

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ МЕНЕЕ 100 фс, ОБРАЗОВАННОГО ФОТОЭМИССИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, В. Г. Миногин**, С. В. Чекалин*

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 ноября 2007 г.

При облучении тонкой металлической мишени импульсами лазерного излучения с длиной волны 800 нм и длительностью 38 фс сформирован пучок фотоэлектронов, содержащий компоненту длительностью менее 100 фс. Ансамбль фотоэлектронов создан посредством их фотоэмиссии с пленки золота толщиной около 10 нм, напыленной на основание призмы из плавленного кварца. Лазерное излучение облучало границу раздела диэлектрик–металл и распространялось внутри призмы под углом 45° к нормали границы раздела. Формирование пучка было осуществлено ускорением фотоэлектронов в пространственно-неоднородном электростатическом потенциале. Установлено, что ультракороткая компонента фотоэлектронного пучка образована за счет действия пондеромоторного потенциала. Показано, что использование неоднородного электростатического поля позволяет выделить ультракороткую электронную компоненту на фоне остальной части пучка фотоэлектронов.

PACS: 79.60.-i, 41.75.-i, 41.75.Jv, 78.47.-p

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронные пучки ультракороткой длительности представляют интерес для многих применений, включая исследования ультрабыстрых процессов в веществах, инициированных фемтосекундными лазерными импульсами [1–8]. К безусловному достоинству электронного зондирования образцов относится возможность достижения высокого, в пределе — атомного, пространственного разрешения, что в совокупности с ультракороткой длительностью зондирующего пучка делает подобный метод особенно привлекательным для определения параметров наноструктурированных материалов.

Получение характеристик самого электронного пучка, включающее определение его длительности, является важной задачей в области фемтосекундной электронной оптики. В 2005–2006 гг. с помощью тераваттной фемтосекундной лазерной установки осуществлена диагностика фотоэлектронного пучка

длительностью 0.4 пс, полученного при облучении металлического острия фемтосекундным лазерным излучением [6]. В этом эксперименте распространяющийся в вакууме фотоэлектронный пучок взаимодействовал с рассеивающей электромагнитной линзой, созданной высокоинтенсивными остросфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами.

С принципиальной точки зрения для получения пучка электронов фемтосекундной длительности (100 фс и короче) весьма привлекательной могла бы быть схема отражения внешнего электронного пучка от пондеромоторного потенциала, созданного фемтосекундными лазерными импульсами на границе раздела диэлектрик–вакуум [9]. Фактически реализация такого лазерного зеркала встречает значительные трудности, поскольку требует плотностей энергии лазерного излучения, которые превышают пороги разрушения типичных диэлектриков [10, 11]. К дополнительным трудностям относятся необходимость устранения зарядки поверхности электронным пучком и необходимость обеспечения эффек-

*E-mail: isanfemto@yandex.ru

**E-mail: minogin@isan.troitsk.ru

тивного пространственного перекрытия лазерного и электронного пучков. Использование импульсного внешнего электронного пучка может уменьшить эффект паразитной зарядки поверхности диэлектрика, но потребует в этом случае временного согласования лазерного и электронного импульсов.

В связи с указанными трудно преодолимыми в настоящее время препятствиями более реалистичной представляется схема создания электронных пучков фемтосекундной длительности, основанная на прямой фотоэмиссии электронов лазерными импульсами. В такой схеме ультракороткий импульс фотоэлектронов может быть отделен от остальной части фотоэлектронного облака с помощью его ускорения подемоторным потенциалом. Поскольку для этой цели может использоваться подемоторный потенциал, существенно меньший требуемого для отражения электронов (начальная энергия фотоэлектронов может быть на несколько порядков меньше типичной кинетической энергии внешнего электронного пучка), в схеме прямой фотоэмиссии существенно снижаются требования к интенсивности лазерного излучения.

В настоящей статье мы сообщаем о реализации экспериментальной схемы, которая позволяет осуществлять импульсную фотоэмиссию электронов с металлической пленки-катода с отделением фотоэлектронной компоненты длительностью менее 100 фс от остальной части фотоэлектронного облака. Данная схема использована для формирования и диагностики пучка фотоэлектронов длительностью около 40 фс.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки для формирования и диагностики пучка фотоэлектронов ультракороткой длительности. В данной схеме фотоэмиссия электронов осуществлялась из тонкой золотой пленки, напыленной на основание призмы из плавленного кварца посредством магнетронного распыления. Лазерное излучение направлялось под углом 45° к нормали основания призмы.

Источником излучения являлась фемтосекундная лазерная система Spectra-Physics, создававшая импульсы длительностью 38 фс на длине волны 800 нм при частоте повторения импульсов до 1 кГц. Лазерное излучение с плотностью энергии на уровне 0.1 Дж/см^2 , направлявшееся на границу раздела диэлектрик–металл, имело *p*-поляризацию. При ис-

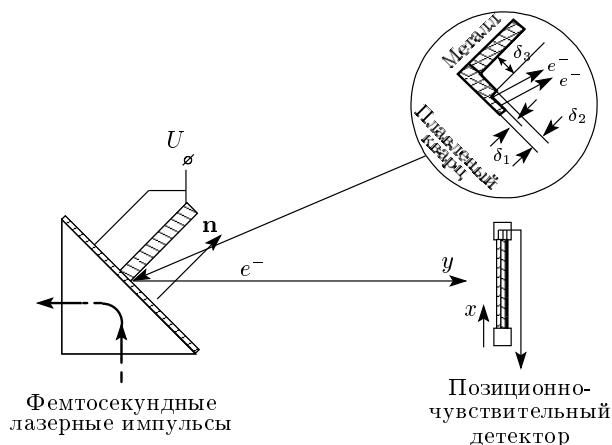


Рис. 1. Схема облучения лазерным излучением тонкой пленки золота, напыленной на основание призмы из плавленного кварца. Вектор \mathbf{n} показывает преимущественное направление эмиссии фотоэлектронов. Расстояние от пленки-катода до плоскости детектора составляет $L = 100 \text{ мм}$. Вставка показывает форму наноступеньки с размерами $\delta_1 = 10 \text{ нм}$, $\delta_2 = 120 \text{ нм}$, $\delta_3 = 0.5 \text{ мкм}$

пользовании *s*-поляризованного сигнала интенсивность фотоэмиссии была ослаблена в 1.5 раза. В эксперименте для уменьшения энергии лазерных импульсов использовался набор нейтральных фильтров фирмы Newport.

Металлическая пленка имела форму ступеньки толщиной $\delta_1 = 10 \text{ нм}$ в тонкой части и толщиной $\delta_2 = 120 \text{ нм}$ в толстой части. Такая конфигурация пленки-катода была выбрана для того, чтобы обеспечить возможность сравнения эффективности эмиссии электронов за счет лазерного излучения с другими возможными механизмами эмиссии, поскольку характерная глубина проникновения лазерного ИК-излучения с длиной волны $\lambda = 800 \text{ нм}$ в золото составляет величину $\delta = 36 \text{ нм}$ [12], которая удовлетворяет условию $\delta_1 < \delta < \delta_2$. К металлической пленке-катоду был присоединен металлический электрод, причем в месте соединения был обеспечен контакт металл–металл. К пленке-катоду и присоединенному электроду был приложен электростатический потенциал U , типичное значение которого составляло величину $U = -300 \text{ В}$. Отметим здесь, что облучение металлической пленки не в области контакта с электродом, а вблизи ступеньки толщиной, значительно превышающей глубину проникновения лазерного излучения в металл, $\delta_2 \gg 36 \text{ нм}$, позволяло также исключить эмиссию фотоэлектронов из микрополостей, которые могут существовать в области контакта металл–металл.

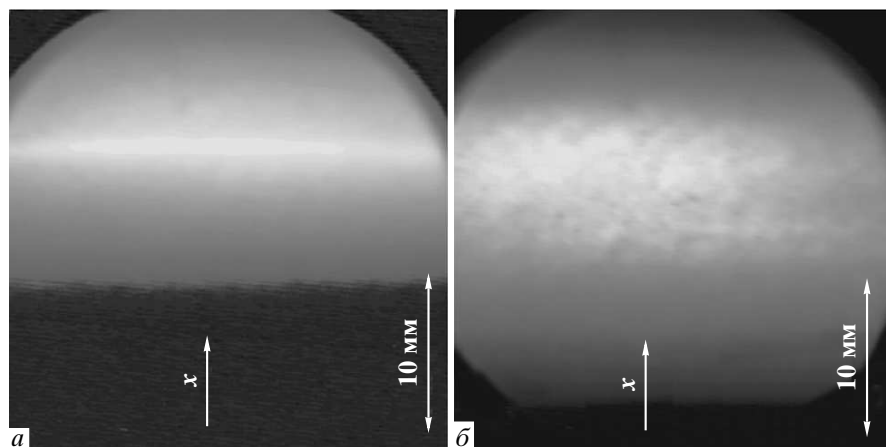


Рис. 2. Изображения поперечного сечения пучка фотоэлектронов, созданного облучением области пленки-катода вблизи наноступеньки (*а*) и при облучении области вдали от наноступеньки (*б*). Двойная стрелка показывает пространственный масштаб изображения сечения пучка

Кварцевая призма с напыленным катодом располагалась на подвижном держателе внутри вакуумной камеры, имевшей остаточное давление 10^{-7} Торр. Безмаслянный вакуум в установке создавался турбомолекулярным насосом Varian. Электроны, испущенные фотокатодом, регистрировались позиционно-чувствительным детектором, включавшим пару микроканальных пластин с диаметром активной зоны 28 мм, что соответствует 400 пикселям, и фосфоресцирующий экран. Детектор служил анодом и находился под нулевым электрическим потенциалом. Расстояние между областью фотоэмиссии и детектором составляло $L = 100$ мм. Изображение, создаваемое фотоэлектронами на экране, регистрировалось ПЗС-камерой и передавалось на компьютер.

Основу ультрачувствительной схемы регистрации составляло неоднородное ускоряющее статическое электрическое поле, образованное L-конфигурацией электродов. Неоднородное электрическое поле обеспечивало ускорение электронов вдоль оси y и сжатие пучка фотоэлектронов вдоль оси x в плоскости рис. 1. Сжатие фотоэлектронного пучка вдоль оси x обостряло максимум поперечного распределения электронного пучка и позволяло детектировать небольшое увеличение кинетической энергии электронов, обусловленное подемоторным потенциалом на начальном участке траектории. Максимальное поперечное сжатие пучка происходило в том случае, когда фотоэлектроны выпускались вблизи наноступеньки, образованной утолщением металлической пленки-катода от значения $\delta_1 = 10$ нм до значения $\delta_2 = 120$ нм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Рисунок 2*а* показывает зарегистрированное распределение плотности электронов в поперечном сечении фотоэлектронного пучка, полученного при облучении области пленки-катода, включающей наноступеньку. В этом случае фотоэлектроны эмитируются вблизи наноступеньки, где поперечное сжатие пучка максимально, и фотоэлектронный сигнал отражает квазиодномерную структуру пучка. Гранулированная (фрактальная) структура фотокатода-пленки обуславливает широкое угловое распределение эмитированных фотоэлектронов. Благодаря присутствию неоднородного ускоряющего статического электрического поля, созданного L-конфигурацией электрода, пучок электронов сжимается в направлении оси x . В плоскости, нормальной плоскости рис. 1, пучок фотоэлектронов не может сжиматься, поскольку вектор статического электрического поля расположен в плоскости рис. 1. На рис. 2*б* показано распределение плотности фотоэлектронов в поперечном сечении пучка, зарегистрированное при облучении области пленки-катода, расположенной вне наноступеньки, т. е. в области слабой неоднородности ускоряющего электростатического поля. В этом случае регистрировался фотоэлектронный сигнал, уширенный в направлении оси x .

На рис. 3 показано распределение плотности фотоэлектронов в поперечном сечении пучков, созданных облучением пленки-катода вблизи и вдали от наноступеньки, т. е. отвечающим изображениям рис. 2*а* и 2*б*. Данные распределения показывают

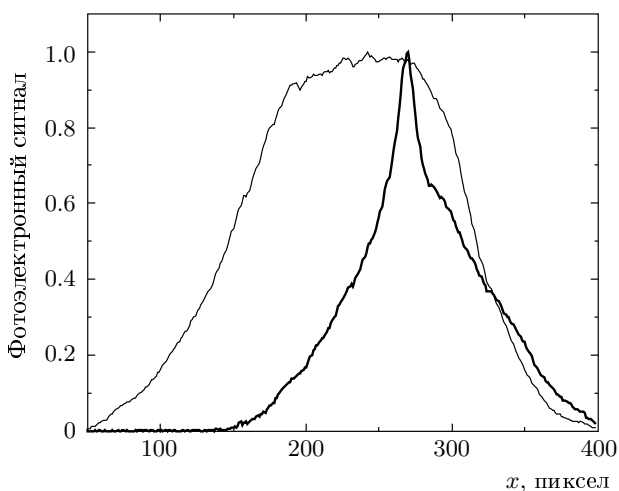


Рис. 3. Нормированный на единицу в максимуме сигнал фотоэлектронного пучка в зависимости от координаты x . Жирная линия отвечает рис. 2а, тонкая линия — рис. 2б

ярко выраженную пиковую структуру вдоль оси x , причем более сжатый пучок, образованный вблизи наноступеньки, обнаруживает ожидаемый острый максимум распределения. При увеличении интенсивности лазерного излучения положение пика фотоэлектронного сигнала смещается в направлении оси x вследствие увеличения начальной кинетической энергии фотоэлектронов за счет их ускорения в более высоком пондемоторном потенциале. Как показано на рис. 4, данное смещение пика легко детектируется в случае, когда фотоэлектронный пучок создается вблизи наноступеньки и соответственно имеет ярко выраженный максимум.

Следует подчеркнуть, что длительность действия пондемоторного потенциала определяется длительностью лазерных импульсов. Это означает, что только ультрабыстрая компонента электронного облака с длительностью, близкой к длительности лазерных импульсов $\tau_l = 38$ фс, испытывает действие пондемоторного потенциала. Электроны, испущенные после окончания лазерного импульса, например, за счет теплового нагрева катода лазерным излучением, уже не могут ускоряться пондемоторным потенциалом.

Для исследования возможного вклада теплового нагрева катода в эмиссию электронов нами было проведено облучение фотокатода при различных частотах f следования фемтосекундных лазерных импульсов (энергия лазерных импульсов при этом оставалась неизменной). Измерения показали, что при

увеличении частоты f от 100 Гц до 1 кГц сдвиг сигнала был незначителен. Это означает, что тепловой нагрев фотокатода был мал. Следует также отметить, что при увеличении интенсивности лазерного излучения не наблюдалось увеличения ширины фотоэлектронного сигнала, представленного на рис. 4, хотя сама величина сигнала, как можно видеть из рис. 5, возрастала более чем на порядок. Это наблюдение показало, что вклад кулоновского расталкивания электронов в форму сигнала был также пренебрежимо мал.

Как известно, фотоэффект, обусловленный ультракороткими лазерными импульсами, обычно имеет многофотонный характер, следуя зависимости вида $J \propto I^\alpha$, где J — величина фотоэлектронного сигнала, I — интенсивность лазерного излучения. Мы проверили степень многофотонности фотоэлектронной эмиссии, построив на рис. 5 зависимость величины фотоэлектронного сигнала от интенсивности лазерного излучения. В логарифмической шкале данная зависимость имеет наклон $\alpha = 3.7 \pm 0.4$, показавший близость характера фотоэффекта к четырехфотонному. Подчеркнем здесь, что во всех проведенных измерениях детектировался фотоэлектронный сигнал, образованный фотоэмиссией электронов из тонкой металлической пленки, поскольку, как нами было оценено, вероятность четырехфотонной эмиссии электронов из области ступеньки толщиной 120 нм приблизительно на девять порядков меньше вероятности фотоэмиссии электронов из пленки толщиной 10 нм.

Мы также исследовали вклад пондемоторного потенциала в начальную кинетическую энергию фотоэлектронов. Для этой цели нами был измерен пространственный сдвиг максимума фотоэлектронного сигнала как функция интенсивности лазерного излучения. Данная зависимость, представленная на рис. 6, показала линейную связь.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведем некоторые оценки, позволяющие сравнить наблюдавшиеся результаты с предсказаниями теории.

Зависимость величины пространственного смещения максимума электронного пучка, x_m , от величины пондемоторного потенциала и приложенного электростатического потенциала U может быть оценена, исходя из уравнений движения. Учтем, что кинетическая энергия исходных фотоэлектронов, движущихся преимущественно в направлении вектора

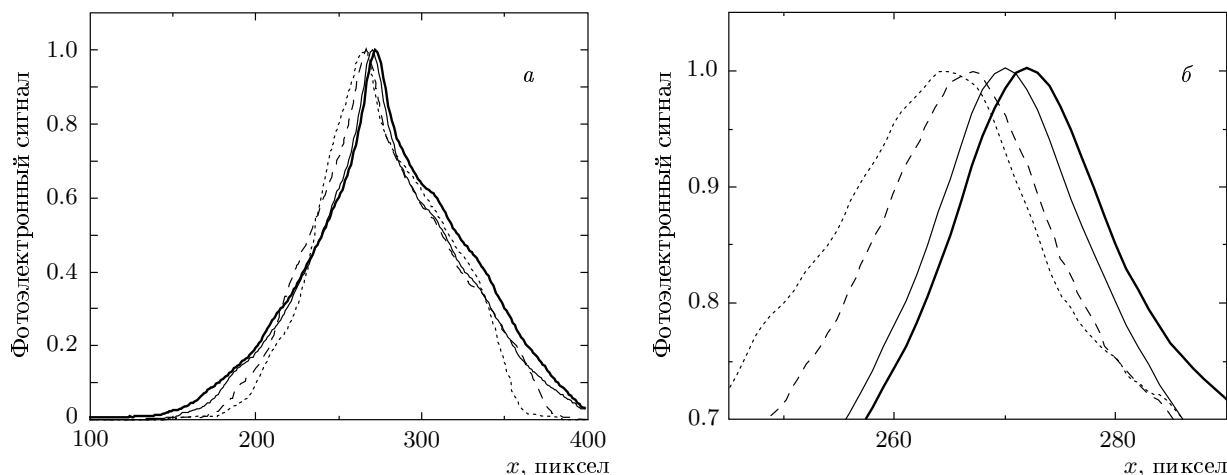


Рис. 4. Нормированный на единицу в максимуме фотоэлектронный сигнал как функция координаты x при различных интенсивностях I лазерного излучения: $I = 1$ (сплошные жирные линии), 0.86 (сплошные тонкие), 0.59 (штриховые), 0.51 (пунктирные). Рисунки a и b различаются масштабами. Пики сигналов отвечают ультрабыстрой компоненте фотоэлектронного пучка

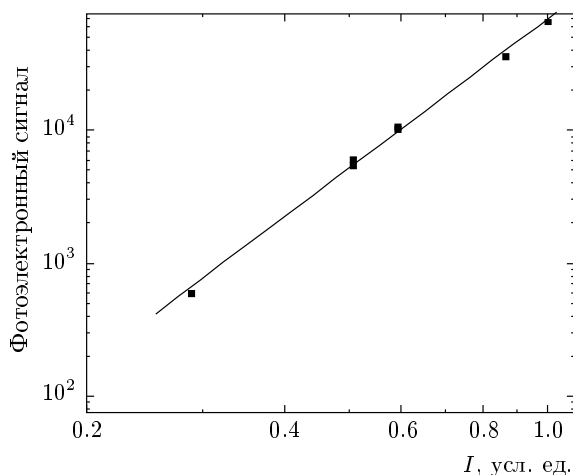


Рис. 5. Зависимость величины фотоэлектронного сигнала от интенсивности I лазерного излучения в двойном логарифмическом масштабе. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — линейная аппроксимация

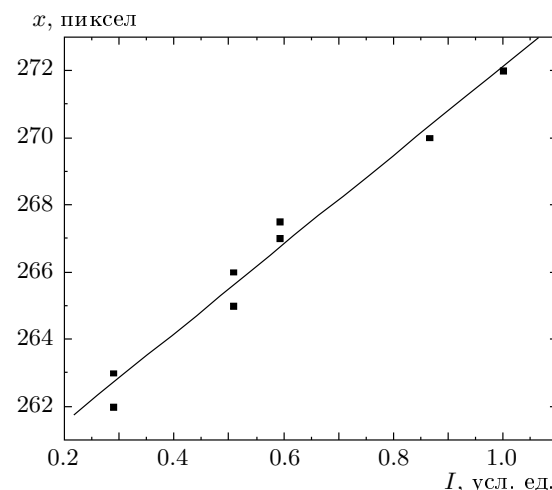


Рис. 6. Зависимость положения пика фотоэлектронного сигнала от интенсивности I лазерного излучения. Точки показывают экспериментальные данные. Отметим хорошую воспроизводимость экспериментальных результатов (ошибка измерения приблизительно равна 1 пикселу). Сплошная линия — линейная аппроксимация

\mathbf{n} , включает кинетическую энергию u_0 , обусловленную фотоэффектом, и кинетическую энергию, обусловленную подемоторным потенциалом u_p :

$$u = u_0 + u_p. \tag{1}$$

При начальной скорости электрона v в направлении вектора \mathbf{n} начальная кинетическая энергия электрона может быть соответственно оценена как $mv^2/2 = u$. Учитывая далее, что

статическое электрическое поле в использовавшейся L-конфигурации электродов являлось приблизительно продольным на основном участке траектории электронов (ортогональным оси x на рис. 1), и пренебрегая вкладом магнитного поля, можно записать для приращения кинетической

энергии электрона вдоль оси y оценку $mv_y^2/2 = eU$, где $v_y = v/\sqrt{2}$ — проекция скорости электрона на ось y . Для величины пространственного смещения электрона вдоль оси x можно записать соотношение $x = x_0 + v_x t$, где $v_x = v/\sqrt{2}$ — проекция скорости на ось x , t — время пролета электроном области длиной L от точки фотоэмиссии до детектора. Учитывая еще, что при ускоренном движении вдоль оси y имеют место соотношения $v_y = at$ и $L = at^2/2$, где a — ускорение вдоль оси y , можно оценить смещение электрона по оси x как $x = x_0 + 2Lv_x/v_y$. Отсюда для пространственного смещения максимума электронного пучка можно получить оценку

$$x_m = x_{m0} + L\sqrt{\frac{2u}{eU}}, \quad (2)$$

где x_{m0} — координата области фотоэмиссии.

При малых значениях интенсивности лазерного излучения, когда пондемоторный потенциал также является малым, сравнение экспериментальных данных с формулой (2) при $u \approx u_0$ позволяет оценить величину исходной кинетической энергии фотоэлектронов как $u_0 \approx 0.9$ эВ. Данная оценка весьма близка к величине, ожидаемой при четырехфотонном фотоэффekte, описываемым соотношением

$$u_0 = 4\hbar\omega - W, \quad (3)$$

где $\hbar\omega$ — энергия лазерного фотона, W — работа выхода. При использованной нами длине волны лазерного излучения $\lambda = 800$ нм и известной работе выхода для золота $W = 5.1$ эВ [12] оценка по формуле (3) дает значение $u_0 \approx 0.9$ эВ.

Величина пондемоторного потенциала оценивается известным соотношением

$$u_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} = \frac{2\pi e^2 I}{m c \omega^2}, \quad (4)$$

где e и m — заряд и масса электрона, E_0 и ω — амплитуда и частота электрического поля лазерного импульса, $I = cE_0^2/8\pi$ — интенсивность лазерного излучения. При максимальной используемой в эксперименте интенсивности лазерного излучения $I \approx 2 \cdot 10^{12}$ Вт/см² из формулы (4) следует оценка пондемоторного потенциала $u_p \approx 0.12$ эВ. Малость величины пондемоторного потенциала по сравнению с кинетической энергией электрона за счет фотоэфекта показывает, что выражение (2) может быть разложено в ряд по малой величине $\epsilon = u_p/u_0$. Ограничиваясь двумя первыми членами

ряда можно записать формулу, определяющую зависимость сдвига пространственного максимума фотоэлектронного сигнала от интенсивности лазерного излучения:

$$\delta x_m = x - x_m = L\sqrt{\frac{2u_0}{eU}} \left(1 + \frac{u_p}{2u_0}\right). \quad (5)$$

Линейная зависимость (5) находится в полном согласии с экспериментальной линейной зависимостью, показанной на рис. 6. Сопоставление теоретической оценки (5) с экспериментальным значением сдвига максимума фотоэлектронного сигнала, приведенного на рис. 6, при интенсивности лазерного излучения $I \approx 2 \cdot 10^{12}$ Вт/см² дает значение $u_p \approx 0.11$ эВ, весьма близкое к теоретической оценке.

Таким образом, приведенные оценки подтверждают, что экспериментально зарегистрированные фотоэлектронные сигналы действительно обусловлены двумя разными группами электронов, начальные энергии которых определяются различными процессами. Те фотоэлектроны, начальная энергия которых обусловлена собственно фотоэффekte (3) и не зависит от интенсивности излучения, составляют часть пучка, распространяющуюся вдоль оси электростатического поля. Другая часть фотоэлектронов, начальная энергия которых обусловлена действием пондемоторного потенциала и соответственно является функцией интенсивности лазерного излучения, составляет отклоненную часть пучка. Другими словами, согласие приведенных оценок с экспериментальными наблюдениями позволяет констатировать, что экспериментально зарегистрированный пространственный сдвиг фотоэлектронного пучка обусловлен действием пондемоторного потенциала. Продолжительность действия пондемоторного потенциала определяется исключительно длительностью фемтосекундного лазерного импульса. Соответственно пространственно отделенный фотоэлектронный пучок обладает ультракороткой фемтосекундной длительностью.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы показывают, что использование пондемоторного потенциала позволяет создать ультракороткий пучок фотоэлектронов с длительностью, близкой к длительности фемтосекундных лазерных импульсов. Использование высокочувствительной системы регистрации позволяет, в свою очередь, выделить ультракороткую компоненту фотоэлектронного пучка. Естественно, что

эта фотоэлектронная компонента характеризуется фемтосекундной длительностью только в области фотоэмиссии. При дальнейшем распространении фотоэлектронного пучка может происходить его временное расплывание. Для его уменьшения, например, целесообразно прикладывать высокий электрический потенциал к фотокатоду. На практике фотоэлектронная компонента может быть выделена с помощью подходящей щели.

Авторы признательны В. С. Летохову за обсуждение результатов работы. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16900-а, 07-02-00748-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Srinivasan, J. S. Feenstra, S. T. Park, S. Xu, and A. H. Zewail, *Science* **307**, 558 (2005).
2. H. Niikura, F. Legare, R. Hasbani, A. D. Bandrauk, M. Yu. Ivanov, D. M. Villeneuve, and P. B. Corkum, *Nature* **417**, 917 (2002).
3. Park, X. Wang, S. Nie, R. Clinite, and J. Cao, *Sol. St. Comm.* **136**, 559 (2005).
4. V. A. Lobastov, R. Srinivasan, and A. H. Zewail, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **102**, 7069 (2005).
5. P. Hommelhoff, Y. Sortais, A. Aghajani-Talesh, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 077401 (2006).
6. C. T. Hebeisen, R. Ernstorfer, M. Harb, T. Dartigalongue, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, *Opt. Lett.* **31**, 3517 (2006).
7. C. Ropers, D. R. Solli, C. P. Schulz, C. Lienau, and T. Elsaesser, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 043907 (2007).
8. S. A. Aseyev, B. N. Mironov, S. V. Chekalin, and V. S. Letokhov, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 112513 (2006).
9. V. I. Balykin, M. V. Subbotin, and V. S. Letokhov, *Opt. Comm.* **129**, 177 (1996).
10. S. S. Mao, F. Quere, S. Guizard, X. Mao, R. E. Russo, G. Petite, and P. Martin, *Appl. Phys. A* **79**, 1695 (2004).
11. A. C. Tien, S. Baskus, H. Kapteyn, M. Murnane, and G. Mourou, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3883 (1999).
12. J. Kupersztych and M. Raynaud, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 147401 (2005).