

УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

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

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

Поступила в редакцию 11 января 2010 г.

Использование пондеромоторного потенциала, создаваемого высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами, позволяет осуществить деформацию пространственно-скоростного распределения распространяющихся в вакууме электронов, что создает условия для их последующего пространственного выделения из исходного пучка. Показано, что оптическая модификация электронных пучков с кинетическими энергиями порядка 100 эВ фемтосекундным лазерным излучением интенсивностью от 10^{14} до 10^{18} Вт/см² открывает возможности формирования электронных сгустков длительностью порядка 50–100 фс. Приведены примеры оптического управления формой электронных сгустков на основе отклонения, отражения, фокусировки и расщепления электронных пучков.

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание фемтосекундных электронных пучков с желаемой пространственно-временной структурой представляет значительный интерес в связи с возможностями их использования для диагностики быстро протекающих физико-химических процессов, в том числе инициированных высокоинтенсивными электромагнитными полями, излучаемыми за предельно короткие интервалы времени. В современных исследованиях используются два основных способа формирования ультракоротких электронных пучков, обладающих длительностью несколько пикосекунд и менее. В первом подходе ультракороткие электронные сгустки создают посредством облучения интенсивным фемтосекундным лазерным излучением твердотельного фотокатода, атомарного или молекулярного газа, либо диэлектрика, на поверхности которого формируется мощное эванесцентное (поверхностное) поле. При выполнении специальных условий данный подход позволяет получать электронные пучки фемтосекундной и даже аттосекундной длительности. В современной мировой практике это достаточно обширная область исследований, подробно освещенная в литературе [1–7].

Во втором подходе объектом импульсного облучения является непосредственно сам электронный пучок, распространяющийся в вакууме. В этом случае ультракороткие лазерные импульсы высокой интенсивности создают пондеромоторные потенциалы, которые модифицируют распределение электронов по скоростям и обеспечивают условия для пространственного выделения ультракоротких электронных сгустков из исходного электронного пучка. Данный подход, в отличие от первого, не имеет принципиального ограничения, обусловленного необходимостью использования лазерного излучения с интенсивностью, меньшей порога разрушения фотокатода или диэлектрика. При этом для деформации исходного пространственно-скоростного распределения используются импульсные оптические градиентные силы, которые являются принципиально безынерционными на временном масштабе действия фемтосекундного лазерного излучения. Второй подход открывает также более широкие возможности для управления параметрами электронных пучков, поскольку пондеромоторный потенциал, создаваемый фемтосекундным лазерным полем в вакууме, может обладать достаточно разнообразной пространственно-временной структурой [8–10].

Еще одним преимуществом второго подхода является возможность формирования не только ульт-

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

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

ракоротких, но и пространственно-локализованных фотоэлектронных сгустков, так как для создания значительного пондеромоторного оптического потенциала необходимо использовать лазерное излучение, остросфокусированное в микрообъеме. Наконец, при вариации геометрии облучения, пространственной формы лазерного излучения и его пиковой интенсивности во втором подходе могут быть обеспечены условия для целенаправленного управления формой электронных сгустков на основе коллимации, отклонения, фокусировки или даже отражения электронов [10].

С принципиальной точки зрения второй подход пригоден для создания ультракоротких электронных сгустков при облучении любого, в том числе квазинепрерывного пучка электронов. Однако на практике в качестве исходного объекта облучения целесообразно использовать импульсный узконаправленный, предварительно пространственно-сжатый пучок фотоэлектронов, что позволяет существенно упростить формирование модифицированных ультракоротких электронных импульсов, а также повысить эффективность их последующего применения [11]. В этом случае фоновый сигнал, создаваемый электронами, не испытывавшими действия оптического пондеромоторного потенциала, может быть минимальным.

В настоящей статье мы анализируем воздействие пондеромоторных оптических потенциалов различных конфигураций на распространение электронных пучков в вакууме и показываем, что данный механизм позволяет достаточно эффективно отклонять, фокусировать, коллимировать и даже отражать электронные сгустки. В работе рассматриваются нерелятивистские электронные пучки с кинетическими энергиями в области 100 эВ–10 кэВ. Предполагается, что распространяющиеся в вакууме электроны облучаются фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 нм и длительностью 10–100 фс.

2. ОТКЛОНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Рассмотрим предварительно простейший метод управления импульсным электронным пучком, в котором лазерные ультракороткие импульсы осуществляют отклонение части электронного пучка посредством пондеромоторного потенциала. Такое управление электронным пучком возможно как при асимметричном облучении пучка, когда происходит отклонение части пучка только в одну сторону, так

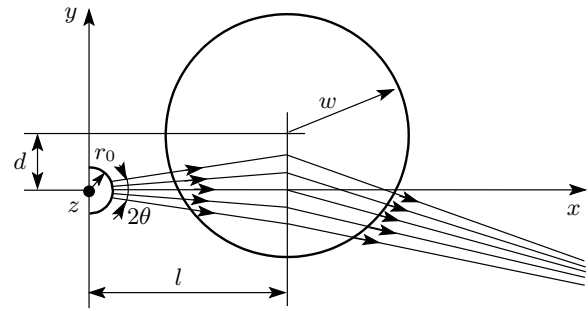


Рис. 1. Схема импульсного дефлектора фотоэлектронного пучка. Жирными линиями показаны поперечные сечения фотокатода и лазерного луча. Сечение гауссова луча отвечает значению интенсивности I_0/e (e — основание натурального логарифма), сечение полого лазерного луча — максимальной интенсивности I_0

и при симметричном облучении, когда образуются два отклоненных электронных пучка.

Положим в качестве реалистической модели, что фотоэмиссия электронов осуществляется из твердотельного фотокатода, имеющего сферическую форму, как показано на рис. 1. Центр сферического источника фотоэлектронов предполагается расположенным в начале системы координат. Угловая расходимость электронного пучка 2θ предполагается заданной внешней диафрагмой. Будем также считать, что исходный пучок электронов формируется благодаря ускорению электронов статическим электрическим полем. Напряженность статического электрического поля вблизи фотокатода сферической формы радиуса r_0 считаем равной

$$E_0 = \frac{V_0}{r_0}, \quad (1)$$

где V_0 — значение приложенного к фотокатоду потенциала. Напряженность статического поля вне фотокатода, т. е. при значениях радиальной координаты $r \geq r_0$, считаем меняющейся по закону

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = V_0 \frac{r_0}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad (2)$$

где \mathbf{e}_r — единичный вектор радиальной координаты r .

Везде ниже предполагается, что лазерный луч, распространяющийся вдоль оси z , облучает пучок фотоэлектронов перпендикулярно направлению его распространения, выбранному в качестве оси x . Считаем, что ось лазерного луча пересекает ось x на расстоянии l от начала системы координат и смещена на расстояние d вдоль оси y .

Рассматриваем два типа лазерного луча: луч с гауссовым поперечным профилем интенсивности и полый луч. В обоих случаях профиль интенсивности луча представляется в виде

$$I(x, y, t) = I_0 u(x, y, t), \quad (3)$$

где величина I_0 определяет максимальную интенсивность лазерного импульса, а функция $u(x, y, t)$ описывает пространственно-временную огибающую лазерного импульса. Временной профиль интенсивности для обоих типов лучей считается гауссовым.

В рассматриваемой геометрии для обоих типов лучей пондеромоторный потенциал определяется соотношением

$$U(x, y, t) = U_0 u(x, y, t), \quad (4)$$

где U_0 — значение потенциала в максимуме:

$$U_0 = \frac{e^2 \lambda^2 I_0}{2\pi m c^3}, \quad (5)$$

e и m — заряд и масса электрона, λ — длина волны лазерного излучения, c — скорость света в вакууме. Пондеромоторный потенциал создает градиентную силу

$$\mathbf{F}(x, y, t) = -\nabla U(x, y, t), \quad (6)$$

которая совместно с ускоряющей электрической силой определяет эволюцию пространственно-скоростного распределения электронного пучка.

Для импульса гауссова лазерного луча пространственно-временной профиль интенсивности может быть представлен в виде

$$u(x, y, t) = \exp \left[-\frac{(x-l)^2 + (y-d)^2}{w^2} \right] \times \exp \left[-\left(\frac{t-t_0}{\tau_l} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где w — радиус луча, $2\tau_l$ — длительность импульса на высоте $1/e$, t_0 — временная задержка максимума лазерного импульса. Данный профиль интенсивности приводит к возникновению градиентной силы, имеющей проекции на оси x и y :

$$F_x(x, y, t) = \frac{2U_0(x-l)}{w^2} u(x, y, t), \quad (8)$$

$$F_y(x, y, t) = \frac{2U_0(y-d)}{w^2} u(x, y, t).$$

В случае импульса полого лазерного луча распределение интенсивности (3) может быть представлено в виде

$$u(x, y, t) = \frac{(x-l)^2 + (y-d)^2}{w^2} \times \exp \left[-\frac{(x-l)^2 + (y-d)^2 - w^2}{w^2} \right] \times \exp \left[-\left(\frac{t-t_0}{\tau_l} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Огибающая (9) имеет максимум при радиальном смещении от центра луча

$$r = \sqrt{(x-l)^2 + (y-d)^2} = w.$$

Соответственно при данном радиальном смещении интенсивность излучения имеет максимум, равный I_0 . В случае полого луча градиентная сила (6) имеет компоненты

$$F_x(x, y, t) = \frac{2U_0(x-l)}{w^2} \frac{(x-l)^2 + (y-d)^2 - w^2}{w^2} \times u(x, y, t), \quad (10)$$

$$F_y(x, y, t) = \frac{2U_0(y-d)}{w^2} \frac{(x-l)^2 + (y-d)^2 - w^2}{w^2} \times u(x, y, t). \quad (11)$$

Отметим еще раз, что везде ниже мы рассматриваем воздействие на электронный пучок импульсно-лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 800$ нм и длительностью $2\tau_l$ в области 10–100 фс. Мы также считаем, что формирование электронного пучка осуществляется ускорением электронов с начальной энергией 0.2 эВ в неоднородном электрическом поле, образованном приложением к фотокатоду радиуса r_0 потенциала $V_0 = -100$ В.

Заметим также, что мы считаем, что исходный импульс фотоэлектронов имеет длительность $2\tau_e$, превышающую длительность лазерного импульса $2\tau_l$, как это имеет место на практике (рис. 2). Под величиной t_0 мы понимаем временную задержку максимума лазерного импульса по отношению к моменту времени вылета из источника максимума электронного импульса.

На рис. 3 показан пример отклоняющего действия градиентной силы гауссова лазерного луча на электронный пучок при длительности лазерного импульса $2\tau_l = 20$ фс, диаметре лазерного луча $2w = 2$ мкм и интенсивности лазерного излучения в максимуме $I_0 = 2 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Приведенные траектории получены численным решением уравнений движения электронов под действием

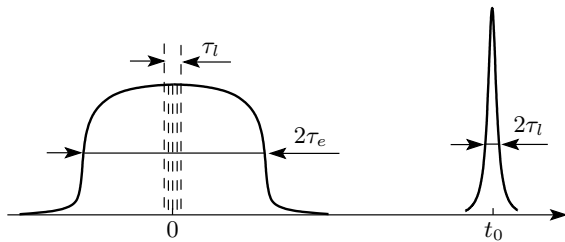


Рис. 2. Импульс исходного электронного пучка длительностью $2\tau_e$ и импульс лазерного излучения длительностью $2\tau_l$. Штриховые линии отмечают центральную область электронного импульса, длительность которой выбрана равной τ_l

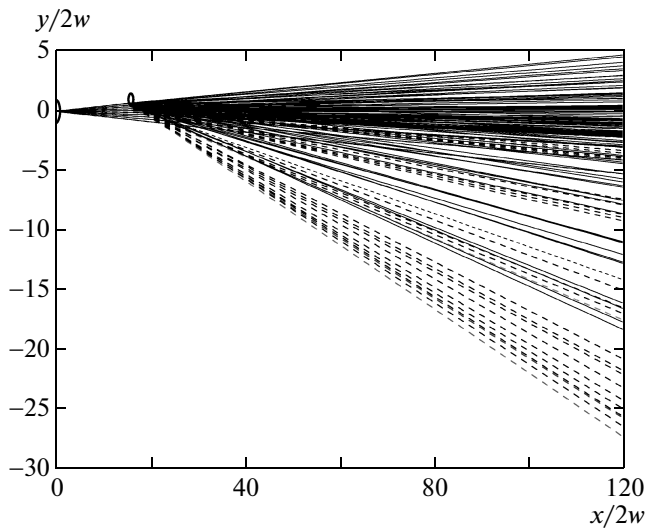


Рис. 3. Траектории фотоэлектронов в пучке, испущенном из фотокатода радиусом $r_0 = 2$ мкм и отклоненном ультракоротким импульсом гауссова лазерного луча длительностью $2\tau_l = 20$ фс, диаметром $2w = 2$ мкм и интенсивностью $I_0 = 2 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Центр лазерного луча имеет координаты $l = 32$ мкм, $d = 2$ мкм. Задержка лазерного импульса по отношению к максимуму электронного импульса выбрана равной $t_0 = 5.9 \cdot 10^{-12}$ с. Сечения фотокатода и лазерного луча показаны жирными линиями. Траектории, отвечающие центральной части исходного электронного импульса, имеющей вблизи фотокатода длительность $\tau_l = 10$ фс, показаны, как и на рис. 2, штриховыми линиями

компонент градиентной силы (8) и силы, созданной неоднородным электрическим полем (2). Предполагается, что электронный пучок исходит из сферического фотокатода радиуса $r_0 = 2$ мкм и распространяется внутри конической области, ограниченной уг-

лом распространения $2\theta = 5^\circ$. Отметим, что некоторая нерегулярность расположения траекторий обусловлена нелинейным характером взаимодействия электронов с пространственно-неоднородным лазерным лучом. Нелинейность взаимодействия приводит к нерегулярному сближению и пересечению траекторий различных частей электронного пучка. На рис. 3 распространение электронного пучка показано $22 \times 10 = 220$ траекториями; исходный электронный импульс разделен на 22 части на шкале времени, а угловая апертура каждой части пучка показана 10 траекториями. Заметим также, что сечения фотокатода и лазерного луча имеют вид эллипсов вследствие различия масштабов по осям x и y .

В примере, представленном на рис. 3, начальная скорость электронов составляет $v_0 = 2.7 \cdot 10^7$ см/с, ускорение электронов вблизи фотокатода имеет значение $4.2 \cdot 10^{21}$ см/с², ускорение электронов в максимуме интенсивности лазерного луча составляет $8.8 \cdot 10^{20}$ см/с², скорость электронов при прохождении центра лазерного луча равна $5.9 \cdot 10^8$ см/с, характерное время пролета электронов через лазерный луч имеет значение 200 фс.

Как можно видеть на рис. 3, значительная доля штриховых траекторий отклонена на угол, превышающий угловую расходимость исходного электронного пучка. Это означает, что при выбранных параметрах взаимодействия наиболее эффективно отклоняется центральная часть исходного электронного импульса. Длительности различных частей отклоненного электронного пучка зависят от угла отклонения и от времени пролета или расстояния до области регистрации. Простейшая оценка длительности отклоненных частей может быть дана исходя из времени пролета электронов через лазерный луч. При выбранных выше параметрах такая оценка составляет уже указанную выше величину 200 фс при нахождении области регистрации вблизи лазерного луча. Фактическая длительность электронных импульсов согласно численным оценкам меняется от значений 100–200 фс для электронных траекторий, расположенных слегка ниже исходного пучка, до значений 50–100 фс для траекторий, отклоненных на максимальный угол. Отсюда можно заключить, что если отделить максимально отклоненную часть электронного пучка от остальной части пучка, например, с помощью диафрагмы, то отделенная часть будет представлять собой ультракороткий электронный сгусток, длительность которого может быть короче 100 фс.

Следует подчеркнуть, что импульсный пондеромоторный потенциал естественно отклоняет только

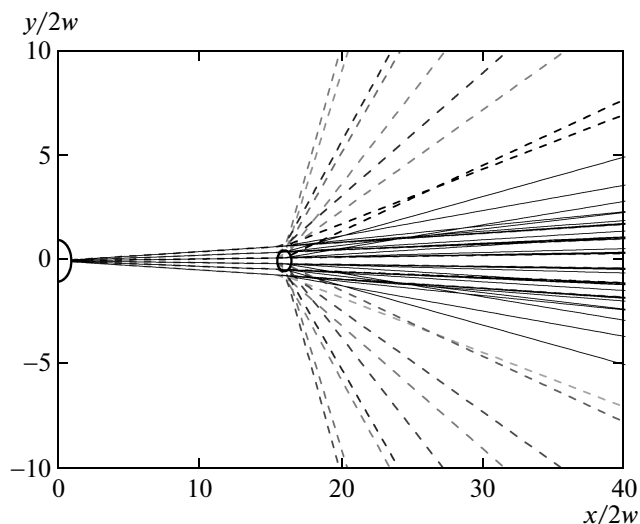


Рис. 4. Траектории фотоэлектронов в пучке, испущенном из фотокатода радиусом $r_0 = 2$ мкм и отклоненном ультракоротким импульсом гауссова лазерного луча длительностью $2\tau_l = 20$ фс, диаметром $2w_1 = 2$ мкм и интенсивностью $I_{01} = 2 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Центр лазерного луча смещен вдоль оси распространения электронного пучка на расстояние $l = 32$ мкм. Сечения фотокатода и лазерного луча показаны жирными линиями. Штриховыми линиями показаны траектории, отвечающие центральной части электронного импульса, которая имеет вблизи фотокатода длительность $\tau_l = 10$ фс

ту часть исходного электронного пучка, которая оказывается в области лазерного луча, в течение весьма малой длительности оптического импульса. Соответственно большая часть исходного электронного пучка распространяется без влияния лазерных импульсов, а отклоняется только малая часть пучка. Если, например, частота повторения лазерных импульсов совпадает с частотой повторения электронных импульсов в исходном пучке, то доля отклоненных электронов β может быть оценена как $\beta = 2\tau_l/\tau_{fl}$, где τ_{fl} — характерное время пролета электронами пучка области взаимодействия с лазерным полем. При длительности лазерного импульса $2\tau_l = 10^{-14}$ с и времени пролета $\tau_{fl} = 10^{-12}$ с доля отклоненных электронов может составлять величину $\beta = 10^{-2}$.

На рис. 4 показан пример симметричного отклонения электронного пучка ультракороткими лазерными импульсами большой интенсивности. Данный пример иллюстрирован траекториями, отражающими разделение исходного электронного пучка на 20

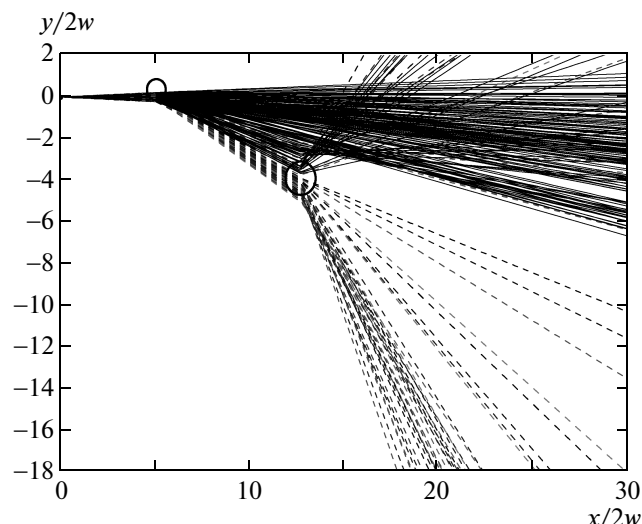


Рис. 5. Траектории фотоэлектронов в пучке, испущенном из фотокатода радиусом $r_0 = 2$ мкм и отклоненном двумя ультракороткими импульсами гауссова лазерного луча длительностью $2\tau_l = 60$ фс диаметрами $2w_1 = 22$ мкм, $2w_2 = 36$ мкм и интенсивностями $I_{01} = 4 \cdot 10^{16}$ Вт/см², $I_{02} = 1.2 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Центры лазерных лучей имеют координаты $l_1 = 112$ мкм, $d_1 = 8$ мкм и $l_2 = 280$ мкм, $d_2 = -86$ мкм. Сечения фотокатода и лазерных лучей показаны жирными линиями. Штриховыми линиями показаны траектории, отвечающие центральной части электронного импульса, которая имеет вблизи фотокатода длительность $\tau_l = 30$ фс

частей на временной шкале и 6 частей по углам вылета из фотокатода. В данном примере благодаря выбору весьма большой интенсивности излучения центральная часть электронного импульса с начальной длительностью 10 фс практически полностью отделяется от остальной более длинной части электронного импульса.

Отметим в качестве еще одного примера возможность отклонения электронного пучка двумя импульсами лазерного излучения. Такой случай приведен на рис. 5, где показана эволюция электронного пучка, исходящего из сферического фотокатода радиусом $r_0 = 2$ мкм и распространяющегося внутри конической области, ограниченной углом распространения $2\theta = 5^\circ$. Здесь, подобно широко применяемой схеме «pump-probe» (накачка-зондирование), первый лазерный импульс отклоняет часть электронного пучка, а второй лазерный импульс осуществляет дополнительное отклонение пучка, отделяя тем самым отклоненный пучок от остальной боль-

шей части пучка. Как можно видеть из данного рисунка, при специально подобранных задержках лазерных импульсов центральная (на шкале времени) часть исходного электронного импульса, показанная штриховыми траекториями, отклоняется в одну сторону, отделяясь от остальной части пучка.

В примере, показанном на рис. 5, начальная скорость электронов составляет $v_0 = 2.7 \cdot 10^7$ см/с, скорости электронов после прохождения второго лазерного луча близки к величине $v = 5 \cdot 10^8$ см/с. Минимальная длительность электронных импульсов согласно численным оценкам достигается для максимально отклоненных траекторий и составляет величину порядка 200 фс в области за вторым лазерным лучом.

3. ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

В том случае, когда посредством предварительного отклонения электронный пучок приобрел резко асимметричную форму с крутым передним или задним фронтом, как показано на рис. 6, возможна его фокусировка пондеромоторным потенциалом. Такая модификация формы отклоненного электронного пучка может возникать благодаря нелинейной зависимости градиентной силы от координаты и преимущественному воздействию потенциала на круто спадающую часть электронного импульса. Естественно, в такой схеме задержка лазерного импульса t_0 должна быть подобрана такой, чтобы максимум лазерного импульса был синхронизирован с моментом прохождения через лазерный луч переднего фронта электронного импульса.

Пример отклоняющего и фокусирующего действия пондеромоторного потенциала, создаваемого

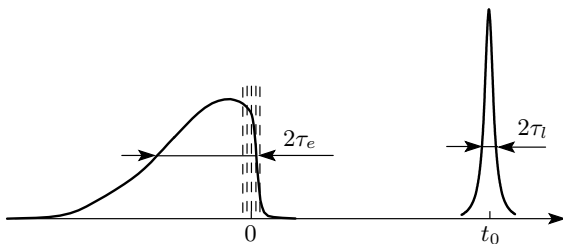


Рис. 6. Асимметричный электронный импульс с резко спадающим передним фронтом, фокусируемый импульсом гауссова лазерного излучения. Штриховыми линиями показаны траектории, наиболее эффективно фокусируемые лазерным излучением

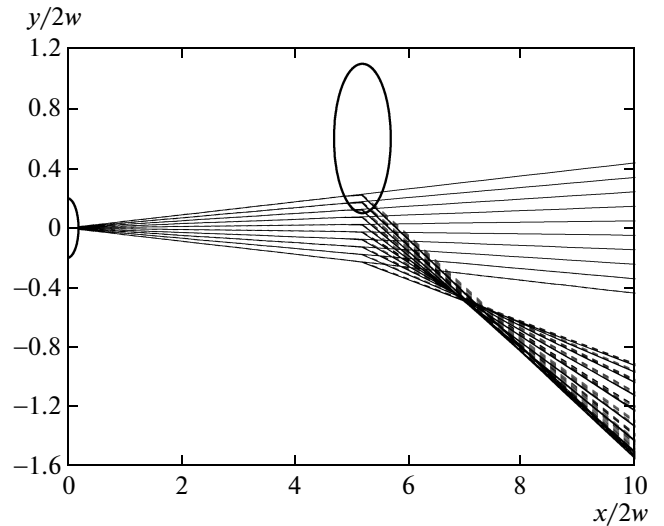


Рис. 7. Фокусировка электронного пучка с асимметричным временным профилем интенсивности импульсным гауссовым лазерным излучением диаметром $2w = 10$ мкм и интенсивностью $I_0 = 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² при координатах центра луча $l = 52$ мкм, $d = 6$ мкм. Длительность крутого переднего фронта электронного импульса, показанного на рис. 5, выбрана равной 200 фс. Сечения отклоняющего лазерного луча и источника электронов, показанные жирными линиями, имеют формы эллипсов вследствие различия масштабов по осям x и y

гауссовым лазерным импульсом (7), на асимметричный электронный пучок, показан на рис. 7. В данном примере предполагается, что исходный электронный пучок с резко спадающим передним фронтом облучается лазерными импульсами длительностью $2\tau_l = 120$ фс (т. е. длительностью 100 фс на полувысоте) при интенсивности лазерного излучения в максимуме $I_0 = 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см², диаметре лазерного луча $2w = 10$ мкм и координатах центра лазерного луча $l = 52$ мкм, $d = 6$ мкм. Предполагается, что электронный пучок исходит из сферического источника радиусом $r_0 = 2$ мкм и распространяется в пределах угла $2\theta = 5^\circ$. Напомним, что, как и ранее, здесь рассматривается воздействие на электронный пучок импульсного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 800$ нм.

При выбранных выше параметрах взаимодействия угловое отклонение электронного пучка составляет около 15 градусов. Длительность сфокусированного электронного пучка согласно численным оценкам составляет около 200 фс.

Качество фокусировки пондеромоторным потенциалом электронного пучка, показанного на рис. 6,

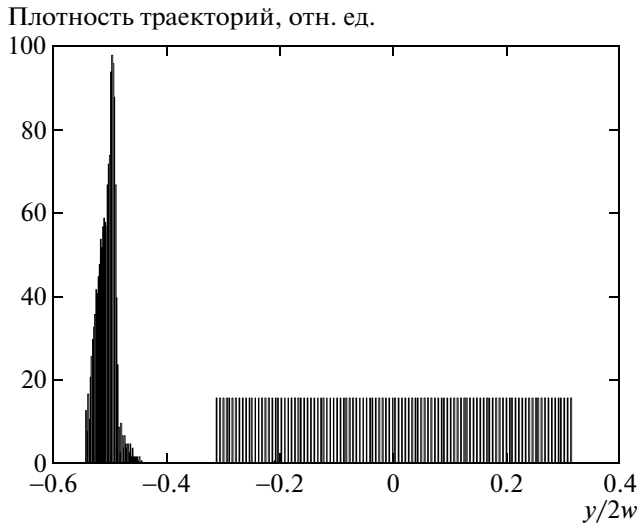


Рис. 8. Плотность траекторий при фокусировке асимметричного электронного пучка импульсным гауссовым лазерным излучением с параметрами рис. 7. Сечение электронного пучка проходит через фокус

может быть видно из гистограммы рис. 8. На рис. 8 распределение траекторий в отсутствие лазерного излучения выбрано однородным по сечению пучка. При фокусировке пучка распределение траекторий преобразуется в узкий пространственный пик, ширина которого примерно на порядок меньше ширины исходного пучка. Отметим во избежание недоразумений, что плотное расположение траекторий на рис. 8 может создавать зрительную иллюзию несохранения нормировки представленных распределений.

На рис. 9 показан пример фокусировки электронного пучка полым лазерным лучом. В данном примере исходный электронный пучок облучается лазерным импульсом длительностью $2\tau_l = 120$ фс (длительностью 100 фс на полувысоте) при интенсивности лазерного излучения в максимуме $I_0 = 10^{16}$ Вт/см², диаметре лазерного луча $2w = 200$ мкм и координате центра лазерного луча $l = 1002$ мкм. Электронный пучок исходит из сферического источника радиусом $r_0 = 2$ мкм и распространяется в пределах угла $2\theta = 2^\circ$. Здесь задержка лазерного импульса выбрана такой, чтобы фокусировалась центральная часть исходного электронного импульса, длительность которого выбрана значительно превышающей длительность лазерного импульса (см. рис. 2). Траектории, отвечающие этой центральной части исходного

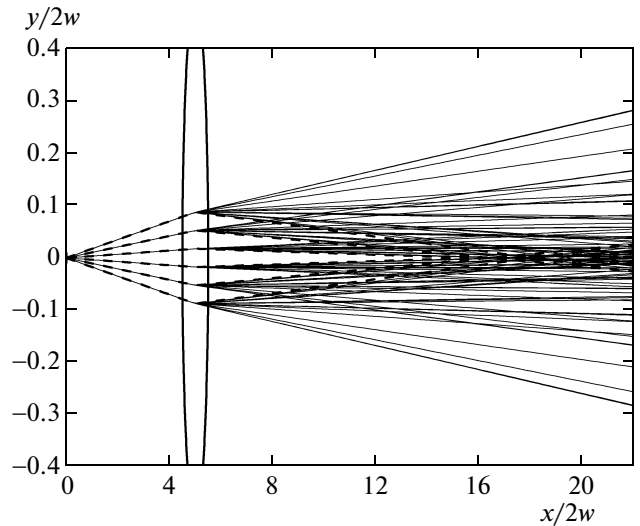


Рис. 9. Фокусировка электронного пучка полым лазерным лучом

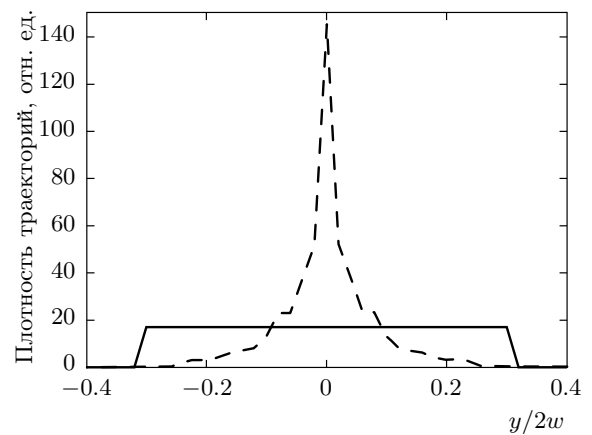


Рис. 10. Плотность траекторий в поперечном сечении электронного пучка вблизи фокуса при фокусировке пучка ponderomotorным потенциалом, созданным полым лазерным излучением. Исходный профиль показан сплошной линией, профиль после фокусировки — штриховой. Все параметры те же, что и на рис. 9

электронного импульса, показаны штриховыми линиями. Данные траектории фокусируются на расстоянии 3.5 мм от лазерной линзы. Качество фокусировки электронного пучка может быть видно из рис. 10, показывающего распределение электронных траекторий в поперечном сечении пучка в области фокуса.

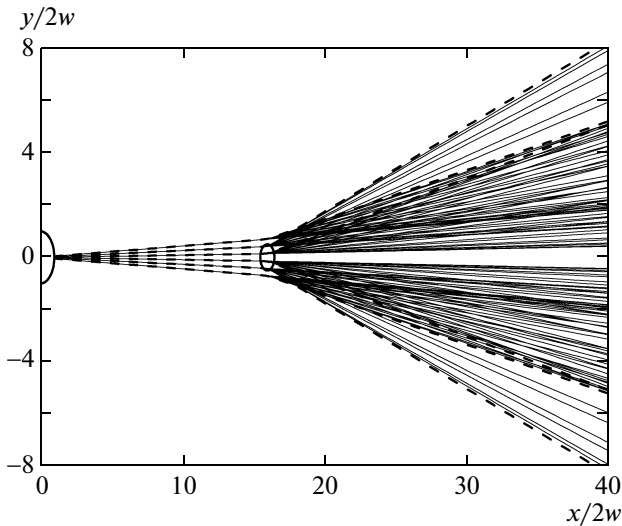


Рис. 11. Расщепление электронного пучка пондеромоторным потенциалом, созданным гауссовым лазерным излучением. Сечения источника электронов и лазерного луча показаны сплошными линиями. Штриховые линии показывают траектории электронов, исходящие из центральной части исходного временного профиля электронного пучка как это показано на рис. 2

4. РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

На рис. 11 показан пример расщепления электронного пучка пондеромоторным потенциалом, созданным гауссовым лазерным лучом. В данном примере исходный электронный пучок облучается лазерными импульсами длительностью $2\tau_l = 20$ фс при интенсивности лазерного излучения в максимуме $I_0 = 2 \cdot 10^{15}$ Вт/см², диаметре луча в каустике $2w = 2$ мкм и смещении центра лазерного луча $l = 32$ мкм. Электронный пучок исходит из сферического источника радиусом $r_0 = 2$ мкм и распространяется в пределах угла $2\theta = 5^\circ$. В данном примере угловое отклонение центральной части электронного пучка составляет около 10 градусов.

Пример рис. 11 показывает, что центральная часть временного профиля электронного пучка, представленная на рис. 2, может быть эффективно расщеплена пондеромоторным потенциалом. Следует обратить внимание на то, что при специально подобранной задержке лазерного импульса центральная часть исходного временного профиля пучка может получить максимальное расщепление, как это показано на рис. 11.

Длительности электронных импульсов, полученных в результате расщепления электронного пучка лазерным импульсом длительностью $2\tau_l = 20$ фс, согласно численным оценкам времен пролета составляют около 50 фс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что пондеромоторный потенциал, создаваемый остросфокусированными лазерными импульсами с энергиями несколько мДж, способен осуществить заметную деформацию скоростного распределения распространяющихся в вакууме электронов. Это, в свою очередь, позволяет формировать разнообразные пространственные профили ультракоротких электронных импульсов включая отклоненные, сфокусированные и даже отраженные электронные сгустки.

Длительности электронных импульсов, сформированных лазерным излучением фемтосекундной длительности, как показали численные оценки работы, могут составлять 50–100 фс. В настоящей работе методы управления структурой электронных пучков рассмотрены в простейшем одноэлектронном приближении. Вместе с тем применение известных оценок к рассмотренным в работе процессам взаимодействия показывает, что вблизи области формирования пучка электронов уширение его длительности может быть небольшим. Используя уравнение (8) работы [12] или практически эквивалентное ему уравнение (3) работы [13], можно привести следующие оценки. При типичной продольной скорости электронов $6 \cdot 10^8$ см/с и длине области взаимодействия электронов с электромагнитным полем l , примерно равной радиусу лазерного луча $l = r = 1$ мкм, длительность электронного импульса в момент его формирования составляет величину $\tau_1 = r/v = 150$ фс. При числе электронов в сгустке $N = 10^3$, диаметре электронного пучка, определяемом размером области фотоэмиссии $2r_0 = 4$ мкм, плотность электронов в сгустке составляет величину $n = N/\pi r_0^2 l = 8 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Соответственно плазменная частота $\omega_p = (4\pi e^2 n/m)^{1/2}$ имеет значение $\omega_p = 5 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Наконец, длительность импульса электронов, обусловленная их электростатическим расталкиванием, оценивается как $\tau_2 = (\tau_1/2)(\omega_p t)^2$, где t — время пролета электронного сгустка после момента его формирования. Отсюда следует, что если допустить уширение электронного импульса в два раза, то время пролета должно быть ограничено значением $t = 2\omega_p^{-1} = 4$ пс. За такое время электронный сгусток пролетает расстояние $L = vt = 24$ мкм.

Таким образом, учет кулоновского взаимодействия электронов устанавливает ограничение на расстояния, в пределах которых могут существовать ультракороткие электронные сгустки. Вместе с тем, как показывают приведенные оценки, допустимые расстояния вполне достаточны для реализации взаимодействия ультракоротких электронных пучков с материальными мишенями.

Рассмотренные в статье методы формирования ультракоротких электронных сгустков позволяют также поставить вопрос о возможности субволновой диагностики сверхсильных лазерных полей посредством отклонения электронов, пролетающих сквозь остросфокусированный лазерный луч. Действительно, направив пространственно-сжатый электронный пучок в область фокального пятна, создаваемого мощным лазером, и измеряя с помощью позиционно-чувствительного детектора величину отклонения электронов в результате воздействия на них импульсных градиентных сил, можно получить информацию о пространственно-временном распределении сверхсильного электромагнитного поля в фокусе. Преимуществом сформулированного подхода является возможность проведения *in situ* измерений.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-00655-а, 09-02-01077-а, 10-02-00469-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Zawadzka, D. A. Jaroszynski, J. J. Carey, and K. Wynne, Nucl. Instr. Meth. A **445**, 324 (2000).
2. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
3. H. Niikura, F. Legare, R. Hasbani, A. D. Bandrauk, M. Yu. Ivanov, D. M. Villeneuve, and P. B. Corkum, Nature **417**, 917 (2002).
4. S. A. Aseyev, Y. Ni, L. J. Frasinski, H. G. Muller, and M. J. J. Vrakking, Phys. Rev. Lett. **91**, 223902 (2003).
5. C. T. Hebeisen, R. Ernstorfer, M. Harb, T. Dartigalongue, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, Opt. Lett. **31**, 3517 (2006).
6. Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, В. Г. Миногин, С. В. Чекалин, ЖЭТФ **133**, 1155 (2008).
7. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 164 (2009).
8. V. I. Balykin, M. V. Subbotin, and V. S. Letokhov, Opt. Comm. **129**, 177 (1996).
9. V. G. Minogin, M. V. Fedorov, and V. S. Letokhov, Opt. Comm. **140**, 250 (1997).
10. В. Г. Миногин, КЭ **39**, 1095 (2009).
11. Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, С. В. Чекалин, В. С. Летохов, Письма в ЖЭТФ **83**, 435 (2006).
12. Bao-Liang Qian and Hani E. Elsayed Ali, J. Appl. Phys. **91**, 462 (2002).
13. B. J. Siwick, J. R. Dwyer, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, J. Appl. Phys. **92**, 1643 (2002).