

# Нелинейное отражение лазерных импульсов большой амплитуды от релятивистских электронных зеркал

В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин

*При отражении встречного лазерного импульса от релятивистского электронного зеркала может быть сформирован когерентный рентгеновский импульс аттосекундной длительности. С помощью двумерного численного моделирования исследовано отражение лазерного импульса большой амплитуды от релятивистского электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющего лазерного импульса. Показано, что при амплитуде встречного импульса, в несколько раз большей амплитуды ускоряющего лазерного импульса, процесс отражения имеет сильно нелинейный характер, что вызывает существенное изменение формы рентгеновского импульса и его укорочение вплоть до генерации квази-однополярных импульсов и импульсов, содержащих один период колебаний. Определен физический механизм, приводящий к возникновению такой нелинейности процесса отражения, и найдены параметры отраженных рентгеновских импульсов. Показано, что их длительность может составлять 50–60 ас, а амплитуда может быть субрелятивистской.*

**Ключевые слова:** генерация когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов, сверхмощные неадиабатические лазерные импульсы, релятивистские электронные зеркала.

## 1. Введение

Когерентные аттосекундные импульсы рентгеновского и экстремального УФ диапазонов могут найти широкое применение в различных областях науки и техники, в частности в биомедицинских исследованиях, спектроскопии, исследованиях сверхбыстрой структурной динамики материалов и др. Создание мощных фемтосекундных лазерных установок стимулировало разработку полностью оптических методов формирования таких импульсов. Одним из самых перспективных подходов представляется использование встречного отражения лазерных импульсов от зеркала, движущегося с релятивистской скоростью, т. к. в этом случае происходит как увеличение частоты отраженного импульса, так и уменьшение его длительности [1]. Кроме того, эта схема позволяет управлять не только амплитудой и частотой отраженного импульса, но и другими его параметрами, в частности формой огибающей, разностью фаз между несущей и огибающей и др. В качестве релятивистских зеркал могут использоваться как электронные зеркала, формируемые мощными лазерными импульсами из нанопленок [2, 3] или в газовых струях [4], так и плазменные электронно-ионные зеркала, образованные при ускорении мишени как целого [5].

В последнее время не только интенсивно развиваются теоретические исследования процессов формирования релятивистских электронных зеркал из нанопленок и отражения встречных пробных импульсов от них [2, 3, 6–15],

но и выполнены уже первые эксперименты [16–18], показавшие перспективность такого подхода. Для формирования релятивистских электронных зеркал с параметрами, требуемыми для эффективного отражения встречного пробного импульса, необходимо наличие стабильных свободновисящих мишеней нанометровой толщины и мощных ускоряющих лазерных импульсов с достаточно крутым фронтом и высоким контрастом. Свободновисящие углеродные пленки толщиной 5 нм и более используются в физических экспериментах уже относительно давно [19]. В последнее время активно развиваются новые методы приготовления углеродных нанопленок с требуемыми параметрами [20, 21]. Высокий контраст ускоряющего лазерного импульса обеспечивается применением плазменных зеркал, пропускающих часть импульса с небольшой амплитудой и отражающих центральную часть импульса с максимальной амплитудой вследствие образования плазмы на поверхности плазменного зеркала. Такой метод увеличения контраста широко применяется в современных экспериментах с мощными лазерными установками и показал свою эффективность при использовании мишеней из нанопленок [16–18, 22]. В то же время проблема формирования неадиабатического лазерного импульса с достаточно крутым фронтом пока не решена экспериментально. Тем не менее теоретические исследования показывают, что можно сформировать крутой фронт лазерного импульса, используя его прохождение через дополнительную нанопленку [15, 23–26].

Характер отражения встречного лазерного импульса от релятивистского электронного зеркала зависит от того, является ли зеркало связанным с ускоряющим лазерным импульсом или выведено из него. Дело в том, что при отражении пробного лазерного импульса с релятивистской амплитудой от зеркала электроны приобретают дополнительный поперечный импульс (вдоль поверхности зеркала), связанный с воздействием пробного импульса. Если до отражения электроны зеркала не имели попереч-

**В.В.Кулагин.** Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Университетский просп., 13; Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11; e-mail: victorvkulagin@yandex.ru

**В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин.** Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11

Поступила в редакцию 24 февраля 2016 г.

ного импульса, например были выведены из ускоряющего лазерного импульса [12, 13], то уже при безразмерной амплитуде пробного импульса порядка единицы возникает существенное замедление зеркала с соответствующим уменьшением частоты отраженного импульса. Безразмерная амплитуда лазерного импульса определяется выражением

$$a_0 = |e|E_0/(mc\omega), \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $\omega$  и  $E_0$  – частота и амплитуда лазерного поля в вакууме;  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона. Для релятивистского электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющего лазерного импульса, электроны уже имеют поперечный импульс, определяемый ускоряющим полем, поэтому существенного замедления зеркала не происходит вплоть до амплитуд пробного импульса порядка амплитуды ускоряющего импульса [15]. При этом обеспечивается хорошая линейность отражения, т.е. коэффициент отражения и форма отраженного импульса мало меняются при увеличении амплитуды пробного импульса от небольших значений до величины порядка амплитуды ускоряющего импульса. Теоретические оценки показывают, что для остановки зеркала в этом случае требуются безразмерные амплитуды пробного импульса порядка квадрата безразмерной амплитуды ускоряющего импульса [6].

Целью настоящей работы является исследование отражения пробных лазерных импульсов большой амплитуды от релятивистских электронных зеркал, находящихся в поле ускоряющего лазерного импульса. Показано, что при амплитуде встречного импульса, в несколько раз большей амплитуды ускоряющего лазерного импульса, процесс отражения имеет сильно нелинейный характер, что вызывает существенное изменение формы отраженного рентгеновского импульса и его укорочение вплоть до генерации квазиоднополярных импульсов, когда амплитуда одной полуволны в несколько раз больше амплитуд остальных полувольт, и импульсов, содержащих один период колебаний. Появление такой нелинейности фактически связано с разрушением релятивистского электронного зеркала встречным пробным импульсом. Кроме того, большая амплитуда пробного импульса приводит к возникновению значительной кривизны релятивистского электронного зеркала, что определяет возможность дальнейшей фокусировки отраженного рентгеновского импульса.

## 2. Изменение формы отраженного импульса при увеличении амплитуды пробного лазерного импульса

Для двумерного моделирования был применен численный код, использующий метод «частица в ячейке» (particle-in-cell). Параметры ускоряющего импульса и геометрия взаимодействия в целом соответствовали использовавшимся в [15]. Ускоряющий неадиабатический лазерный импульс распространялся в положительном направлении оси  $z$  и имел линейную поляризацию поля вдоль оси  $x$ . Длина волны лазерного поля в вакууме  $\lambda = 1$  мкм, диаметр пучка в фокусе по уровню  $e^{-1}$  составлял  $40\lambda$ , максимальная безразмерная амплитуда поля была равна 10. За-

висимость поля  $E_x$  ускоряющего импульса от поперечной координаты и времени имела супергауссов вид (полная длительность составляла  $6\lambda/c$  по уровню  $e^{-1}$ ), причем начальная фаза была выбрана такой, что амплитуда первой полуволны была порядка максимальной амплитуды импульса [15]. Для формирования релятивистского электронного зеркала использовалась нанопленка толщиной  $l = 5$  нм при концентрации электронов  $n_0 = 2.65 \times 10^{22}$  или  $3.55 \times 10^{22}$  см $^{-3}$ . Размеры счетной ячейки составляли  $5.5 \times 10^{-4}\lambda$  по оси  $z$  и  $2 \times 10^{-2}\lambda$  по оси  $x$ , причем в каждой ячейке находилось 70 частиц (увеличение этого параметра не меняло результатов моделирования).

В эксперименте могут быть доступны твердотельные нанопленки в несколько раз меньшей толщины [19–21]. Однако численное моделирование нанопленок с меньшей толщиной (и, следовательно, с большей концентрацией электронов) связано с существенным увеличением вычислительных ресурсов из-за необходимости уменьшения размера ячейки. В то же время в квазиодномерном режиме взаимодействия, когда размер фокального пятна намного больше, а толщина пленки намного меньше длины волны ускоряющего поля, определяющее влияние на характер взаимодействия имеет безразмерная поверхностная плотность мишени [2,3]

$$\alpha = \pi \frac{\omega_p^2 l}{\omega^2 \lambda}, \quad (2)$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m}$  – плазменная частота, что позволяет получать информацию о поведении тонких пленок, моделируя пленки с большей толщиной и меньшей концентрацией электронов при сохранении величины  $\alpha$ . В нашем случае, предполагая, что реальная мишень может иметь толщину 0.5 нм, получаем ее эквивалентную концентрацию  $n_0 = 2.65 \times 10^{23}$  или  $3.55 \times 10^{23}$  см $^{-3}$ , что уже соответствует твердотельным концентрациям. При моделировании нанопленка предполагалась полностью ионизованной (что справедливо для использованных амплитуд поля), а плазма – бесстолкновительной. Масса ионов  $m_i$  была взята равной  $1840m$ . В течение короткого времени ускорения электронов нанопленки при умеренных значениях  $\alpha$  ионы остаются практически неподвижными. В результате процесс ускорения слабо зависит от компонентного состава мишени, в частности от наличия тяжелых ионов.

Формы отраженного импульса для различных амплитуд пробного импульса представлены на рис.1. Пробный импульс распространялся в отрицательном направлении оси  $z$ , имел линейную поляризацию вдоль оси  $y$  и гауссову форму по пространству и времени с полной длительностью  $2\lambda/c$  по уровню  $e^{-1}$ , а его максимальная безразмерная амплитуда  $a_1$  выбиралась при численном моделировании равной от 15 до 80 при диаметре пучка  $16\lambda$ . Релятивистское электронное зеркало было сформировано из мишени с начальной концентрацией электронов  $n_0 = 2.65 \times 10^{22}$  см $^{-3}$ . Во время отражения пробного импульса релятивистское электронное зеркало находилось в поле ускоряющего импульса, а взаимодействие с пробным импульсом началось спустя три периода поля после начала ускорения.

Для минимальной амплитуды  $a_1 = 15$  (рис.1,а) отраженный импульс по форме соответствует отраженным импульсам для малой амплитуды пробного импульса ( $a_1 < a_0$ ), при этом длина волны отраженного излучения изменяется от 12 нм в начале импульса до 15 нм в конце его, что объясняется замедлением релятивистского электронно-

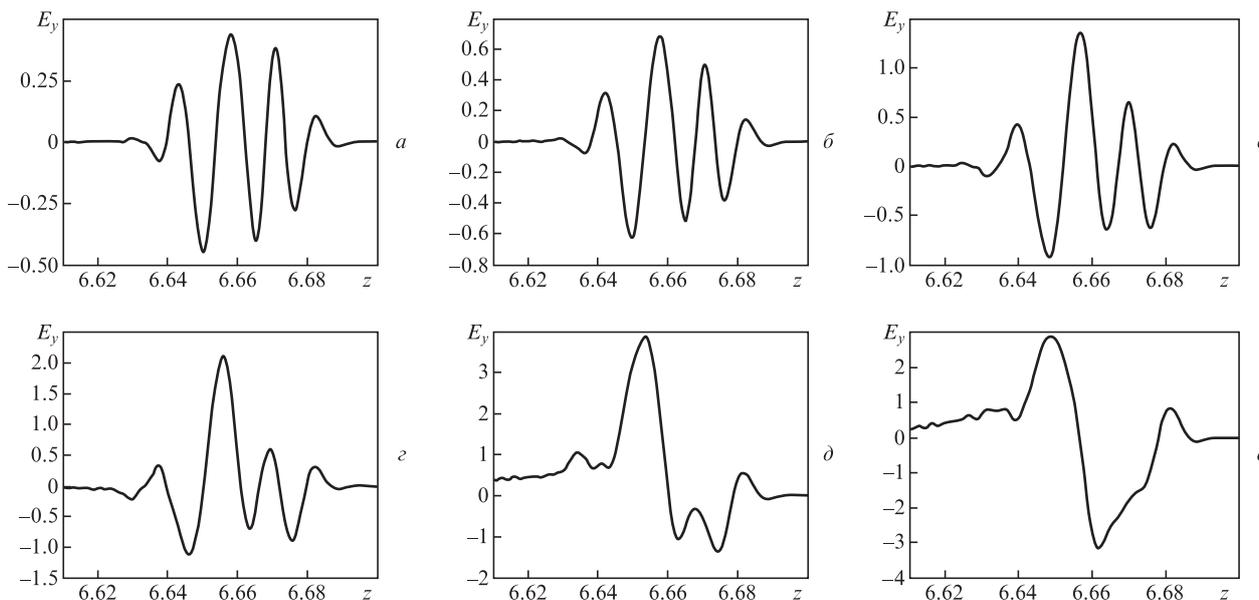


Рис.1. Поле  $E_y$  на оси пучка распространяющегося в положительном направлении оси  $z$  отраженного импульса. Максимальная амплитуда пробного импульса  $a_1 = 15$  (а), 20 (б), 30 (в), 40 (г), 60 (д) и 80 (е). Амплитуда ускоряющего импульса  $a_0 = 10$ , толщина мишени 5 нм, концентрация электронов  $n_0 = 2.65 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , релятивистское электронное зеркало находится в поле ускоряющего импульса. Здесь и на рис.2, 3 амплитуда отраженного поля нормирована в соответствии с выражением (1), причем для нормировки используется частота лазерного излучения, а координаты нормированы на его длину волны.

го зеркала в процессе его взаимодействия со встречным пробным импульсом. Полная длительность отраженного импульса по уровню  $e^{-1}$  равна 130 ас, этот интервал включает примерно три периода колебаний, в то время как пробный импульс имеет всего два периода колебаний, при этом толщина релятивистского электронного зеркала в момент отражения части пробного импульса с максимальной амплитудой составляет в среднем около 15 нм. Эффективно отражение пробного импульса происходит как бы от границ релятивистского электронного зеркала (аналогично отражению от полупрозрачного зеркала в традиционной оптике), при этом концентрация вблизи левой и правой границ зеркала разная, а значит и коэффициенты отражения от границ разные. Импульсы, отраженные от разных границ, интерферируют, что объясняет увеличение числа периодов в отраженном импульсе по сравнению с пробным импульсом. Таким образом, абсолютная величина коэффициента отражения зависит не только от момента отражения (релятивистское электронное зеркало находится на стадии ускорения, и его скорость растет), но и от толщины зеркала и распределения концентрации электронов внутри него, которые также меняются со временем. Границы релятивистского электронного зеркала в данном случае достаточно резкие, т.е. толщина слоя, в котором происходит нарастание концентрации электронов от нуля до максимальной величины, оказывается намного меньше длины волны отраженного излучения, в результате эффективность отражения получается относительно высокой. Изменение частоты, рассчитанное по продольной компоненте скорости релятивистского электронного зеркала, хорошо согласуется с длиной волны отраженного излучения. Так, перед отражением полувольт пробного импульса с максимальными амплитудами коэффициент преобразования по частоте для разных слоев зеркала составляет от 80 до 91, а после отражения – от 55 до 68. Аналогичные характеристики отражения справедливы в целом и для амплитуды проб-

ного импульса, равной 20, при этом амплитуда отраженного импульса также увеличивается (см. рис.1). В частности, после отражения полувольт пробного импульса с максимальными амплитудами коэффициент преобразования по частоте для разных слоев зеркала составляет уже от 43 до 55.

Дальнейшее увеличение амплитуды пробного импульса приводит к существенным изменениям формы отраженного импульса. В этом случае первые полувольты пробного импульса имеют недостаточную амплитуду для существенной деформации зеркала, поэтому их отражение происходит по описанному выше сценарию. При отражении части пробного импульса с максимальными амплитудами полувольт продольная скорость зеркала уменьшается, а коэффициент отражения увеличивается. Это приводит к возрастанию амплитуд полувольт, имевших максимальные амплитуды, по сравнению с остальными полуволнами, т.е. эффективно «подчеркивается» центральная часть отраженного импульса (рис.1,в), кроме того, здесь отраженный импульс содержит две части с разными частотами, различающимися в 1.6 раза. Еще больше этот эффект заметен на рис.1,г, где амплитуда одной из полувольт отраженного импульса достигает 2.15. При дальнейшем увеличении амплитуды пробного импульса замедление зеркала существенно изменяет фазовые соотношения для различных полувольт отраженного импульса, а при определенной амплитуде замедление оказывается столь существенным, что зеркало «переходит» на другие полувольты ускоряющего импульса (рис.1,д и е). В этом случае частота отраженного импульса уменьшается в несколько раз, и отражение фактически прекращается. Таким способом могут формироваться квазиоднополярные импульсы (рис.1,д), для которых одна полуволна в несколько раз больше по амплитуде, чем другие (амплитуда положительной полувольты на рис.1,д достигает 3.9 и превышает амплитуды других полувольт в три раза, ее длительность составляет около 65 ас), либо импульсы,

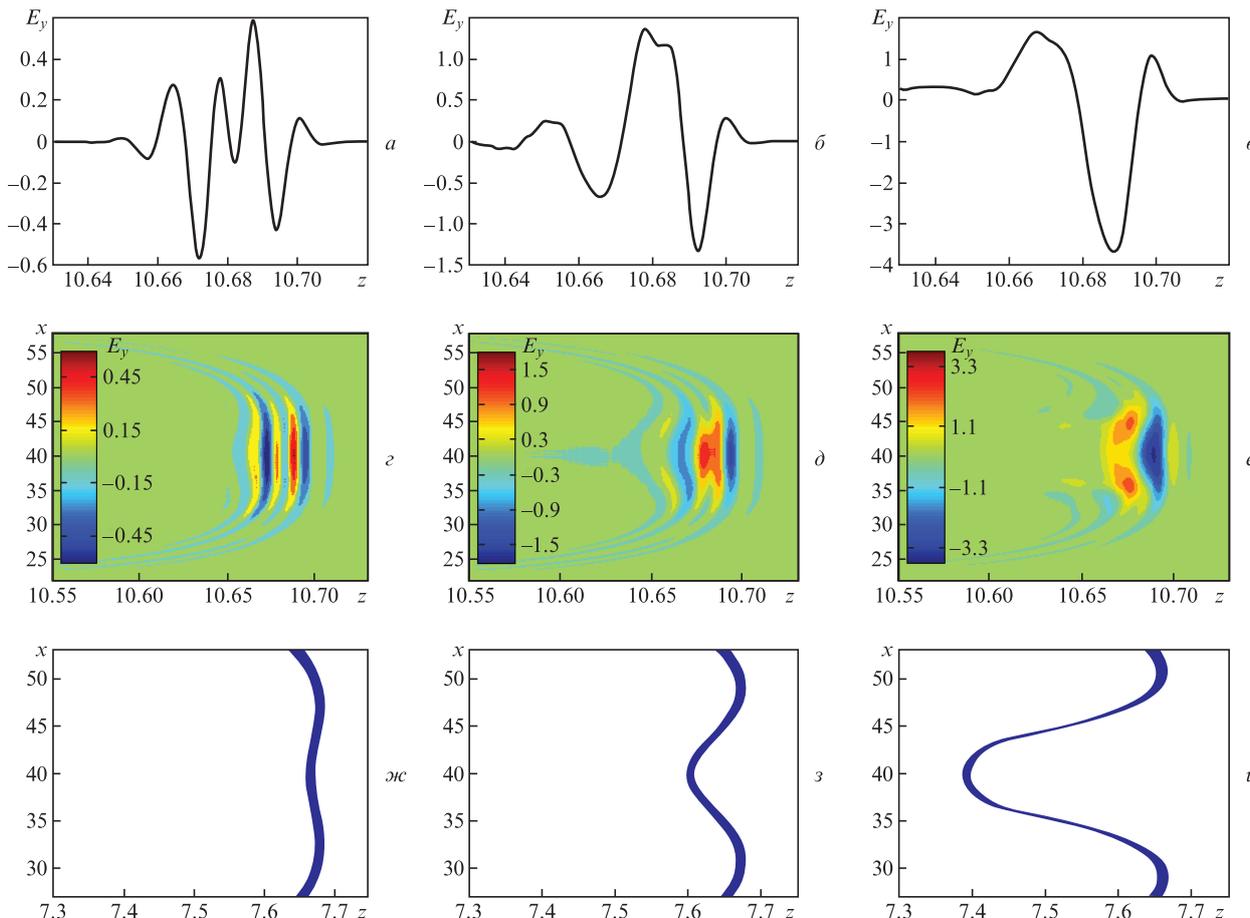


Рис.2. Поле  $E_y$  отраженного импульса на оси пучка ( $a-v$ ), пространственная структура отраженного импульса ( $z-e$ ) и форма релятивистского электронного зеркала после отражения части пробного импульса с максимальными амплитудами полувольт ( $ж-u$ ). Максимальная амплитуда пробного импульса  $a_1 = 20$  ( $a, z, жс$ ), 40 ( $б, д, з$ ) и 80 ( $в, е, и$ ). Концентрация электронов в мишени  $n_0 = 3.55 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , остальные параметры такие же, как и для рис.1. Цветной вариант рис.2 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

содержащие один период колебаний (рис.1, $e$ , амплитуда отраженного импульса равна 3, длительность составляет около 130 ас, что дает, учитывая амплитуду, субрелятивистскую интенсивность).

Поле отраженного импульса на оси для начальной концентрации  $n_0 = 3.55 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и различных амплитуд пробного импульса представлено на рис.2, $a-v$  (остальные параметры мишени, лазерного и пробного импульсов такие же, как и для рис.1). Здесь начальная концентрация в нанопленке больше, поэтому коэффициент преобразования по частоте для малых амплитуд пробного импульса (рис.2, $a$ ) оказывается меньше, чем в случае рис.1, $a$  [2,3], в остальном характер изменения формы отраженного импульса аналогичен представленному на рис.1. Так, на рис.2, $в$  отраженный импульс является квазиоднополярным (длительность большой полувольты составляет примерно 53 ас, ее амплитуда – около 3.7). Однополярные импульсы аттосекундной длительности со сравнимыми параметрами получены также при численном моделировании наклонного падения мощного лазерного импульса на двухслойную мишень, состоящую из двух нанопленок, которые располагаются на определенном расстоянии друг от друга [14]. Исследуемая нами схема в зависимости от параметров мишени и лазерных импульсов позволяет формировать когерентные рентгеновские импульсы аттосекундной длительности, содержащие один период колебаний или имеющие квазиоднополярный вид.

Максимальная амплитуда отраженного импульса  $a_{\text{max}}$  и ее отношение к амплитуде пробного импульса  $r_{\text{max}} = a_{\text{max}}/a_1$  в зависимости от  $a_1$  для полей импульсов, представленных на рис.1 и 2, приведены на рис.3. Форма отраженного импульса сильно изменяется с изменением  $a_1$ , поэтому величины  $a_{\text{max}}$  и  $r_{\text{max}}$  не могут, вообще говоря, характеризовать процесс отражения импульса в целом.

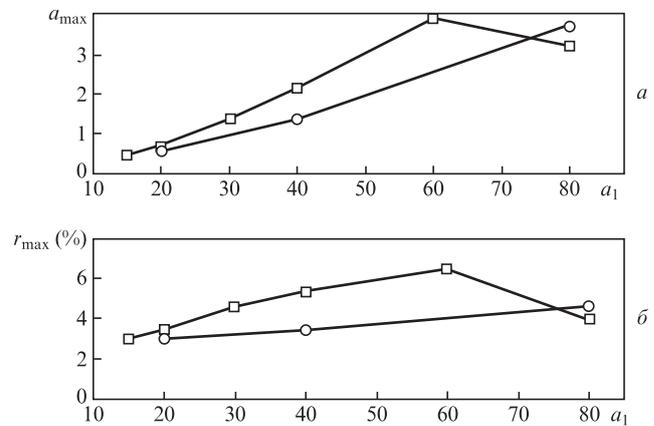


Рис.3. Зависимости максимальной амплитуды  $a_{\text{max}}$  отраженного импульса ( $a$ ) и ее отношения к амплитуде пробного импульса  $r_{\text{max}} = a_{\text{max}}/a_1$  ( $б$ ) от  $a_1$  при начальной концентрации электронов в мишени  $n_0 = 2.65 \times 10^{22}$  ( $\square$ ) и  $3.55 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  ( $\circ$ ).

При моделировании значение  $r_{\max}$  составляло примерно 3%–7%. Уменьшение  $a_{\max}$  и  $r_{\max}$  при увеличении  $a_1$  от 60 до 80 для нанопленки с начальной концентрацией электронов  $2.65 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  объясняется, по-видимому, тем, что отраженная полуволна с максимальной амплитудой формируется в данном случае полуволной, предшествующей максимальной полуволне в пробном импульсе (при толщине мишени в момент отражения, сравнимой с длиной волны отраженного излучения, более точное соответствие полуволн в падающем и отраженном импульсах определить не представляется возможным).

### 3. Пространственная структура отраженного импульса и форма релятивистского электронного зеркала

Пространственная структура отраженного импульса и форма релятивистского электронного зеркала после отражения части пробного импульса с максимальными амплитудами полуволн представлены на рис.2,г–е и 2,ж–и. В случае амплитуды пробного импульса, превышающей амплитуду ускоряющего импульса всего в два раза (рис.2,ж), прогиб зеркала после отражения части пробного импульса с максимальными амплитудами полуволн составляет около 12 нм, что меньше длины волны отраженного излучения и намного меньше длины волны ускоряющего излучения. При этом рис.2,г показывает, что только две последние полуволны отраженного импульса имеют соответствующее искривление фазового фронта; полуволны в передней части импульса имеют практически плоский фронт. Для амплитуды пробного импульса  $a_1 = 40$  прогиб зеркала оказывается уже около 70 нм (см. рис.2,з), что значительно больше длины волны отраженного импульса, но намного меньше длины волны ускоряющего импульса. Деформация фазового фронта начинается еще до прихода части пробного импульса с максимальными амплитудами полуволн (рис.2,д), большие полуволны отраженного импульса имеют искривленные фазовые фронты, однако зеркало в конце отражения не разрушается и продолжает двигаться как целое, находясь на одной и той же полуволне ускоряющего импульса. Наконец, для амплитуды  $a_1 = 80$  отражается только часть пробного импульса до первой полуволны с максимальной амплитудой, после этого скорость зеркала в центральной его части существенно снижается, так что коэффициент преобразования по частоте уменьшается до 10. Прогиб зеркала после отражения части пробного импульса с максимальными амплитудами полуволн составляет около четверти длины волны лазерного излучения, т.е. средняя часть зеркала переходит на следующую полуволну ускоряющего импульса. В дальнейшем прогиб зеркала еще более увеличивается и к концу отражения достигает величины, большей двух длин волн, т.е. зеркало фактически разрушается.

Искривление волнового фронта отраженного импульса свидетельствует о возможности его фокусировки, причем кривизну релятивистского электронного зеркала можно менять, увеличивая или уменьшая амплитуду пробного импульса. Таким образом можно управлять положением точки фокусировки отраженного рентгеновского импульса. Следует, однако, учитывать, что кривизна волнового фронта отраженного импульса оказывается достаточно малой (масштабы по осям  $x$  и  $z$  на рис.2,г–е различаются

в 200 раз). Простые оценки показывают, что для фокусировки такого импульса требуется расстояние в несколько миллиметров (около 3 мм для поля на рис.2,е). В то же время рэлеевская длина при диаметре отраженного пучка примерно 16 мкм составляет около 5 мм, т.е. для эффективной фокусировки желательно иметь больший диаметр отраженного пучка, а значит и пробного пучка, т.к. диаметр отраженного пучка оказывается порядка диаметра пробного пучка (рис.2,г–е). При условии идеальной фокусировки отраженного импульса в пятно порядка длины волны его амплитуда может достигать сильно релятивистских значений (для частоты, соответствующей частоте рентгеновского импульса); при менее эффективной фокусировке можно получить импульс длительностью несколько десятков аттосекунд с релятивистской интенсивностью.

### 4. Обсуждение результатов и выводы

Схема генерации когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов, в которой используется отражение встречных лазерных импульсов большой амплитуды от релятивистских электронных зеркал, находящихся в поле ускоряющего импульса, требует применения мишени, состоящей только из одной нанопленки, в отличие от схемы, в которой используется двухслойная мишень [14], что является ее несомненным преимуществом. Формирование двух встречных лазерных пучков из фемтосекундных импульсов, пересекающихся в определенной точке пространства, не вызывает экспериментальных трудностей. Требуемая мощность лазерной установки в зависимости от планируемого диаметра релятивистского электронного зеркала может составлять от сотен тераватт до единиц петаватт, что также доступно. Таким образом, основным препятствием на пути экспериментальной реализации рассмотренной схемы является необходимость применения неадиабатических ускоряющих импульсов с достаточно крутым фронтом, позволяющим формировать релятивистские электронные зеркала с требуемыми характеристиками.

Итак, в настоящей работе исследовано отражение пробных лазерных импульсов большой амплитуды от релятивистских электронных зеркал, находящихся в поле ускоряющего лазерного импульса. С помощью двумерного численного моделирования показано, что при амплитуде встречного импульса, в несколько раз большей амплитуды ускоряющего лазерного импульса, процесс отражения имеет сильно нелинейный характер, связанный с разрушением релятивистского электронного зеркала встречным пробным импульсом, что обуславливает существенное изменение формы отраженного рентгеновского импульса и его укорочение вплоть до генерации квазиоднополярных импульсов или импульсов, содержащих один период колебаний. Длительности таких импульсов могут составлять 50–60 ас при субрелятивистских амплитудах. Кроме того, большая амплитуда пробного импульса приводит к возникновению значительной кривизны релятивистского электронного зеркала, что позволяет в принципе получить в результате фокусировки импульс длительностью в несколько десятков аттосекунд с релятивистской интенсивностью. Изменяя амплитуду пробного импульса, можно управлять положением точки фокусировки отраженного рентгеновского импульса.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-01259).

1. Einstein A. *Ann. Phys. (Leipzig)*, **322**, 891 (1905).
2. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 124801 (2007).
3. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V., et al. *Phys. Rev. E*, **80**, 016404 (2009).
4. Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Tajima T. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 085001 (2003).
5. Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Kando M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 025002 (2009).
6. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3322 (2004).
7. Cherepenin V.A., Kulagin V.V. *Phys. Lett. A*, **321**, 103 (2004).
8. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H. *Phys. Plasmas*, **11**, 5239 (2004).
9. Habs D., Hegelich M., Schreiber J., et al. *Appl. Phys. B*, **93**, 349 (2008).
10. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 443 (2009).
11. Qiao B., Zepf M., Borghesi M., et al. *New J. Phys.*, **11**, 103042 (2009).
12. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Fernandez J., Hegelich B.M. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 234801 (2010).
13. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Hegelich B.M., et al. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **14**, 070702 (2011).
14. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. *Nat. Photonics*, **6**, 304 (2012).
15. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А., Сак Х. *Квантовая электроника*, **43**, 443 (2013).
16. Kiefer D., Henig A., Jung D., et al. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 427 (2009).
17. Paz A., Kuschel S., Rodel C., et al. *New J. Phys.*, **14**, 093018 (2012).
18. Kiefer D., Yeung M., Dzelzainis T., et al. *Nat. Commun.*, **4**, 1763 (2013).
19. McComas D.J., Allegrini F., Pollock C.J., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **75**, 4863 (2004).
20. Ma W., Liechtenstein V.Kh., Szerypo J., et al. *Nucl. Instrum. Methods A*, **655**, 53 (2011).
21. Bai J., Zhong X., Jiang S., et al. *Nat. Nanotechnol.*, **5**, 190 (2010).
22. Henig A., Steinke S., Schnurer M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 045002 (2009).
23. Bulanov S.V. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 393 (1996).
24. Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V. *Phys. Plasmas*, **5**, 2727 (1998).
25. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. *Phys. Plasmas*, **11**, 113102 (2007).
26. Nam I.H., Kulagin V.V., Hur M.S., et al. *Phys. Rev. E*, **85**, 026405 (2012).