

Генерация нанофокализованного, узконаправленного пучка фотоэлектронов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов

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

Институт спектроскопии РАН 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 29 марта 2006 г.

Узконаправленный фотоэлектронный пучок получен при пропускании сквозь кварцевый нанокapилляр фотоэлектронов с острой металлической иглы, облучаемой фемтосекундными лазерными импульсами. Такой нанофокализированный пучок фотоэлектронов позволяет проводить эксперименты, объединяющие в себе фемтосекундное временное и нанометровое пространственное разрешение.

PACS: 06.60.Jn, 68.37.-d, 79.60.Jv

В настоящее время наблюдается интенсивное развитие различных методов получения электронных пучков ультракороткой длительности для исследования ультрабыстрых процессов [1–6]. Такие пучки уже используются для наблюдения быстротекущих процессов, инициируемых ультракороткими световыми импульсами внутри молекулярных систем [3, 5, 7], в твердых телах [7, 8], а также для генерации синхротронного излучения фемтосекундной длительности [2]. Важно отметить, что сечение взаимодействия электрона с квантовой системой может быть на несколько порядков выше, чем, например, в случае использования рентгеновских лучей [7]. Поэтому схемы возбуждения-зондирования с использованием электронного пучка характеризуются достаточно высоким наблюдаемым сигналом. Основой получения ультракороткого электронного пучка является использование лазерных фемтосекундных импульсов. Так, в работе [6] показано, что при облучении металлического наноострия такими импульсами можно получить фотоэлектронный пучок фемтосекундной длительности. Пространственное разрешение в этом случае ограничено характерным диаметром электронного пучка в области зондирования квантовой системы. Если такая область находится на расстоянии в несколько микрон от места генерации фотоэлектронов, то их большая начальная угловая расходимость при обычных условиях использования острейшего фотокатода может не обеспечить пространственного наноразрешения.

Целью данной работы является генерация узконаправленного фотоэлектронного пучка. Показано, что пропускание фотоэлектронов сквозь нанопертуру микрокапилляра позволяет обеспечить высокое

пространственное разрешение даже на микронных расстояниях от кончика капилляра и, соответственно, на расстоянии в несколько миллиметров от острия облучаемой иглы.

В эксперименте электроны, полученные за счет фотоэмиссии с острой вольфрамовой иглы, радиус кривизны которой ≤ 100 нм, каналируются коммерчески доступным кварцевым микрокапилляром (μ TIPTM, WPI) с внутренним диаметром, приблизительно равным 70 нм, и направляются на детектор. Электронный пучок детектируется позиционно чувствительной схемой на основе пары микроканальных пластин диаметром 28 мм и люминофорного экрана, помещенных вместе с фотоэмиттером в безмасляный вакуум на уровне 10^{-7} мм рт.ст. (рис.1). Сигнал с люминофора регистрируется видеокамерой

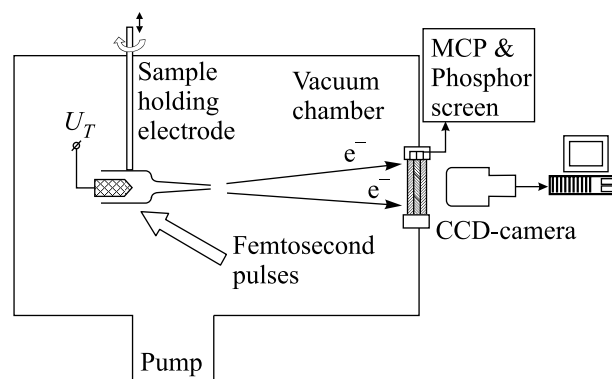


Рис.1. Схема экспериментальной установки

(VideoScan) и передается на компьютер, где обрабатывается с использованием специальной программы. Расстояние от нанопертуры микрокапилляра до позиционно чувствительного детектора равняется 10 см. Для генерации фотоэлектронов 100 фс импульсы на длине волны 400 нм фокусируются линзой

¹⁾ e-mail: isanfemto@yandex.ru

($f \cong 15$ см) на острие вольфрамовой иглы. В эксперименте игла облучается лазерными импульсами с энергией на уровне 100 нДж при частоте следования 1 кГц, полученными с помощью фемтосекундной лазерной установки на основе задающего генератора и лазерного усилителя производства “Spectra Physics”.

Использование 1 кГц излучения диктуется необходимостью развития удобной схемы получения узконаправленного фотоэлектронного пучка для демонстрации возможностей электронного фемтосекундного светового зеркала [1]. Его действие основано на “выталкивании” электрона из области со сверхвысоким градиентом светового поля, что требует применения усиленных фемтосекундных лазерных импульсов. В работе [1] предложено в качестве такого зеркала использовать поверхностную (evanescent) волну на границе диэлектрик – вакуум, возникающую при полном внутреннем отражении интенсивного ультракороткого светового импульса. Малая расходимость фотоэлектронного пучка позволит регистрировать малые углы отклонения отраженных электронов и тем самым обеспечит необходимые условия для экспериментальной реализации такого зеркала.

Остановимся подробнее на конструкции фотоэммиттера. В эксперименте использованы две схемы. В первом случае вольфрамовая игла вставлена непосредственно в кварцевый микрокапилляр (рис.2а). При этом облучение металлического острья осуществ-

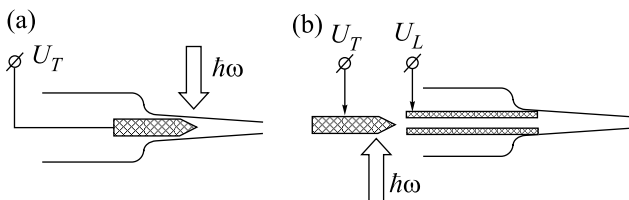


Рис.2. Схема фотоэммиттера: (а) – вольфрамовое острие (заштриховано) вставлено непосредственно в микрокапилляр (облучение иглы осуществляется сквозь кварцевую стенку); (б) – вольфрамовая игла лежит на оси металлического цилиндра, выполняющего роль микролинзы и вставленного в основание капилляра

вляется через кварцевую стенку капилляра. К игле подводится электрический потенциал U_T . Полученное при $U_T = -700$ В распределение фотоэлектронной плотности в плоскости детектора в виде кольца приведено на рис.3а.

Как показано в работе [9], кольцообразное распределение наблюдаемого электронного сигнала является следствием столкновений эмиттированных электронов со стенками капилляра, что может быть объяснено на основании довольно несложной модели.

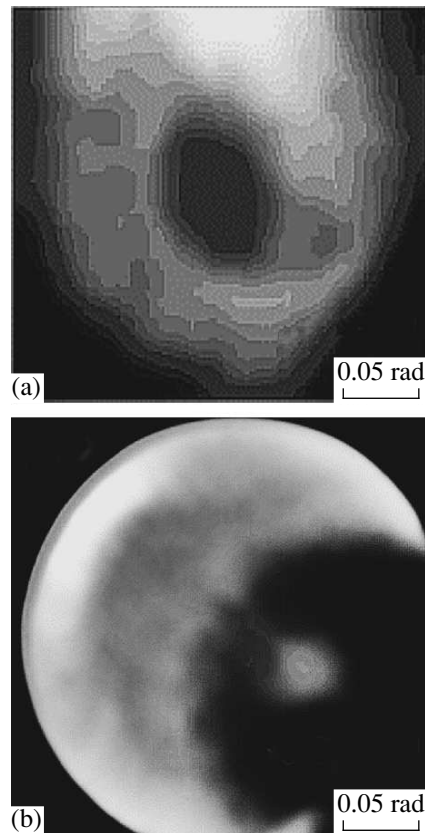


Рис.3. Распределение электронной плотности в пучке, полученном при облучении вольфрамовой иглы фемтосекундными лазерными импульсами: (а) – в геометрии, соответствующей схеме 2а при $U_T = -700$ В; (б) – в геометрии, соответствующей схеме 2б при $U_T = -600$ В и $U_L = -200$ В

Представим микрокапилляр в виде конусообразного цилиндра с большим аспектным отношением. Доля фотоэлектронов, которые вылетают из такого цилиндра без столкновений со стенками, весьма мала и пропорциональна d_{NA}^2 , где d_{NA} – диаметр микроапертуры микрокапилляра (учтено, что металлический фотокатод испускает фотоэлектроны в широкий телесный угол порядка 1 ср). Преобладающая же часть фотоэмиссионного пучка испытывает столкновения со стенками. Поэтому и основной вклад в детектируемый сигнал вносят электроны, полученные в результате отражения фотоэлектронов от внутренней поверхности кварцевого капилляра.

Во втором случае вольфрамовое острие помещено на оси металлического цилиндра с внутренним диаметром 300 мкм, вставленного в кварцевый микрокапилляр (рис.2б). Острие и цилиндр при этом снабжены отдельными электрическими вводами (U_T, U_L), что позволяет использовать 300-микрометровый ци-

линдр в качестве предварительной микролинзы для электронного пучка. Этот элемент позволяет существенно увеличить долю фотоэлектронов, которые достигают наноапертуры капилляра без столкновений. Распределение полученного электронного сигнала при $U_T = -600$ В и $U_L = -200$ В представлено на рис.3б. На этом рисунке наряду с кольцеобразным сигналом присутствует также заметный вклад от фотоэлектронов (изображение в виде круглого пятна), не испытавших столкновений со стенками. По нашим оценкам, выполненным на основе экспериментальных данных, относительная доля таких баллистических фотоэлектронов составляет величину $\sim 10^{-2}$. Таким образом, при фотоэмиссии на уровне в несколько фотоэлектронов за один фемтосекундный лазерный импульс (при этом полностью отсутствует временное расплывание фотоэлектронного пучка из-за расталкивания заряженных частиц) можно ожидать сигнала порядка 10 отсч/с, соответствующего баллистическим фотоэлектронам. При использовании излучения непосредственно от лазерного генератора за счет более высокой частоты следования импульсов можно на 5 порядков увеличить наблюдаемый сигнал.

Пучок баллистических фотоэлектронов является достаточно узконаправленным. Его полная угловая расходимость приблизительно равна $\alpha \cong 4 \cdot 10^{-2}$ рад. Отметим, что эта величина для каналированных фотоэлектронов практически совпадает с угловой расходимостью, ранее уже наблюдавшейся нами для автоэмиссионного баллистического сигнала, когда электроны пропускались сквозь стеклянный капилляр с апертурой 1 мкм на кончике [9]. Это обстоятельство дает основание для возможного масштабирования. В рассматриваемой геометрии можно надеяться сохранить неплохую угловую расходимость для наноапертур размером вплоть до нескольких нанометров. Действительно, при диаметре сквозного отверстия $d_{NA} = 3$ нм дифракционная расходимость $1.22 \times \lambda_{dB}/d_{NA}$, где $\lambda_{dB} \cong 0.05$ нм – длина волны де Бройля для электронов 600 эВ, приближается к величине $2 \cdot 10^{-2}$ рад. Такую наноапертуру можно создать путем напыления на кончик микрокапилляра слоя металла определенной толщины. Характеризацию полученной наноапертуры можно осуществить на фотоэлектронном лазерном проекционном микроскопе [10].

При измеренной в эксперименте угловой расходимости фотоэлектронный пучок имеет диаметр менее 100 нм на расстояниях вплоть до ~ 1 мкм от кончика направляющего капилляра. Использование такого узконаправленного и нано локализованного фотоэлек-

тронного цуга позволяет спланировать эксперимент, основанный на комбинации возможностей фемтосекундной лазерной и фотоэлектронной техники, в котором одновременно присутствует высокое временное, пространственное и спектральное разрешение. Идея такого эксперимента заключается в следующем. Нано локализованные импульсы фотоэлектронов направляются на поверхность. В момент облучения такой поверхности фемтосекундным лазерным излучением (длина волны которого лежит в определенном спектральном диапазоне) вблизи фрактальных структур поле значительно усилится [11]. Поэтому за счет сильного пространственного градиента изменится траектория зондирующего фотоэлектронного пучка, то есть летящие электроны будут отклоняться за счет действия сильной градиентной волны. Перемещая микрокапилляр вдоль поверхности, можно определить угол отклонения зондирующих поверхность фотоэлектронов в зависимости от координаты острия и таким образом получить информацию (то есть фактически “составить карту”) о местоположении нанообластей с сильным градиентом светового поля. Изменение задержки между световым фемтосекундным импульсом и ультракоротким цугом фотоэлектронов позволит определить время существования градиентного поля в таких нанозонах. В связи с естественным вопросом о временном разрешении подобного эксперимента следует отметить, что в работе не содержится прямых данных о длительности полученных фотоэлектронных импульсов. Но есть основания предполагать, что баллистический узконаправленный фотоэлектронный пучок имеет длительность ~ 100 фс, измерение которой будет предметом следующего этапа наших исследований.

Авторы считают своим долгом поблагодарить А.П. Черкуна за изготовленные вольфрамовые иглы и С.К. Секацкого за предоставленные кварцевые микрокапилляры. Данная работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (# 05-02-16900-а).

1. V.I. Balykin, M. V. Subbotin, and V.S. Letokhov, *Optics Commun.* **129**, 177 (1996).
2. R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong et al., *Science* **287**, 2237 (2000).
3. H. Niikura, F. Légaré, R. Hasbani et al., *Nature* **417**, 917 (2002).
4. S. E. Irvine, A. Dechant, and A. Y. Elezzabi, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 184801 (2004).
5. R. Srinivasan, J. S. Feenstra, S.T. Park et al., *Science* **307**, 558 (2005).

6. P. Hommelhoff, Y. Sortais, A. Aghajani-Talesh, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 077401 (2006).
7. V. A. Lobastov, R. Srinivasan, and A. H. Zewail, *Proc. of National Acad. Sci.* **102**, 7069 (2005).
8. H. Park, X. Wang, S. Nie et al., *Solid State Comm.* **136**, 559 (2005).
9. Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, С. В. Чекалин, В. С. Летохов, *ЖЭТФ* **128**, 732 (2005).
10. С. А. Асеев, Б. Н. Миронов, С. В. Чекалин, В. С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 645 (2004).
11. V. A. Podolskiy and V. M. Shalaev, *Laser Physics* **11**, 26 (2001).