09

Характеристики гармоник, генерируемых при наклонном падении релятивистского лазерного пучка на неоднородную плазму

© А.А. Андреев [1,2], К.Ю. Платонов [3]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[3] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Поступила в редакцию 21.09.2023 г.
В окончательной редакции 31.12.2023 г.
Принята к публикации 12.04.2024 г.

Рассмотрена самосогласованная фокусировка высоких гармоник отраженного от плазменной поверхности фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности. Исследуемые гармоники суммируются в последовательность коротких интенсивных импульсов (аттоимпульсов). Определены параметры плазмы (плотность, масштаб неоднородности) и лазерного импульса (интенсивность, поперечный профиль), необходимые для получения заданного расстояния фокусировки аттоимпульсов. Определены радиус пятна фокусировки и интенсивность аттоимпульсов в точке фокуса.

Ключевые слова: сверхсильные лазерные поля, аттоимпульсы, самофокусировка.

DOI: 10.61011/OS.2024.09.59193.5428-24

Введение

Отражение релятивистски интенсивного короткого лазерного импульса от твердотельной мишени приводит к генерации нескольких сверхкоротких импульсов аттосекундной длительности (аттоимпульсов), состоящих главным образом из высших гармоник лазерной частоты [1]. Генерация таких импульсов происходит за счет колебаний отражающего электронного слоя в мишени с релятивистской скоростью [2]. Аттоимпульсы перспективны для использования в рентгенографии сверхбыстрых процессов, поэтому актуальным является исследование формирования и распространения таких импульсов от лазерной мишени до объекта исследования без увеличения длительности и снижения интенсивности. Одним из вариантов реализации таких возможностей является фокусировка отраженного от мишени излучения на больших (сотни микрометров) дистанциях. Известно, что лазерный импульс релятивистской интенсивности приводит к продавливанию плазменной мишени и образованию вогнутой отражающей поверхности [3]. При соответствующем подборе параметров фокусное расстояние такого зеркала может быть достаточно большим, что позволит локализовать (сфокусировать) аттоимпульсы в небольшой области пространства на большом расстоянии от лазерной мишени [4]. В работе [4] рассматривалось нормальное падение на мишень лазерного импульса с плоским фазовым фронтом. Определению условий фокусировки отраженного импульса при наклонном падении и смещении точки фокусировки падающего лазерного пучка относительно поверхности мишени (фазовый фронт криволинеен) посвящена настоящая работа.

Пространственный профиль отражающей поверхности

Высокие лазерные интенсивности достигаются фокусировкой распространяющегося лазерного пучка в вакуумной камере. В идеальном случае мишень устанавливается в середине фокальной перетяжки, чем достигается максимально возможная лазерная интенсивность на мишени. В реальных условиях (а также в целях изменения интенсивности) точка фокусировки может располагаться перед или за мишенью на расстоянии единиц и десятков микрометров. В этом случае от мишени отражается импульс, обладающий кривизной фазового фронта. Меняя расстояние от точки фокусировки до мишени, можно получать различные значения радиуса кривизны фронта, что в сочетании с радиусом кривизны мишени позволяет „настраивать" процесс отражения на разные фокусные расстояния. Форма отражающей поверхности мишени определяется балансом сил пондеромоторного давления лазерного импульса и амбиполярного поля плазмы. На профиль отражающей поверхности (профиль критической плотности) влияют такие лазерные параметры, как интенсивность, поперечный профиль, кривизна фазового фронта и угол падения лазерного пучка, а также плотность и масштаб пространственной неоднородности лазерной плазмы. Аккуратный учет всех перечисленных факторов возможен в численном PIC-моделировании профиля плотности лазерной мишени.

Пример пространственного распределения электронной плотности, полученный численным 2D PIC-моделированиемс помощью кода PSC [5], показан на рис. 1, *a*. Параметры моделирования были следующими: лазерная интенсивность $6.7 \cdot 10^{19}\,\mathrm{W/cm^2}$, длительность $\tau_L = 33\,\mathrm{fs}$, мишень SiO_2, плотность мишени $n_{i0} = 2 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm^{-3}}$, степени ионизации Si^{+12}, O^{+8}, масштаб неоднородности плазмы $L = 0.25\,\mu\mathrm{m}$, радиус лазерного пучка $w_L = 1.5\,\mu\mathrm{m}$. Угол падения 45°, P-поляризация. Ось лазерного пучка соответствовала $y_0 = 20\,\mu\mathrm{m}$ на рис. 1, *a*. Начальный фронт лазерного импульса был плоским ($z = \mathrm{const}$). Момент времени рис. 1, *a* соответствовал отражению 8 из 13 периодов лазерного импульса. На рис. 1, *a* показано продавливание электронной плотности в направлении силы пондеромоторного давления лазерного импульса, где видна асимметрия отражающей поверхности, которая нарастает при увеличении интенсивности, а на рис. 1, *b* показан вариант модельной аппроксимации численного расчета синей кривой на рис. 1, *a*.

Тейлоровское разложение профиля плотности рис. 1, *a* представляет собой параболу:

$$z(y) = -z_e\left(1 - \frac{(y - y_0 - y_e)^2}{(w_L/\cos\theta - y_e \mathrm{sign}(y - y_0 - y_e))^2}\right). \tag{1}$$

Мы предполагаем: $kz_e \ll 1$, $kL \ll 1$, где $k = \omega_L/c = 2\pi/\lambda_L$ — волновой вектор лазерного импульса с частотой ω_L. Смещения z_e, y_e профиля электронной плотности находятся из уравнений баланса сил и потока импульса. Отличной от нуля средней по времени составляющей обладает сила пондеромоторного давления лазерного импульса на электронную плотность мишени: $\mathbf{F} = (e[\mathbf{v_e} \times \mathbf{B}]/c$ (на поверхности мишени $B = (a_0(1+R)m_e\omega c/e$, где R — коэффициент отражения по амплитуде). Составляющие этой силы уравновешиваются возникающими из-за сдвига электронной плотности амбиполярными силами. Безразмерная z-компонента амбиполярного электрического поля

$$E_z = Zk\int_{-\infty}^{Z_e} (n_i(z)/n_{\mathrm{cr}})dz$$

уравновешивается z-компонентой силы светового давления:

$$(R+1)a_0\cos\theta = k\int_0^{Z_e} (n_i(z)/n_{\mathrm{cr}})dz.$$

Откуда при $n_i(z) = n_{\mathrm{cr}}\exp(z/L)$, $z \in [0; L\ln(Zn_{i0}/n_{\mathrm{cr}})]$; $n_i(z) = Zn_{i0}$, $z \in [L\ln(Zn_{i0}/n_{\mathrm{cr}}); +\infty)$ получаем оценку глубины продавливания поверхности мишени:

$$kz_e = kL\ln\left(1 + \frac{(R+1)a_0\cos\theta}{kL}\frac{n_c}{Zn_{i0}}\right)$$

$$\text{при}\ \ kL \geq \left(\frac{n_c}{Zn_{i0}}\right)^2 (R+1)a_0\cos\theta, \tag{2}$$

$$kz_e = \left(\frac{n_c}{Zn_{i0}}\right)\left((R+1)a_0\cos\theta - kL\frac{Zn_{i0}}{n_c}\right)$$

$$\text{при}\ \ kL \leq \left(\frac{n_c}{Zn_{i0}}\right)^2 (R+1)a_0\cos\theta.$$

Поскольку обычно $Zn_{i0}/n_c > 10^2$, $a_0 < 10^2$, верхняя строка (2) соответствует диапазону масштабов неоднородности L от десятков нанометров и выше, и только для $L \sim$ нескольких нанометров справедлива нижняя строка (2). В дальнейшем будем предполагать выполненным верхнее неравенство. Безразмерная y-компонента силы светового давления уравновешивается y-компонентой амбиполярного электрического поля:

$$(R+1)a_0\sin\theta = ky_eZn_i(z_e)/n_{\mathrm{cr}},$$

откуда

$$ky_e = \frac{(R+1)a_0\sin\theta n_{\mathrm{cr}}}{Zn_i(z_e)}. \tag{3}$$

Формулы (1)–(3) определяют модельный профиль поверхности отражения в виде несимметричной параболы. Верхняя строка формулы (2) с точностью до замены $(R+1)\cos\theta \leftrightarrow 2(1+\sin\theta)$ совпадает с оценкой работы [4], в которой рассматривалась симметричная форма поверхности отражения ($y_e = 0$). Для достаточно длинных импульсов ($\geq 100\,\mathrm{fs}$) будет существенно смещение ионной плотности вместе с электронной. Для оценки смещения профиля ионной плотности рассмотрим уравнение баланса потока импульса, падающего на мишень лазерного излучения со средней по времени интенсивностью I_L:

$$2n_im_iv_i^2 = (1+R)I_L\cos\theta/c.$$

Из уравнения баланса получается дифференциальное уравнение, определяющее положение границы движущихся ионов:

$$\frac{v_i(t)}{c} = \frac{\partial z_i(y,t)}{\partial t} = \sqrt{\langle a^2(0,y,t)\rangle_{T_L}}\sqrt{\frac{(1+R)m_en_{\mathrm{cr}}\cos\theta}{2Am_in_i(z_i(y,t))}},$$

где скобками $\langle\ \rangle_{T_L}$ обозначено усреднение квадрата поля по лазерному периоду T_L. Для экспоненциального профиля плотности в окрестности критической концентрации (точки отражения излучения) $n_i(z) = (n_{\mathrm{cr}}/Z)\exp(z/L)$ решение дифференциального уравнения имеет вид

$$z_i = 2L\ln\left(1 + a_0\tau_L\sqrt{\frac{Zm_ec^2(R+1)}{16Am_pL^2\cos\theta}}\right). \tag{4}$$

Суммарная глубина продавливания мишени получается сложением формул (2) и (4): $z_T = z_e + z_i$, а форма отражающей поверхности определяется соотношением (1) с заменой $z_e \to z_T$.

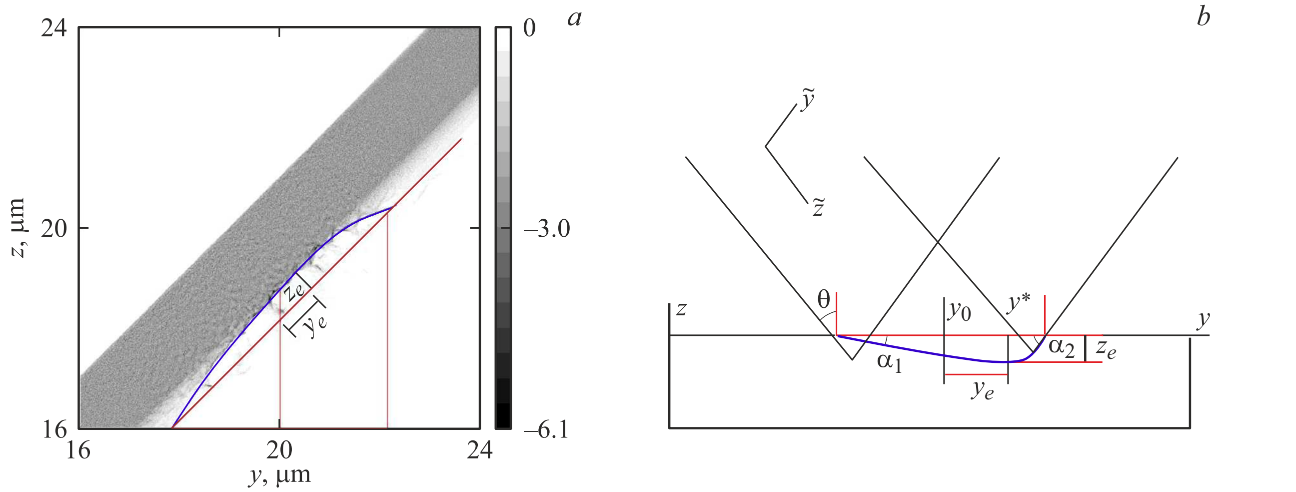

Рис. 1. *a* — численное моделирование профиля электронной плотности при отражении лазерного импульса от плоской мишени; *b* — модельный профиль поверхности отражения.

Отражение лазерного импульса с криволинейным фазовым фронтом от вогнутой мишени

Наклонно падающий лазерный импульс удобно описывать в наклонной системе координат: $\tilde{z} = -z\cos\theta + y\sin\theta$, $\tilde{y} = y\cos\theta + z\sin\theta$, оси которой показаны на рис. 1, *b*. Безразмерный векторный потенциал лазерного поля, распространяющегося по оси $\tilde{z}$ на рис. 1, *b*, в параксиальном приближении вблизи точки фокуса $\tilde{z} = \tilde{z}^*$ имеет вид

$$a(\tilde{z}, \tilde{y}, t) = a_0 \exp\left(-\frac{(\tilde{z} - ct)^2}{c^2\tau_L^2}\right)\sqrt{\frac{w_L}{w(\tilde{z} - \tilde{z}^*)}}$$

$$\times \exp\left(-\frac{\tilde{y}^2}{w(\tilde{z} - \tilde{z}^*)^2}\right)\cos\left(k(\tilde{z} - \tilde{z}^*) - \omega t\right.$$

$$\left. - \frac{k\tilde{y}^2}{2\sigma(\tilde{z} - \tilde{z}^*)} + \eta(\tilde{z} - \tilde{z}^*)\right), \tag{5}$$

$$w(\tilde{z}) = w_L\sqrt{1 + \frac{\tilde{z}^2}{z_R^2}}, \quad \sigma(\tilde{z}) = \tilde{z} + \frac{z_R^2}{\tilde{z}},$$

$$\eta(\tilde{z}) = 0.5\,\mathrm{atan}\left(\frac{\tilde{z}}{z_R}\right).$$

Здесь $w_L = w(\tilde{z} = \tilde{z}^*)$ — минимальная полуширина лазерного пучка, $z_R = (kw_L^2)/2$ — длина Релея, $a_0 = eE_L/m\omega c$, τ_L — соответственно безразмерная амплитуда и временная длительность лазерного импульса. Функция $w(\tilde{z})$ описывает локальную (в точке $\tilde{z}$) полуширину лазерного пучка, функция $\sigma(\tilde{z})$ — локальный радиус кривизны фазового фронта. При воздействии лазерного импульса (5) на непрозрачную квазинейтральную плазму с начальным профилем плотности частиц $n_e(z) = Zn_i(z) = Zn_{i0}\exp(-z/L)$ происходит продавливание электронной и ионной плотностей, в результате чего электроны смещаются на расстояния z_e, y_e по осям (z, y) и отражение происходит от профиля плотности (1). При наклонном падении P-поляризованного лазерного импульса на мишень на её поверхности возникает периодическая структура участков, в которых нормальная компонента электрического поля экстрагирует электроны с поверхности в вакуум [6]. В результате возникают электронные струи (джеты), видимые, например, на рис. 1, *b*, а сама поверхность отражения становится волнистой. Состоящий из двух ветвей парабол профиль плотности (1) обладает двумя фокусными расстояниями $f_{p1,2}$, характерным средним фокусным расстоянием f_{pt} и расстоянием между фокусами δf_p:

$$f_{p1,2} = \frac{(w_L/\cos\theta \pm y_e)^2}{4z_T}, \quad f_{pt} = \frac{f_{p1} + f_{p2}}{2},$$

$$\delta f_p = f_{p1} - f_{p2} \approx \frac{y_e w_L}{z_T\cos\theta}. \tag{6}$$

Формулы (6) для оценки параметров фокусировки криволинейной поверхностью будут справедливы с точностью до численного множителя для отражающей поверхности произвольной формы, поскольку углы $\alpha_{1,2}$ на рис. 1, *b* оцениваются как $\alpha_{1,2} \approx z_T/(w_L/\cos\theta \pm y_e)$, а $f_{p1,2}$ — соответственно как $(w_L/\cos\theta \pm y_e)\alpha_{1,2} = (w_L/\cos\theta \pm y_e)^2/z_T$, и от формы поверхности зависит только численный коэффициент в этой оценке. В Приложении 1 случай треугольного углубления плазмы рассмотрен более аккуратно и вычислено фокусное расстояние для такого профиля.

На рис. 2, *a* оранжевым цветом приведена кривая (6) для $a_0 = 2.2$, синим цветом — кривая для $a_0 = 0.7$. Кружками и квадратами соответствующего цвета показаны данные расчета [7], когда $z_T \approx z_e$, $\theta = 0$ и $z^* = 0$. Видно, что для $a_0 > 1$ оценка (6) фокусного расстояния адекватно описывает данные численного моделирования, и фокусное расстояние для малых углов прогиба $\alpha_{1,2}$ с

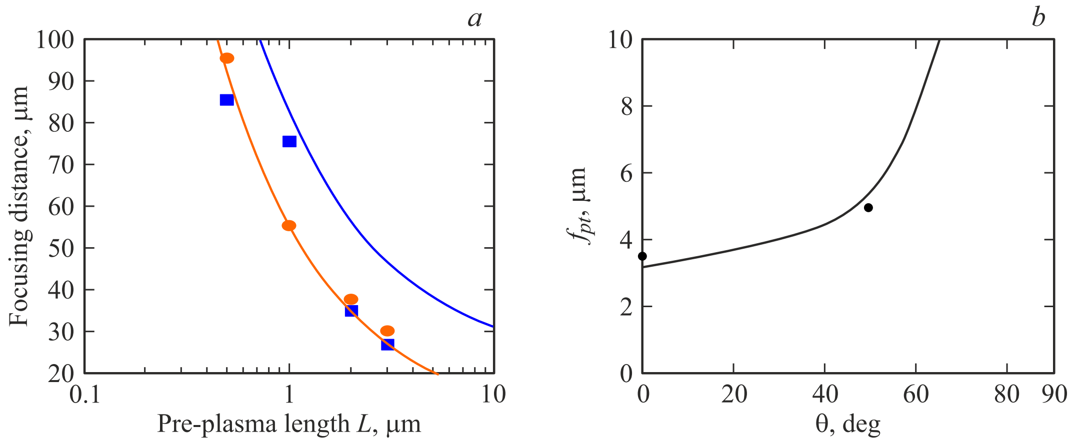

Рис. 2. (*a*) Зависимость фокусного расстояния f_{pt} от масштаба неоднородности плазмы лазерной мишени $Si^{+12}O^{+6}$ плотностью $Zn_{i0} = 50n_c$ для интенсивностей лазерного импульса 10^{18} W/cm^2 ($a_0 = 0.7$) — синяя кривая и 10^{19} W/cm^2 ($a_0 = 2.2$) — оранжевая кривая, кружки и квадраты — данные PIC-расчета [7]. (*b*) Зависимость фокусного расстояния f_{pt} от угла падения θ: сплошная линия — формула (6) для f_{p1}, точки — результаты расчетов для лазерной интенсивности 10^{22} W/cm^2, мишень Au^{+50}, $n_{i0} = 6 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, $L = 0.25\,\mu$m, $w_L = 2.5\,\mu$m.

точностью до множителя порядка единицы не зависит от выбора функционального вида профиля плотности плазмы. В Приложении 1 рассмотрен треугольный профиль поверхности отражения и показано, что формула (6) для фокусного расстояния справедлива и для такого профиля. На рис. 2, *b* показано, что зависимость фокусного расстояния f_{pt} от угла падения θ в формуле (6) также соответствует данным численного моделирования.

Фокусировка генерируемых гармоник

Отраженный импульс в отличие от падающего содержит набор высокочастотных гармоник с длинами волн $\lambda_n = \lambda_L/n$. Гармоники возникают за счет релятивистского движения отражающей электронной поверхности. Гармоники суммируются в последовательность коротких интенсивных импульсов (аттоимпульсов), показанных ниже. Номера гармоник занимают интервал $n \in [1; n_{\max}]$. Номер $n_{\max}$ максимальной отраженной гармоники можно получить из [8], где оценивается длительность τ_{atto} аттоимпульса, отраженного от толстой мишени с резкой границей. Очевидно, что $n_{\max} \approx T_L/2\tau_{\text{atto}}$, взяв из [8] формулу для τ_{atto}, получим следующую оценку:

$$n_{\max} \approx \frac{a_0^2 N(1-\sin\theta)}{2C\cos^2\theta} \left(\sin\theta + 4\cos^3\theta \sqrt{\frac{N^2}{a_0^2} - \frac{a_0^2\sin^2\theta}{N^2(1-\sin\theta)^2}}\right), \quad (7)$$

$$N = \frac{n_e}{n_{\text{cr}}}, \quad a_0 > 1, \quad \frac{a_0}{N} < 1,$$

где $C \sim 1$ — численная константа. Применимость условия резкой границы накладывает ограничение на масштаб неоднородности плазмы $kL \le (\frac{n_c}{Zn_{i0}})^2(R+1)a_0\cos\theta$ (нижняя строка (2)). При невыполнении условия резкой границы (рассматриваемый нами случай) безразмерная концентрация N в формуле (7) берется на поверхности отражения:

$$N = \frac{n_e(z_e)}{n_{\text{cr}}} = \begin{cases} \exp(z_e/L, & z_e \le L\ln(Zn_{i0}/n_{\text{cr}}) \\ Zn_{i0}/n_{\text{cr}}, & z_e L\ln(Zn_{i0}/n_{\text{cr}}) \end{cases}$$

в результате чего появляется зависимость $n_{\max}$ от масштаба неоднородности $n_{\max}(L)$. Формула (7) справедлива для плоской поверхности, криволинейность вносит малый вклад и может быть учтена введением локального угла падения $\tilde\theta(y) = \theta + \text{atan}(dz(y)/dy)$ и последующим усреднением по координате y в пределах лазерного пятна на поверхности плазмы

$$(2w_L/\cos\theta)^{-1} \int_{-w_L/\cos\theta}^{w_L/\cos\theta} n_{\max}(\tilde\theta(y))dy.$$

Поскольку угол наклона поверхности мал $dz(y)/dy < 1\forall y$, процедура усреднения при $\theta \sim 1$ практически не изменит значения (7). При $\theta \ll 1$ разложение (7) в ряд Тейлора выглядит как

$$n_{\max} \approx \frac{2a_0N^2}{C}\left(1 + \theta\left(\frac{a_0}{4N} - 1\right) + \ldots\right),$$

и процедура усреднения по углу сведется к изменению коэффициента у линейного по θ слагаемого, т.е. также практически не изменит (7). Отметим, что существует оптимальное отношение a_0/N, при котором амплитуды гармоник $cn \sim n_{\max}$ максимальны. В работе [8] показано, что интервал $1/4 < a_0/N < 1$ и углы падения $45° \le \theta \le 70°$ оптимальны с точки зрения амплитуды и длительности аттоимпульса, сформированного высокочастотными гармониками.

Размер $2w_{rn}$ фокальной перетяжки n-й гармоники аттоимпульса отличается от размера $2w_L$ перетяжки падающего импульса и чувствителен к функциональному виду профиля $z(y)$ отражающей поверхности. Для параболического профиля можно достичь дифракционного предела фокусировки w_{rn}: $f_{pt}\lambda_n/w_L$. При форме профиля, отличной от параболической, размер фокальной перетяжки будет превосходить дифракционный предел, например, для треугольного профиля плотности размер фокальной перетяжки $2w_{rn}$: $w_L + y_e$ (Приложение 1 (п9)).

Амплитуда n-й гармоники аттоимпульсов в точке фокусировки отраженного лазерного импульса может быть оценена следующим образом. Из (5) следует, что амплитуда падающего импульса на поверхности мишени $a_0(1+4k^2z^{*2}/k^4w_L^4\cos^2\theta)^{-1/4}$. Распределение по номеру n амплитуд a_{rn} аттоимпульса на поверхности мишени степенное [8]:

$$a_{rn}|_{z\approx 0} \approx Ra_0 \frac{n^{-p/4+1}(1+4k^2z^{*2}/k^4w_L^4\cos^2\theta)^{-1/4}}{\sqrt{\sum\limits_{n=1}^{n_{\max}} n^{-p/2+1}}}, \quad (8)$$

где показатель p спектра зависит от параметров мишени, в том числе от масштаба неоднородности. Знаменатель в (8) обеспечивает правильную нормировку амплитуд гармоник так, чтобы

$$R_2 = \sum_{n=1}^{n_{\max}} a_{rn}^2(1+(4k^2z^{*2}/k^4w_L^4\cos^2\theta)^{1/2}/a_0^2$$

был коэффициентом отражения от мишени по мощности. Для толстых мишеней с резкой границей в различных работах приводились близкие оценки $p \in [2.5; 3]$ [9,10]. В дальнейшем мы будем использовать $p \approx 2.5$. В работе [4] показано, что характерный радиус пятна, генерирующего гармоники аттоимпульса для n ($n_{\max} \gg 1$), составляет $w_{\text{ef}} \approx 0.7w(z^*) = 0.7w_L\sqrt{1+z^{*2}/z_R^2}$. На расстоянии f_{pt} площадь пятна n-й гармоники составит $S_{rn} = \pi w_{rn}^2$ (w_{rn} — радиус пятна n-й гармоники в точке фокуса). Соответственно амплитуда a_{rn} гармоники отраженного импульса в точке фокуса определится отношением площадей и составит

$$\frac{a_{rn}}{a_0} = \frac{Rw_{\text{ef}}}{w_{rn}} \frac{n^{-p/4+1}(1+4k^2z^{*2}/k^4w_L^4\cos^2\theta)^{-1/4}}{\sqrt{\sum_{n=1}^{n_{\max}} n^{-p/2+1}}}$$
$$\approx \frac{0.7Rw_L\sqrt{1+z^{*2}/z_R^2}\,n^{-p/4+1}}{(1+4k^2z^{*2}/k^4w_L^4\cos^2\theta)^{-1/4}w_{rn}\sqrt{\sum_{n=1}^{n_{\max}} n^{-p/2+1}}}. \quad (9)$$

Формула (9) позволяет сделать оценку амплитуды n-й гармоники аттоимпульса в точке фокуса при заданной настройке положения точки z^* фокусировки лазерного пучка перед мишенью и масштаба неоднородности L лазерной плазмы (с учетом $n_{\max}(L)$). Интенсивность отраженного излучения высокочастотных гармоник ($n > n^*$) в точке фокуса $I_{\text{focus}}(n^*)$ определится формулой:

$$\frac{I_{\text{focus}}(n^*)}{I_0} = \frac{\sum_{n^*}^{n_{\max}}(a_{rn})^2}{a_0^2}, \quad (10)$$

где $I_0 = m_e^2c^3\omega_L^2a_0^2/4\pi e^2$ — интенсивность падающего импульса.

Для уточнения w_{rn} заметим, что профиль отражающей поверхности соответствует локальному равенству в точках поверхности давления горячих электронов $n_e(y,z)T_e$ и пондеромоторного давления лазерного поля. При оценке температуры горячих электронов $T_e \approx mc^2\left(\sqrt{1+\langle a^2(y,z,t)\rangle_{T_L}}-1\right)$ получается, что профиль электронной плотности повторяет профиль распределения лазерного поля на поверхности плазмы:

$$\frac{n_e(y,z)}{n_{\text{cr}}} \approx \frac{\langle a^2(y,z,t)\rangle_{T_L}}{4\pi\left(\sqrt{1+\langle a^2(y,z,t)\rangle_{T_L}}-1\right)}$$
$$\to \frac{\sqrt{\langle a^2(y,z,t)\rangle_{T_L}}}{4\pi} \text{ при } a^2 \gg 1. \quad (11)$$

Отметим, что поле и электронная плотность самосогласованы, и $\langle a^2(y,z,t)\rangle_{T_L}$ в (11) зависит от распределения плотности n_e. Для оценок можно взять $\langle a^2(y,z,t)\rangle_{T_L}$ падающего импульса (5) (гауссов профиль в системе y', z'), и тогда оценка профиля $n_e(y,z)$ также будет гауссовой. Вблизи максимума распределение Гаусса аппроксимируется параболой, при фокусировке которой достигается дифракционный предел фокусировки w_{rn}: $2\pi f_{pt}/nkw_{\text{ef}}$. Возможность фокусировки в малую область $w_{rn_{\max}} \sim \lambda_L/n_{\max}$ (при $f_{pt} \sim w_{\text{ef}}$) на искусственно приготовленной параболической отражающей поверхности и получение при $n_{\max} \gg 1$ интенсивностей I_{focus}, достигающих швингеровского предела (пробой вакуума), рассмотрена в работах [4,10]. Наклонное падение при самофокусировке приводит к асимметрии ветвей параболы (сдвигу на y_e (3) нижней точки параболы относительно оси падающего пучка), что приводит к размытию фокусного расстояния на δf_p. Если величина δf_p меньше длины Релея n-й гармоники $\delta f_p < \pi f_{pt}^2\lambda_n/w_{\text{ef}}^2$, то сохраняется дифракционный предел оценки радиуса пятна фокусировки. В обратном случае $\delta f_p > \pi f_{pt}^2\lambda_n/w_{\text{ef}}^2$ минимальный радиус пятна фокусировки n-й гармоники $w_{rn} \approx \sqrt{\delta f_p\lambda_n}$.

На рис. 3 приведена зависимость безразмерной интенсивности высокочастотных гармоник в фокусе $I_{\text{focus}}(n^* = n_{\max}/2)/I_0$ как функции масштаба неоднородности L для лазерной интенсивности $I_0 = 10^{22}\,\text{W/cm}^2$, $w_L = 2.5\,\mu\text{m}$, мишени Au^{+50}, $n_{i0} = 6\cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$ в случае, когда $w_{rn} \approx \sqrt{\delta f_p\lambda_n}$. Видно, что фокусировка несимметричной параболой позволяет увеличить интенсивность „хвоста“ спектра отраженного импульса ($n > n_{\max}/2$) вплоть до интенсивности падающего импульса I_0. Отметим, что при фокусировке симметричной параболой (w_{rn}: $2\pi f_{pt}/nkw_{\text{eff}}$) максимальное значение $I_{\text{focus}}(n^* = n_{\max}/2)/I_0$ на рис. 3 увеличилось бы до ≈ 40.

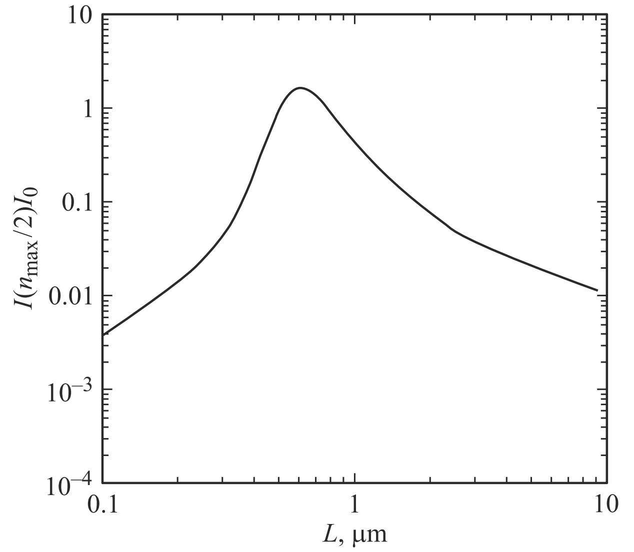

Рис. 3. Зависимость безразмерной интенсивности высокочастотных гармоник в фокусе $I_{\text{focus}}(n^* = n_{\max}/2)/I_0$ от масштаба неоднородности L при лазерной интенсивности $I_0 = 10^{22}\,\text{W/cm}^2$, $w_L = 2.5\,\mu\text{m}$, мишени Au^{+50}, $n_{i0} = 6 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$, $w_{rn} \approx \sqrt{\delta f_p \lambda_n}$. Остальные параметры мишени и лазерного импульса приведены на рис. 2.

Вдали от максимума падающего гауссова импульса (5) аппроксимация гауссова распределения близка к линейной. Таким образом, распределение интенсивности в фокальной перетяжке отраженного импульса должно содержать яркое пятно в центре и периферию, на которой интенсивность в несколько раз превосходит интенсивность падающего лазерного импульса. Также отметим, что угловая расходимость отдельной гармоники $\theta_n \sim w_{rn}/f_{pt} \sim \lambda_L/n w_L$, как и полуширина w_{rn}, падают с увеличением n. Соответственно наиболее высокочастотные гармоники, составляющие аттоимпульсы, распространяются ближе к оси отраженного пучка. При наличии селекции по углу отраженного импульса можно отделить высокочастотную часть спектра. Подобная селекция была проведена в работе [11], где подавление низкочастотных гармоник за счет угловой селекции привело к более плоскому спектру для части отраженного импульса, распространяющейся непосредственно по оси отраженного пучка на рис. п1.

Для проверки и калибровки формул (9), (10) в Приложении 2 приведены данные численного моделирования [6] $I_{\text{focus}}(n^* = 1)/I_0$ безразмерной лазерной интенсивности в точке фокусировки всех гармоник отраженного лазерного пульса как функции масштаба неоднородности плазмы L для параметров лазерного импульса и мишени, приведенных на рис. 2. Эти данные сравнивались с формулами модели (9), (10), использовались треугольный и трапецеидальный (с равной длиной звеньев) профили поверхности мишени. Зависимость интенсивности отраженного излучения от масштаба неоднородности L, как и рис. 3, обладает локальным максимумом, который объясняется следующим образом. При $L = 0$ поверхность отражения плоская и фокусировки не происходит $w_{rn} \approx w_L$ (при этом $I_{\text{focus}}(n^* = 1)/I_0 = R^2$). С ростом L происходит фокусировка и $w_{rn} \ll w_L$. При больших L падает значение N в (7), что приводит к уменьшению $n_{\max}$ (числа слагаемых в сумме (10)) и уменьшению интенсивности в точке фокуса. В результате на рис. 3 и рис. п3 получается зависимость с максимумом.

Численное моделирование фокусировки лазерного пучка с криволинейным фазовым фронтом

Для проверки вышеприведенных оценок фокусного расстояния и параметров фокусировки отраженного импульса были выполнены 2D PIC-расчеты. Отметим, что 2D-расчет происходит в узком интервале значений незадействованной третьей координаты, по которой в реальной ситуации (3D-расчет) также происходит фокусировка. Соответственно степень фокусировки в 2D-расчете будет заведомо занижена по сравнению с 3D-расчетом. Можно оценить степень фокусировки 3D-варианта расчетов (который недоступен в силу ограниченных вычислительных возможностей) как квадрат степени фокусировки в 2D-расчетах. В 2D-расчете лазерная интенсивность составляла $10^{22}\,\text{W/cm}^2$, длина волны 800 nm, мишень Au^{+50}, плотностью $6 \cdot 10^{22}\,\text{cm}^{-3}$. Масштаб экспоненциальной неоднородности плотности на лицевой стороне был выбран $0.25\,\mu\text{m}$, толщина мишени $3.5\,\mu\text{m}$. Радиус (полуширина) лазерного пучка $w_L = 2.5\,\mu\text{m}$. Шаг расчета 4 nm по пространственным координатам и 1.3 as по времени, число частиц в ячейке 30 для ионов и 90 для электронов. Длительность импульса ($\sim \exp(-(z - ct)^2/z_L^2)$) с $z_L = 5.25\,\mu\text{m}$. Всего импульс содержал $2 \times 5.25/0.8 = 13$ периодов. Длина Релея в формуле (5), которой задавался импульс, $z_R = \pi w_L^2/\lambda_L \approx 9\,\mu\text{m}$. Угол падения на мишень $\theta = 45^\circ$, p-поляризация. В начальный момент моделирования центр импульса находился на расстоянии $|z^*| = 9\,\mu\text{m}$ перед мишенью. Таким образом, параметр $z^*/z_R \approx -1$ на рис. 1. Если бы импульс распространялся свободно (отражался идеально), его полуширина на дистанции пробега l составила бы $w(l) = 1.5\sqrt{1 + l^2/9^2}\,\mu\text{m}$. Если импульс прошел $9\,\mu\text{m}$ до мишени и еще $9\,\mu\text{m}$ после, то его полуширина должна возрасти более, чем в 2 раза. При реальном отражении за счет продавливания электронной плотности образуется фокусирующее „зеркало“, способное уменьшить ширину импульса и даже сфокусировать его. Согласно формулам (6) модели, фокусное расстояние такого зеркала $f_{pt} \approx 5\,\mu\text{m}$ для масштаба неоднородности $L = 250\,\text{nm}$ в формулах (2), (4). Профиль плотности мишени в момент отражения максимума интенсивности падающего импульса ($t = 32\,\text{fs}$) показан на рис. 4, *a*. На рис. 4, *b* показаны лазерные импульсы — падающий при $t = 0$ (вставка внизу) и

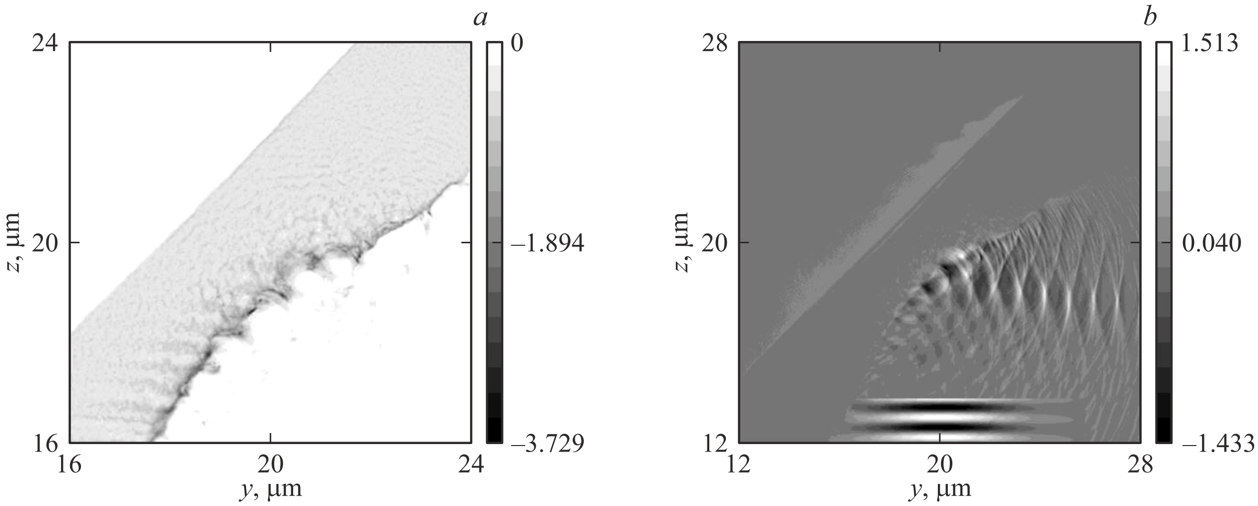

Рис. 4. a — профиль электронной плотности, шкала плотности в единицах начальной плотности Zn_{i0}, отрицательный знак соответствует отрицательному заряду электрона; b — электрическое поле падающего импульса при $t = 0$ (вставка внизу) и отраженного импульса при $t = 42$ fs для мишени толщиной $3.5\,\mu$m и масштаба неоднородности $0.25\,\mu$m. Шкала напряженности поля справа в единицах амплитуды падающего импульса.

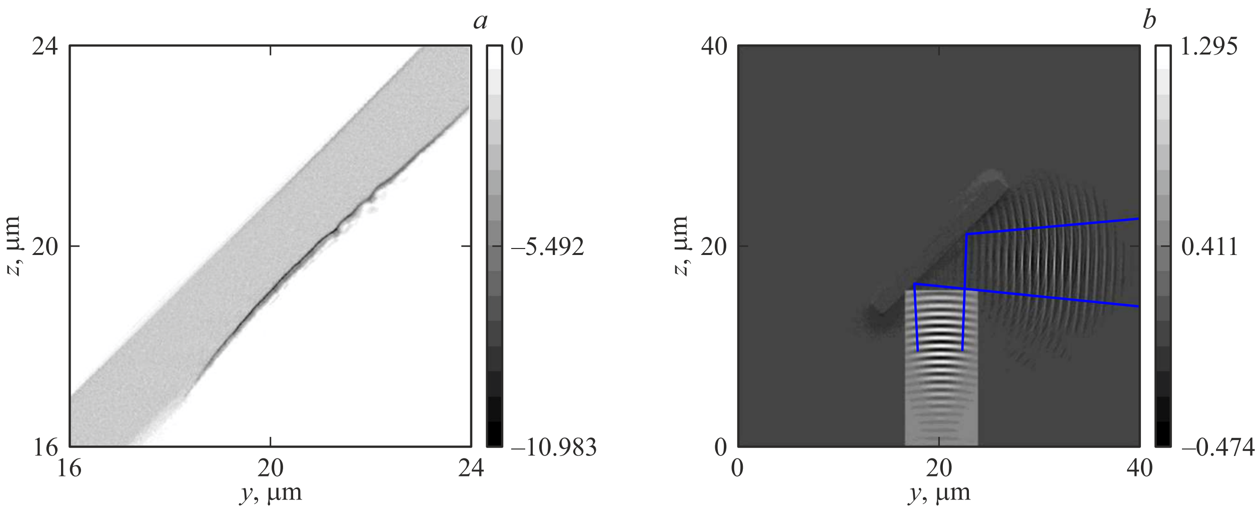

Рис. 5. a — профиль электронной плотности на момент времени 90 fs (45 fs после отражения первого лазерного импульса от мишени), шкала плотности в единицах начальной плотности Zn_{i0}, отрицательный знак соответствует отрицательному заряду электрона, темной линией выделена поверхность критической плотности (отражающая поверхность), $I_L = 6.7 \cdot 10^{19}$ W/cm^2, $\tau_L = 33$ fs, мишень SiO_2, $n_{i0} = 2 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, Si^{+12}, O^{+8}, $L = 0.25\,\mu$m, $w_L = 1.5\,\mu$m; b — электрическое поле второго импульса (параметры совпадают с параметрами первого), падающего на мишень в момент времени $t = 108$ fs и полностью отразившейся при $t = 160$ fs. Шкала напряженности поля справа в единицах амплитуды падающего импульса.

отраженный при $t = 42$ fs (момент отражения середины импульса). Эффективное фокусное расстояние на рис. 4, b составляет $\approx 4\,\mu$m, что соответствует приведенной выше оценке $f_{pt} \approx 5\,\mu$m. Также на рис. 4, b поперечный размер области фокусировки составляет $2\,\mu$m при начальном поперечном размере пучка $2w_L = 5\,\mu$m. Рис. 4, b показывает, что в процессе отражения происходит смещение отражающей поверхности: „голова“ и „хвост“ отраженного сфокусированного импульса на рис. 4, b смещены по оси z относительно друг друга. Динамика отражающей поверхности порождает видимые на рис. 4, b пересекающиеся фронты от различных участков поверхности отражения. Из-за этого полуширина области фокусировки превышает дифракционный предел (отражение идеальной параболой) и наиболее адекватно оценивается моделью треугольного профиля плотности — формулой (п9) Приложения 1. Эта формула дает $|CD| \approx 2.8\,\mu$m, что близко к $2\,\mu$m рис. 4, b. Интенсивность отраженного излучения в области фокусировки на рис. 4, b составляет ~ 3 от интенсивности падающего. В 3D-варианте расчетов степень фокусировки возросла бы до ~ 10, что сравнимо с данными 3D-моделирования

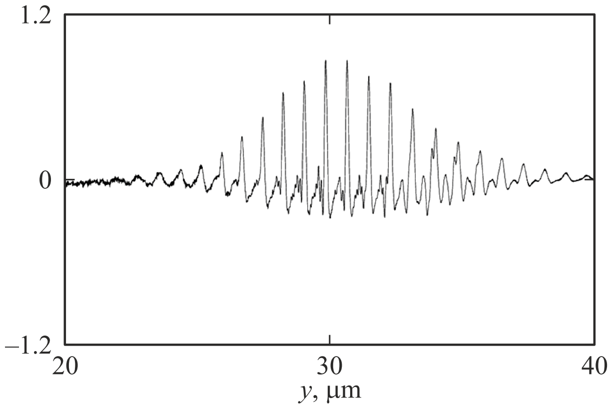

Рис. 6. Электрическое поле на оси отраженного второго импульса ($z = 19\,\mu$m на рис. 5, b). Длительность полупериода поля на половине высоты составляет 54 nm. Шкала напряженности поля по оси ординат в единицах амплитуды падающего импульса.

работы [12], полученными при сравнимых параметрах лазерного импульса и мишени. Следует отметить, что оценка методами геометрической оптики предполагает идеальное качество отражающей поверхности и не учитывает отражение, отличное от зеркального и присутствующее в нашем случае. Формула (10) дает для параметров рис. 4 $n_{\max} \approx 350$ и длительность импульса несколько аттосекунд.

Двухимпульсная схема отражения

Расчеты показывают, что формирование вогнутого „зеркала" продолжается на больших расстояниях после отражения первого импульса за счет движения волны плотности внутрь мишени. На рис. 5 показан профиль электронной плотности на момент времени 90 fs для расчета рис. 1, a, когда отраженный импульс вышел из бокса моделирования. На рис. 5, b показано, что при $y = 30\,\mu$m второй импульс прошел $57\,\mu$m от точки старта, а его дифракционная расходимость соответствует синим линиям. Сравнение рис. 1, a и рис. 5, b показывает, что поверхность локального увеличения плотности на временах ~ 100 fs имеет более гладкий профиль, сохраняет вогнутость и имеет резкую границу на рис. 5, a. Электронные джеты, видимые на рис. 1, a и рис. 4, a, диссипируют после окончания первого импульса, и поверхность отражения сглаживается. Соответственно, если на мишень рис. 5 снова подать лазерный второй импульс, то его степень фокусировки может быть улучшена. На рис. 5, b показана фокусировка второго импульса, который отстает от первого на 108 fs и отражается от профиля плотности рис. 5, a. Сравнение рис. 4, a и рис. 5, b показывает, что второй импульс по сравнению с первым подходит к мишени уширенным из-за дифракционной расходимости и с выпуклым фронтом. Фокусировка на рис. 5, b приводит к тому, что фронт отраженного второго импульса становится плоским (вогнутым). Максимальная амплитуда отраженного второго импульса составляет 1.3 в единицах амплитуды падающего второго импульса. Рассеянное излучение второго импульса на рис. 6 обладает строгой периодической структурой и не содержит хаотической части, видимой на рис. 4, b. Для оценок параметров профиля отражающей поверхности рис. 5, a можно использовать формулу (4), при этом в (4) длительность лазерного импульса τ_L нужно заменить на время задержки $\Delta\tau = 108$ fs между импульсами, и глубина прогиба профиля $z_T \approx z_i$. Оценки фокусного расстояния по формуле (6) дают в этом случае $f_{pt} \approx 13\,\mu$m, что соответствует фокусному расстоянию $\sim 10\,\mu$m на рис. 5, b. Электрическое поле на оси отраженного второго импульса ($z = 19\,\mu$m на рис. 6) показано на рис. 6. Сравнение аттоимпульсов, сгенерированных первым и вторым лазерными импульсами, показывает, что максимальная амплитуда аттоимпульсов второго лазерного импульса выше, а длительность короче в ~ 4 раза. Таким образом, профилем фокусирующей поверхности можно управлять не только изменяя масштаб неоднородности плотности лицевой стороны или изменением лазерной интенсивности единственного импульса, но и использованием двухимпульсной схемы. В такой схеме первый импульс формирует криволинейную поверхность отражения с высокой плотностью, а второй импульс генерирует набор аттоимпульсов и фокусируется. Рисунок 6 показывает, что двухимпульсная схема генерирует аттоимпульсы большей амплитуды и меньшей длительности, т. е. характеризуется более высоким качеством аттоимпульсов.

Заключение

Отраженный от плазменной мишени аттоимпульс, содержащий высокочастотные гармоники, может быть сфокусирован не только с помощью предварительно созданной вогнутой поверхности, но и самосогласованным образом. В последнем случае прогиб поверхности возникает за счет силы давления лазерного излучения, а параметры фокусировки получившегося вогнутого зеркала определяются масштабом неоднородности лазерной плазмы, точкой фокусировки падающего импульса и лазерной интенсивностью. Масштаб неоднородности плазмы зависит от интенсивности и длительности лазерного предимпульса, и подбором этих параметров можно менять кривизну отражающей поверхности, компенсировать дифракционную расходимость (кривизну фронта) основного импульса и отнести фокус отраженного импульса на заданное расстояние. Вместо изменения масштаба неоднородности (изменения параметров предимпульса) можно менять положение точки фокусировки падающего пучка относительно поверхности мишени (т. е. передвигать мишень) и также добиться заданного положения точки фокусировки отраженного пучка. За счет фокусировки можно получить интенсивность высокочастотных гармоник отраженного импульса на уровне интенсивности падающего лазерного импульса. Высокочастотные гармоники обладают меньшей дифракционной расходимостью, и на больших расстояниях возможна угловая селекция: разделение низкочастотной и высокочастотной частей отраженного импульса. Высокочастотные гармоники суммируются в последовательность коротких интенсивных импульсов (аттоимпульсов), поэтому возможно отделение аттоимпульсов для целей рентгенографии с высоким временным разрешением. Вогнутая отражающая поверхность продолжает формироваться и после отражения первого лазерного импульса. Качество такой поверхности лучше, чем во время действия импульса. Сформированное таким образом зеркало обладает готовым плотным тонким электронным слоем, оптимальным для повторной генерации аттоимпульсов. В результате второй отраженный от мишени импульс характеризуется более качественной фокусировкой (большей амплитудой и меньшей длительностью аттоимпульсов).

Финансирование работы

Данная работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-12-00012. Для проведения численных расчетов использовался компьютерный кластер „Политехник–РСК Торнадо“ Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

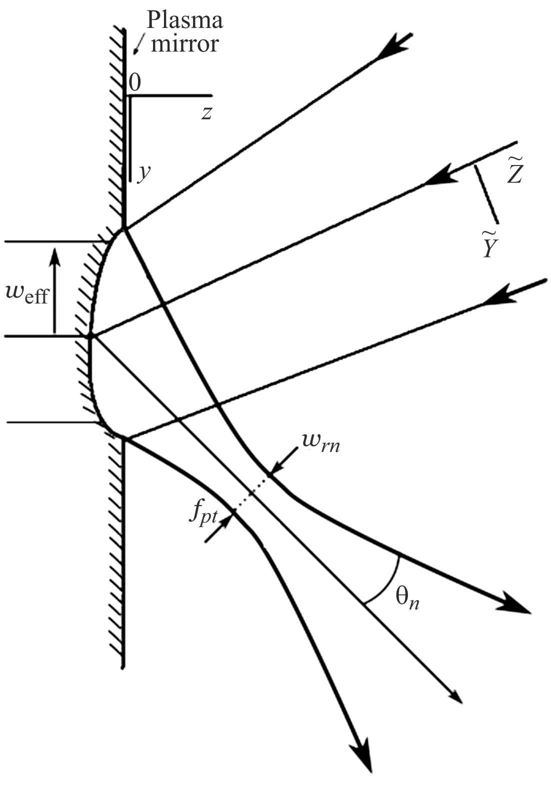

Рис. п1. Фокусировка отраженного лазерного импульса вогнутой самосогласованной плазменной поверхностью отражения.

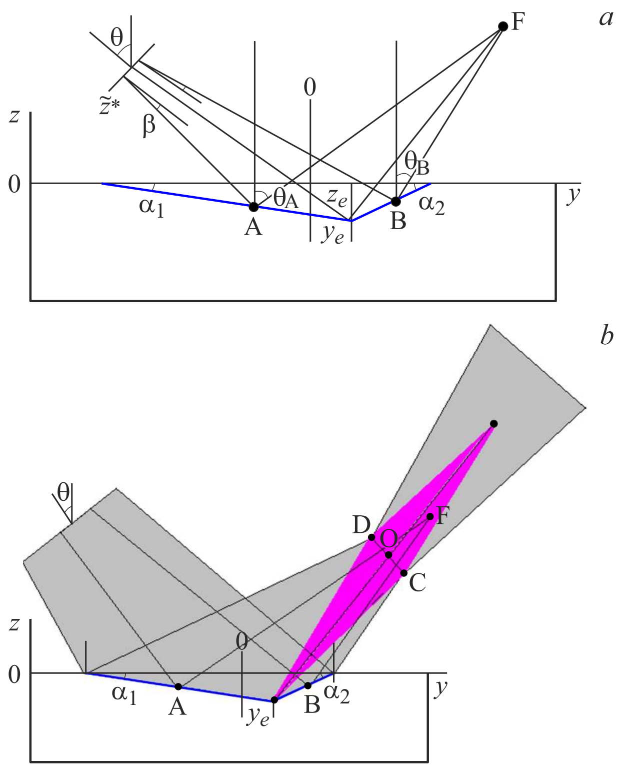

Рис. п2. *a* — фокусировка в приближении прямолинейно распространяющихся лучей. *b* — область каустики (сиреневый цвет) и расположение точки O — фокусировки отраженного пучка, серым цветом показано падающее и отраженное лазерное поле.

Приложение 1

Наклонно падающий импульс (5), обладающий кривизной фронта, фокусируется неидеальным вогнутым зеркалом с размытым на δf_p фокусным расстоянием, как это показано на рис. п1. Аппроксимируем численное моделирование поверхности отражения рис. 1, *a* треугольным профилем, как это показано на рис. п2, *a*, *b*. Величины углов на рис. п2 определяются очевидными формулами, в частности, углы наклона поверхности

$$\alpha_1 \approx \tan\alpha_1 = \frac{z_T}{\frac{w_L}{\cos\theta} + y_e},$$

$$\alpha_2 \approx \tan\alpha_2 = \frac{z_T}{\frac{w_L}{\cos\theta} - y_e}. \qquad (\text{п}1)$$

Угол β расходимости лазерного пучка после перетяжки

$$\beta \approx \frac{z^*}{z_R\cos\theta}, \qquad (\text{п}2)$$

где z^* — высота точки фокусировки лазерного пучка над поверхностью мишени. В результате отражения лучи AF и BF распространяются под углами $\theta_{\text{A,B}}$ к нормали, определяемыми формулами

$$\theta_{\text{A}} = \theta - \beta + 2\alpha_1,$$

$$\theta_{\mathrm{B}} = \theta + \beta - 2\alpha_1. \tag{п3}$$

Точка F пересечения лучей AF и BF имеет координаты

$$z_F = \frac{w_L(\cot\theta_{\mathrm{A}}\tan\alpha_2 - \cot\theta_{\mathrm{B}}\tan\alpha_1)}{\cos\theta(\cot\theta_{\mathrm{A}} - \cot\theta_{\mathrm{B}})}$$

$$+ \frac{y_{\mathrm{A}}\cot\theta_{\mathrm{B}}(\cot\theta_{\mathrm{A}} - \tan\alpha_1) - y_{\mathrm{B}}\cot\theta_{\mathrm{A}}(\cot\theta_{\mathrm{B}} + \tan\alpha_2)}{\cot\theta_{\mathrm{A}} - \cot\theta_{\mathrm{B}}},$$

$$y_F = \frac{w_L(\tan\alpha_2 - \tan\alpha_1)}{\cos\theta(\cot\theta_{\mathrm{A}} - \cot\theta_{\mathrm{B}})}$$

$$+ \frac{y_{\mathrm{A}}(\cot\theta_{\mathrm{A}} - \tan\alpha_1) - y_{\mathrm{B}}(\cot\theta_{\mathrm{B}} + \tan\alpha_2)}{\cot\theta_{\mathrm{A}} - \cot\theta_{\mathrm{B}}},$$

$$y_{\mathrm{A}} \in \left[-\frac{w_L}{\cos\theta}; y_e\right], \quad y_{\mathrm{B}} \in \left[y_e; \frac{w_L}{\cos\theta}\right]. \tag{п4}$$

Здесь $y_{\mathrm{A,B}}$ — координаты точек A, B на оси y. При независимом изменении положения точек A и B на отражающей поверхности (т. е. при независимом изменении координат $y_{\mathrm{A,B}}$ в указанном (п4) диапазоне) точка F закрасит область каустики, показанную на рис. п2, *b* сиреневым цветом. Отраженный пучок имеет наименьший поперечный размер в точке O с координатами

$$z_{\mathrm{O}} = \frac{w_L}{\cos\theta(\tan\theta_{\mathrm{A}} - \tan\theta_{\mathrm{B}})},$$

$$y_{\mathrm{O}} = \frac{w_L}{2\cos\theta} + \frac{w_L}{\cos\theta\left(\frac{\tan\theta_{\mathrm{A}}}{\tan\theta_{\mathrm{B}}} - 1\right)}. \tag{п5}$$

Соответственно фокусное расстояние зеркала треугольной формы составит

$$f_{pt} = \sqrt{z_{\mathrm{O}}^2 + y_{\mathrm{O}}^2} = \frac{w_L\sqrt{1 + (\tan\theta_{\mathrm{A}} + \tan\theta_{\mathrm{B}})^2/4}}{\cos\theta(\tan\theta_{\mathrm{A}} - \tan\theta_{\mathrm{B}})}. \tag{п6}$$

При условии $\theta \gg \alpha_{1,2}, \beta$ и $\alpha_{1,2} \ll 1$, $\beta \ll 1$ формула для фокусного расстояния упрощается и тейлоровское разложение по малым $\alpha_{1,2} \ll 1, \beta \ll 1$ выглядит как

$$f_{pt} \approx \frac{w_L}{2(\alpha_1 + \alpha_2 - \beta)} = \frac{w_L}{\begin{array}{c}2(z_T/(w_L/\cos\theta + y_e) + \\ z_T/(w_L/\cos\theta - y_e) - z^*/z_R\cos\theta)\end{array}}. \tag{п7}$$

Для целей рентгенографии с аттосекундным временным разрешением фокусное расстояние f_{pt} должно быть большим и достигать по крайней мере сотен микрометров. Формула (п7) позволяет в этом случае определить диапазон точек фокусировки падающего пучка z^*, обеспечивающий превышение заданного значения фокусного расстояния f_{pt} отраженного пучка. В интервале точек фокусировки падающего импульса

$$z^* \in \left[\frac{2w_L z_T z_R}{w_L^2/\cos^2\theta - y_e^2} - \frac{w_L z_R\cos\theta}{2f_{pt}}; \frac{2w_L z_T z_R}{w_L^2/\cos^2\theta - y_e^2}\right] \tag{п8}$$

отраженный лазерный импульс будет сфокусирован на расстояниях, превышающих f_{pt}. Точка фокусировки при этом находится на оси зеркально отраженного импульса

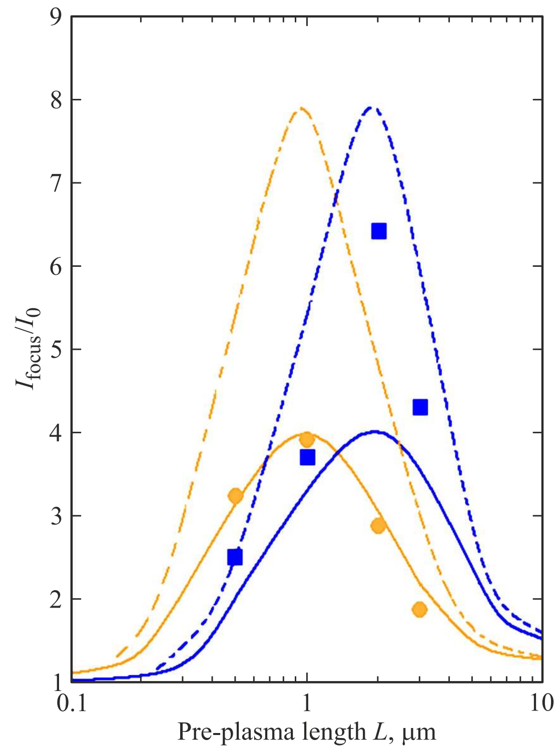

Рис. п3. Зависимость безразмерной интенсивности в точке фокуса f_{pt} от масштаба неоднородности плазмы для интенсивности лазерного импульса 10^{18} W/cm^2 ($a_0 = 0.7$) — синяя кривая и 10^{19} W/cm^2 ($a_0 = 2.2$) — оранжевая кривая. Кружки и квадраты — данные PIC-расчета [7]. Сплошная кривая соответствует треугольному профилю плотности в модели (9), (10), штриховая — профилю в виде трапеции с одинаковой длиной звеньев. Остальные параметры мишени и лазерного импульса приведены на рис. 2.

на расстоянии, определяемом соотношением (п7) от поверхности мишени.

При $y_e = 0$ и фокусировке лазерного импульса на поверхность мишени ($z^* = 0$) формула (п7) приводит к $f_{pt} \approx w_L^2/4z_T\cos\theta$, что соответствует оценкам данной работы и оценкам [1]. Для оценки интенсивности отраженного сфокусированного пучка найдем размер $|\mathrm{CD}|$ на рис. п2, *b*. Кординаты точек C, D на рис. п2, *b* определяются системой (п4), в которой координаты точки F совпадут с координатами точки D, если $y_{\mathrm{A}} = -w_L/\cos\theta$, $y_{\mathrm{B}} = y_e$. Соответственно для точки C $y_{\mathrm{A}} = y_e$, $y_{\mathrm{B}} = w_L/\cos\theta$. Поперечный размер $|\mathrm{CD}|$ сфокусированного лазерного пучка составит

$$|\mathrm{CD}| = 2w_{rn} = \sqrt{(z_{\mathrm{D}} - z_{\mathrm{C}})^2 + (y_{\mathrm{D}} - y_{\mathrm{C}})^2}$$

$$\approx w_L\left(1 + \frac{\tan\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2 - \beta}{2}\right)}{\cot(\theta + \alpha_1 + \alpha_2 - \beta)\cos\theta}\right). \tag{п9}$$

Приложение 2

Сплошными и штриховыми линиями на рис. п3 приведены результаты модели (9), (10) соответственно для треугольного профиля отражающей поверхности (сплошные линии) и для профиля в виде трапеции с одинаковой длиной всех звеньев штриховые линии). Сравнение (10) с численным счетом [7] (кружки и квадраты на рис. п3) показывает, что при $a_0 > 1$ треугольный профиль плотности лучше соответствует численному счету, а при $a_0 = 0.7$ лучшее согласие дает профиль в виде трапеции (штриховые линии). Таким образом, данные численного моделирования показывают, что вид профиля поверхности зависит от параметров задачи (I_0, L). В свою очередь интенсивность гармоник (10) сфокусированного отраженного импульса зависит от вида профиля поверхности.

Список литературы

[1] M.R. Edwards, J.M. Mikhailova. Sci. Rep., **10**, 5154 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-61255-0

[2] R. Lichters, J. Meyer-terVehn, A. Pukhov. Phys. Plasmas, **3**, 3425 (1996).

[3] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (Imperial College Press, 2005).

[4] H. Vincenti, S. Monchoce, S. Kahaly, G. Bonnaud, Ph. Martin, F. Quere. Nature Commun., **5**, 3403 (2014). DOI: 10.1038/ncomms4403

[5] A. Kemp, H. Ruhl. Phys. Plasmas, **12**, 033105 (2005). DOI: 10.1063/1.1856933

[6] А.А. Андреев, К.Ю. Платонов. Опт. и спектр., **114**, 859 (2013).

[7] H-E. Tsai, A.V. Arefiev, J.M. Shaw, D.J. Stark, X. Wang, R. Zgadzaj, M.C. Downer. Phys. Plasmas, **24**, 013106 (2017).

[8] A.A. Gonoskov, A.V. Korzhimanov, A.V. Kim, M. Marklund, A.M. Sergeev. PRE, **84**, 046403 (2011).

[9] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva. Phys. Rev. Lett., **93**, 115002 (2004).

[10] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva. Phys. Rev. Lett., **94**, 103903 (2005).

[11] F. Quéré, H. Vincenti. High Power Laser Science and Engineering, **9**, 13 (2021). DOI: 10.1017/hpl.2020.46

[12] H. Vincenti. Phys. Rev. Lett., **123**, 105001 (2019).