II фокусировались в разные области фотокатода, разнесенные на расстояние около 10 мкм. При измеренном на полувысоте диаметре фокального пятна 40 мкм интенсивность лазерного излучения в фокусе достигала величины порядка 10^{11} Вт/см².

Лазерный луч III с энергией 300 мкДж/имп., предназначенный для воздействия на электронный сгусток оптическим пондеромоторным потенциалом, после прохождения зеркал $M_3 - M_5$ фокусировался линзой L_2 с фокусным расстоянием 20 мм в окрестность выходной апертуры капилляра на расстоянии 30 мкм от его кончика (рис.1). При диаметре сфокусированного лазерного луча, равном 40 мкм на полувысоте, интенсивность излучения на кончике диэлектрического микрокапилляра составляла около 10^{13} Вт/см². Отсутствие разрушения диэлектрика в результате облучения высокоинтенсивными лазерными импульсами контролировалось с помощью оптического микроскопа.

Для исследования временной структуры фотоэлектронного пучка использовалась линия задержки, образованная зеркалами M_1 и M_2 на перемещающей

каретке (рис.1). Она позволяла изменять временную задержку между лазерными импульсами, вызывающими фотоэмиссию с металлической иглы, и высокоинтенсивным лазерным импульсом, создающим пондеромоторный потенциал в окрестности выходной апертуры. При облучении фотоэлектронного сгустка интенсивными лазерными импульсами действие пондеромоторного потенциала приводило к изменению пространственной структуры фотоэлектронного пучка, регистрируемой позиционно-чувствительным детектором.

В эксперименте положение каретки с зеркалами M_1 и M_2 изменялось с шагом 0.5 мм, соответствующим временной задержке лазерного импульса около 3 пс. При каждом положении каретки фотоэлектронный сигнал накапливался в течении 30 с, и такая процедура производилась дважды. В первом случае лазерный луч III, облучающий кончик капилляра, перекрывался, а во втором – использовались все лазерные пучки (I–III). В результате в компьютере создавались серии файлов $file_p$ и $file_{p-p}$, соответственно.

На рис.2 показан пример фотоэлектронного изображения электронного пучка, содержащего фрагмент

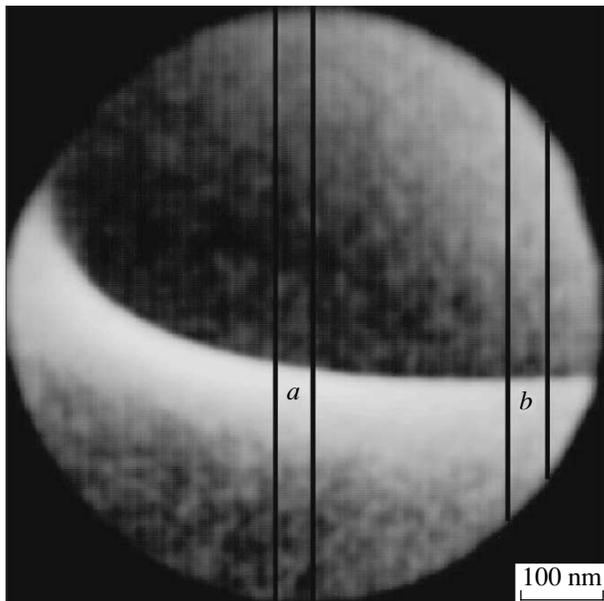


Рис.2. Изображение фотоэлектронного сигнала, зарегистрированное с помощью позиционно-чувствительного детектора. Области a и b соответствуют паре фотоэлектронных импульсов с временной задержкой Δt_{II}

кольца и диффузное пятно. Данное изображение получено при перекрытии лазерного луча III, облучающего кончик капилляра, и при электрических потен-

циалах $U_T = -165$ В и $U_C = +920$ В. Как было показано ранее [3, 8], электроны, испытавшие столкновения со стенками капилляра, формируют кольцеобразное распределение в плоскости детектора и создают изображение выходной апертуры, а прямолетящие (баллистические) фотоэлектроны регистрируются в форме диффузного пятна. Сравнение данного изображения с размером выходной микроапертуры капилляра позволяет определить коэффициент пространственного увеличения микроскопа $K \cong 4 \cdot 10^4$.

Анализ пространственной структуры фотоэлектронного пучка был выполнен с помощью программы, позволяющей находить координаты центра тяжести (ЦТ) отдельного фрагмента фотоэлектронного изображения. Программа определяла средневзвешенные значения (координаты ЦТ) согласно следующим уравнениям:

$$X = \sum x_i N_i / \sum N_i, \quad (1a)$$

$$Y = \sum y_i N_i / \sum N_i, \quad (1b)$$

где суммирование осуществляется по всей выборке (фрагменту фотоэлектронного сигнала), x_i и y_i – координаты элемента изображения (пикселя), а N_i – количество отсчетов, соответствующих этому пикселю. Созданные в процессе сканирования файлы $file_p$ и $file_{p-p}$ попарно обрабатывались для каждого положения каретки, после чего определялось отклонение фотоэлектронной компоненты, соответствующей заданной выборке, как

$$\Delta z = \sqrt{(X_{pp} - X_p)^2 + (Y_{pp} - Y_p)^2}, \quad (2)$$

в зависимости от временной задержки Δt .

В процессе эксперимента визуальные изменения в пространственном распределении фотоэлектронного сигнала были незначительными. Поэтому в анализе необходимо использовать выборки, содержащие достаточно большой массив данных. Выборка в форме длинной узкой полосы удовлетворяет этому требованию и, в принципе, позволяет обеспечить пространственное наноразрешение, если ширина этой полосы на экране позиционно-чувствительного детектора достаточно мала. Также учитывался вклад от электронов, испытавших столкновения со стенками капилляра в непосредственной близости от выходной апертуры. Это обеспечивало увеличение чувствительности метода при сохранении приемлемой точности определения длительности фотоэлектронного пучка непосредственно на выходе из капилляра.

Обработка экспериментальных данных с помощью подготовленной программы позволила обнару-

жить две области (а) и (б) с характерными ширинами около 50 нм (рис.2), которые соответствуют паре фотоэлектронных импульсов с той же временной задержкой, что была использована для фотоэмиссии (рис.3). Напомним, что металлическое острие облу-

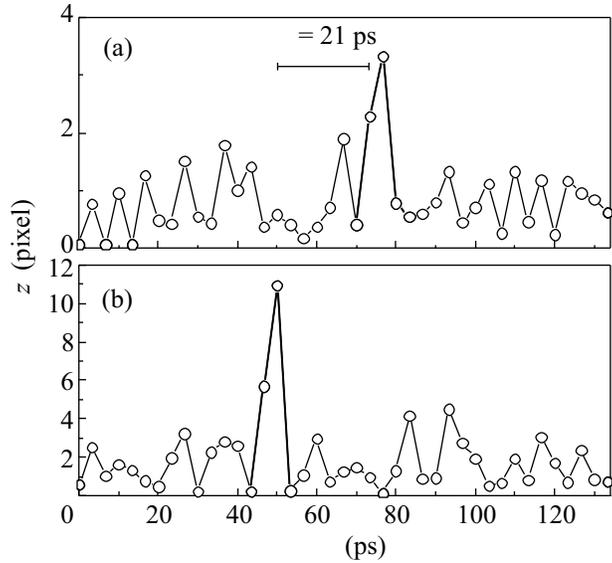


Рис.3. Сдвиг центра тяжести фотоэлектронных компонент (а) и (б) в зависимости от временной задержки, определяемой положением каретки. (Положение нулевой точки отражает начальное положение каретки)

чалось двумя лазерными пучками (I и II), фиксированная временная задержка между которыми равняется

$$\Delta\tau_{I,II} = 2\Delta n \cos\beta/c. \quad (3)$$

Здесь Δ – толщина делительной пластинки, n – показатель преломления материала пластинки, c – скорость света, β – угол преломления, удовлетворяющий соотношению, и $\sin\alpha = n \sin\beta$. Как следует из формулы (3), $\Delta\tau_{I,II} \cong 21$ пс. Это соответствует временному сдвигу между пиковыми значениями на рис.3а и 3б. Отметим различие в пространственной структуре фотоэлектронных импульсов на выходе из капилляра (отличие в траекториях движения фотоэлектронов, создаваемых лазерными пучками I и II, обусловлено различными областями облучения фотокатода).

Важно подчеркнуть, что положение фотоэлектронного сигнала на временной шкале (рис.3) с точностью до нескольких десятков пикосекунд совпадает с положением, рассчитанным, исходя из времени распространения фотоэлектронного пучка в электростатическом поле. Зашумленность полученных в эксперименте данных обусловлена в первую очередь

следующим процессом. Фотоэлектронный пучок при своем распространении в диэлектрическом канале заряжает внутреннюю поверхность микрокапилляра, а интенсивное лазерное поле, сфокусированное вблизи его кончика, создает условия для импульсной разрядки острия. При этом высвобожденные электроны могут попасть на детектор.

Продолжительность фотоэмиссии электронов с поверхности металлической иглы и, соответственно, начальная длительность фотоэлектронного сгустка определяются длительностью самого лазерного импульса. При распространении электронный пучок удлиняется во времени. Сразу отметим, что учет столкновений фотоэлектронов с поверхностью металла и диэлектрика, в результате чего возникают вторичные электроны, а диэлектрик заряжается, представляет собой весьма сложную задачу [7]. Поэтому для простоты анализа в этой части пренебрежем влиянием диэлектрического капилляра и электростатической металлической линзы. Рассмотрим основные факторы, приводящие к увеличению длительности пучка.

Во-первых, ускорение фотоэлектронов в статическом электрическом поле вблизи катода вызывает полевое удлинение электронного сгустка на величину [9]

$$\Delta\tau_F = \sqrt{2m_e\Delta\varepsilon}/eF, \quad (4)$$

где m_e , e – масса и заряд электрона, $\Delta\varepsilon$ – разброс кинетической энергии испущенных фотоэлектронов, F – напряженность электрического поля вблизи иглы. При $\Delta\varepsilon \cong 1$ эВ и $F \cong |U_T|/(10r) \cong 1.3 \cdot 10^6$ В/м (U_T , r – электрический потенциал и радиус металлического острия) этот вклад равен $\Delta\tau_F \cong 2.5$ пс.

Во-вторых, движение электронов, обладающих различными кинетическими энергиями, сопровождается времяпролетным удлинением, равным

$$\Delta\tau_{TOF} = t_{TOF}(\Delta\varepsilon/2e|U_T|), \quad (5)$$

где t_{TOF} – время пролета фотоэлектронов от иглы до области облучения электронного пучка интенсивным лазерным излучением. При $t_{TOF} \cong 0.7$ нс $\Delta\tau_{TOF} \cong 2.1$ пс.

В-третьих, кулоновское расталкивание обуславливает “разбухание” фотоэлектронного сгустка. Для оценки влияния этого механизма на временные свойства пучка рассмотрим простую модель, в которой электронный сгусток распространяется в бесполовой области. Полная энергия сгустка, состоящего из N электронов,

$$V + W = \frac{1}{2} \sum e^2/4\pi\varepsilon_0|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| + \frac{1}{2} \sum m_e v^2$$

сохраняется (ε_0 – электрическая постоянная). Поэтому характерную величину разброса в скоростях расталкивающихся электронов δv можно оценить, исходя из выражения $m_e \times \delta v^2/2 \cong 0.25e^2 N/4\pi\varepsilon_0 \delta r$, в котором δr – начальный размер фотоэлектронного облака. Разброс по скоростям обуславливает удлинение электронного импульса до величины $\Delta\tau_C \cong \cong t_{\text{ТОФ}}\delta v/v_e$, где v_e – скорость распространения пучка. Последнее выражение можно переписать в виде

$$\Delta\tau_C = t_{\text{ТОФ}}/v_e \sqrt{e^2 N/8\pi\varepsilon_0 \delta r m_e}. \quad (6)$$

При $v_e \cong 8 \cdot 10^6$ м/с, $N \cong 30$ (количество фотоэлектронов, испущенных иглой за один лазерный импульс и зарегистрированных детектором) и $\delta r \cong 25$ мкм (диаметр металлического острия) данный вклад приблизительно равен $\Delta\tau_C \cong 1.2$ пс.

Суммируя вышесказанное и пренебрегая длительностью фемтосекундного лазерного импульса, можно оценить временную ширину фотоэлектронного сигнала на выходе из микрокапилляра по формуле

$$\Delta\tau_M = \sqrt{\Delta\tau_F^2 + \Delta\tau_{\text{ТОФ}}^2 + \Delta\tau_C^2}, \quad (7)$$

которая дает оценку $\Delta\tau_M \cong 3.6$ пс. На рис.3 ширина сигнала на полувысоте приблизительно равна 5 пс, что свидетельствует о качественном согласии эксперимента с расчетом.

Теперь оценим отклонение электронов, облучаемых интенсивным лазерным излучением вблизи выходной апертуры диэлектрического капилляра. В пространственно-неоднородном электромагнитном поле электроны испытывают действие градиентной силы [10, 11]

$$F(r, t) = -e^2 \lambda^2 / 8\pi^2 m_e \varepsilon_0 c^3 \nabla I(r, t), \quad (8)$$

где λ – длина волны, c – скорость света, I – интенсивность лазерного излучения. При облучении кончика капилляра такая сила внутри капилляра может существенно превышать величину градиентной силы, создаваемой в вакууме лазерным пучком с диаметром 40 мкм. Это связано с тем, что внутри капилляра происходит интерференция падающей и отраженной от его стенок ЭМ волн, и области конструктивной и деструктивной интерференции разнесены на расстояние $\delta r \cong \lambda/4 \cong 0.2$ мкм. Считая для простоты рассуждений, что отражение ЭМ волны осуществляется от плоской границы диэлектрик-вакуум и, соответственно, пренебрегая многократными отражениями света внутри капилляра, интенсивность ЭМ излучения в области интерференции может быть оценена выражением

$$I_i^\pm(r, t) = [(n' + 1) \pm (n' - 1)/(n' + 1)]^2 I(r, t), \quad (9)$$

где n' – показатель преломления материала капилляра, а знаки «+» и «-» соответствуют конструктивной и деструктивной интерференциям. В результате, $\partial I \cong I_i^+ - I_i^- \cong 4(n' - 1)/(n' + 1)I(r, t)$, а величина градиента достигает $\nabla I(r, t) \cong \partial I/\partial r \cong \cong 16(n' - 1)/(n' + 1)I(r, t)/\lambda$. Под действием импульсной градиентной силы траектория электрона отклоняется на угол $\gamma = F\tau/m_e v_e$, где τ – длительность лазерного импульса. Это угловое отклонение приводит к смещению фотоэлектронного сигнала на позиционно-чувствительном детекторе на величину

$$\Delta z = LF\tau/m_e v_e, \quad (10)$$

где L – расстояние от выходной апертуры до детектора. В результате оценок (8)–(10) при $I \cong 10^{13}$ Вт/см², $\tau \cong 50$ фс, $n' \cong 1.5$ и $L = 90$ мм получаем $\Delta z \cong 0.5$ мм (7 пикселей), что также согласуется с экспериментом.

Таким образом, использованная нами экспериментальная схема, основанная на пропускании фотоэлектронов сквозь диэлектрический микрокапилляр, позволяет получить пространственно-сжатый электронный пучок длительностью на уровне нескольких пикосекунд и объединить в одном эксперименте пикосекундное временное и 50-нанометровое пространственное разрешение.

Развитие данного метода представляет несомненный интерес в плане дальнейшего анализа пространственно-временных характеристик перспективного фотоэлектронного микроскопа, созданного на базе диэлектрического капилляра. В перспективе для исследования временного профиля фотоэлектронного сигнала предполагается реализовать взаимодействие электронов, вылетевших из микроили нанокапилляра, с остророфокусированным высокоинтенсивным фемтосекундным лазерным пучком, не облучающим выходную апертуру капилляра. При характерных размерах электронного сгустка меньше диаметра фокального пятна все электроны могут взаимодействовать с интенсивным электромагнитным полем, что обеспечит высокую чувствительность измерения. Наш анализ показывает, что такой эксперимент может быть успешно реализован уже при фокусировании лазерных импульсов с $\lambda = 800$ нм, $\tau = 50$ фс и $E_{\text{pulse}} = 300$ мкДж/имп в фокальное пятно размером 3 мкм.

Отметим в заключение, что наряду с рассмотренной в данной статье задачей визуализации пространственно-временной структуры фотоэлектронного пучка с помощью оптического пondeмоторного потенциала возможна и постановка обратной задачи. Импульсный направленный

пространственно-сжатый фотоэлектронный пучок на выходе из диэлектрического капилляра может быть использован для измерения величины градиентной силы, создаваемой высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами, и, соответственно, определения пространственно-временной структуры самого лазерного излучения. В перспективе такой подход может позволить прямую субволновую диагностику сверхсильных лазерных полей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 07-02-00748-а, # 08-02-00655-а, # 09-02-01077-а).

1. V. S. Letokhov, *Laser Control of Atoms and Molecules*, Oxford University Press, 2007.

2. L. Bartels, F. Wang, D. Moller et al., *Science* **305**, 648 (2004).
3. S. A. Aseyev, B. N. Mironov, S. V. Chekalin, and V. S. Letokhov, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 112513 (2006).
4. N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, V. Hoffmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133201 (2002).
5. S. Matefi-Tempfli, M. Matefi-Tempfli, L. Piraux et al., *Nanotechnology* **17**, 3915 (2006).
6. S. Das, B. S. Dassanayake, M. Winkworth et al., *Phys. Rev. A* **76**, 042716 (2007).
7. K. Schiessl, K. Tokesi, B. Solleder et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 163201 (2009).
8. С. А. Асеев, Б. Н. Миронов, С. В. Чекалин, В. С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 422 (2008).
9. R. Srinivasan, V. A. Lobastov, Ch. Ruan, and A. H. Zewail, *Helvetica Chimica Acta* **86**, 1763 (2003).
10. T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1054 (1966).
11. C. T. Hebeisen, R. Ernstorfer, M. Harb et al., *Opt. Lett.* **31**, 3517 (2006).