

02;04;07;12

©1995

ИССЛЕДОВАНИЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ДВУМЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

*Л.А.Шмаенок, Д.М.Симановский,
А.Н.Гладских, С.В.Бобашев*

Лазерная плазма как источник мягкого рентгеновского (МР) излучения широко используется как в научных исследованиях, так и в промышленных приложениях. Большое значение при этом имеет повышение эффективности преобразования лазерного излучения в рентгеновское. Одним из путей решения этой задачи является генерация плазмы несколькими, разделенными во времени импульсами лазерного излучения: как с использованием так называемых предимпульсов, содержащих несколько процентов энергии основного лазерного импульса [1,2], так и последовательностью из 10–20 импульсов пикосекундной длительности сравнимой энергии. Исследования, выполненные в [3], показали, что такая методика позволяет повысить эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское с энергией квантов в районе 1–2 кэВ примерно на порядок.

В настоящей работе исследовался выход МР излучения с энергией квантов около 130 эВ из лазерной плазмы, создаваемой двумя последовательными лазерными импульсами сравнимой энергии. Измерения проводились с использованием двух импульсов излучения второй гармоники неодимового лазера наносекундного диапазона, разделенных временным интервалом от 4 до 34 нс. Изучалось влияние длительности временного интервала между лазерными импульсами на выход МР излучения из плазмы.

Наши исследования были стимулированы поисками путей повышения эффективности мощного лазерно-плазменного источника МР излучения, который разрабатывается для нужд проекционной ультрамягкой рентгеновской литографии [4].

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Импульс задающего генератора длительностью 2.5 нс геометрически разделялся на два параллельных пучка, которые одновременно усиливались в лазерной системе.

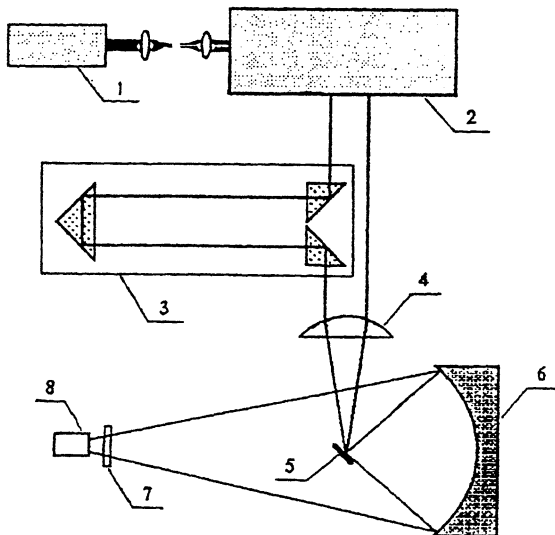


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — генератор, 2 — усилитель, 3 — линия задержки, 4 — фокусирующая линза, 5 — мишень из W или Mo, 6 — МРЗ, 7 — серебряные фильтры, 8 — *p-i-n* диод.

Один из них на выходе из системы направлялся непосредственно в камеру лазерно-плазменного источника, а второй проходил линию оптической задержки. Длительность задержки варьировалась от 4 до 34 нс с шагом 2 нс. Энергия первого импульса составляла ≈ 2 Дж, а энергия второго ≈ 1 Дж. Излучение лазера фокусировалось под углом 45° к поверхности плоской мишени из материала с большим Z (вольфрама, $Z = 74$) или средним Z (молибдена, $Z = 42$). Мишень была помещена в вакуумную камеру при давлении остаточного газа 10^{-2} Тор. Диаметр пятна фокусировки составлял 100 мкм. При этом плотность мощности в фокальном пятне на мишени составляла $q \approx 5 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Параллельность пучков выдерживалась не хуже 10^{-4} рад, что обеспечивало совпадение фокальных пятен с точностью 10%.

Рентгеновское излучение плазмы анализировалось монохроматором, оснащенный сферическим многослойным зеркалом (структура Rh-Y) нормального падения (МРЗ), рассчитанным на длину волны $\lambda = 9.27$ нм, со спектральным расширением $\lambda/\Delta\lambda \approx 50$ и максимальным коэффициентом отражения $\approx 3.7\%$. Селективно отраженное зеркалом излучение фокусировалось на абсолютно прокалброванный кремниевый *p-i-n* диод с временным разрешением 1.5 нс, защищенный от неселективно отраженного видимого света

двухслойным серебряным фильтром суммарной толщиной 3000 Å. Сигналы с диода регистрировались с помощью осциллографа С7-19 с полосой пропускания 5 ГГц. Для каждого значения времени задержки осуществлялись серии измерений из двух выстрелов, первый из которых служил для очистки поверхности мишени, а второй собственно для измерений.

Для сравнения эффективности преобразования первого и второго лазерных импульсов в рентгеновское излучение был использован параметр $\zeta(t)$, определенный как отношение дозы* рентгеновского излучения, произведенного вторым лазерным импульсом (Q_2), к дозе рентгеновского излучения, произведенного первым импульсом (Q_1), приведенное к отношению энергий лазерных импульсов ($E_2 E_1$):

$$\zeta(t) = \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right) \cdot \left(\frac{E_1}{E_2} \right). \quad (1)$$

При временах задержки от 4 до 8 нс второй рентгеновский импульс частично накладывался на первый. Поэтому для определения формы и интегральной дозы второго импульса из сигнала детектора вычитался стандартный сигнал, соответствующий первому импульсу, форма которого от выстрела к выстрелу не менялась. При временах задержки более 8 нс импульсы были полностью разделены.

В эксперименте было обнаружено, что длительность рентгеновского сигнала, генерируемого задержанным лазерным импульсом, зависит от времени задержки и, как правило, превышает длительность первого сигнала. В связи с этим была исследована зависимость относительного удлинения второго рентгеновского импульса от величины задержки $\eta(t)$:

$$\eta(t) = \frac{T_2}{T_1}, \quad (2)$$

где T_1 и T_2 — длительности первого и второго рентгеновских сигналов. Полученные результаты для мишеней из W и Mo представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Кривая 1 на обоих рисунках представляет зависимость параметра $\zeta(t)$ от величины задержки, а кривая 2 — зависимость параметра $\eta(t)$.

Как видно из рис. 2 и 3, в диапазоне задержек от 4 до 14 нс имеет место повышение эффективности преобразования второго лазерного импульса в МР излучение в области длин волн, соответствующих спектральной полосе зеркала.

* Под дозой здесь понимается проинтегрированный по времени сигнал с p-i-n диода.

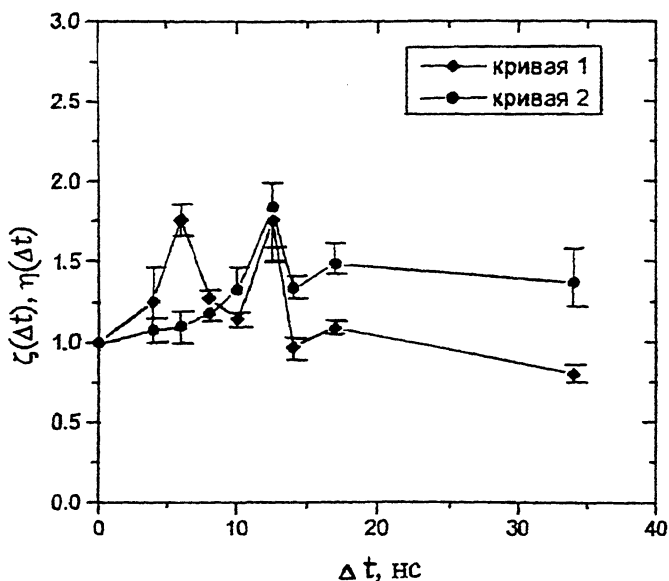


Рис. 2. Зависимость параметров $\zeta(t)$ (кривая 1) и $\eta(t)$ (кривая 2) от времени задержки для вольфрамовой мишени.

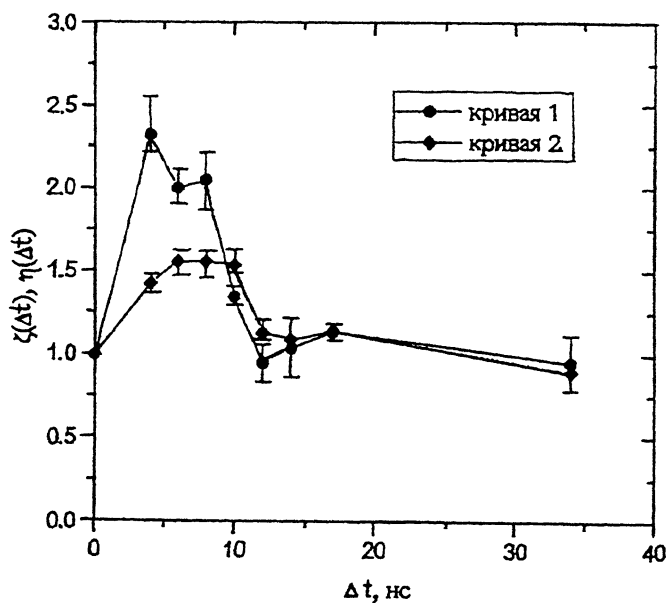


Рис. 3. Зависимость параметров $\zeta(t)$ (кривая 1) и $\eta(t)$ (кривая 2) от времени задержки для молибденовой мишени.

Зависимость $\zeta(t)$ имеет два максимума, особенно четко выраженных для мишени из W при $\Delta t \approx 6$ и 12 нс (рис. 2). В этих максимумах эффективность преобразования второго лазерного импульса в МР излучение в 1.7 раза превышала эффективность преобразования первого. При задержке более 30 нс влияние первого импульса на второй становилось практически незаметным. Следует отметить, что возникновение второго максимума ($\Delta t = 12$ нс) практически полностью обусловлено увеличением времени свечения плазмы (кривая 2, рис. 2).

Для мишени из Mo наблюдалась похожая картина; оба максимума соответствовали меньшим длительностям задержек ($\Delta t = 4$ и 8 нс). В этих точках второй рентгеновский сигнал превышал первый более чем в два раза.

Для обеих мишеней был рассчитан коэффициент конверсии одиночного лазерного импульса в МР излучение с энергией квантов в диапазоне, соответствующем спектральной ширине многослойного рентгеновского зеркала κ . Он определялся как отношение энергии, излученной плазмой в данном спектральном диапазоне в единичный телесный угол E_{MP} , к энергии лазерного импульса $E_{\text{л}}$. Измерение энергии лазерного импульса и регистрация рентгеновского сигнала с диода производились одновременно. Для каждой из мишеней значение коэффициента конверсии усреднялось по серии из пяти выстрелов и составило 0.5% для Mo и 0.75% для W.

Известно, что спектр излучения лазерной плазмы, создаваемой на поверхности мишеней из W и Mo при $q \approx 10^{13}$ Вт/см², является непрерывным [5,6]. Наши измерения были ограничены узким спектральным интервалом, поэтому при обсуждении физических процессов, происходящих при взаимодействии двух плазм, мы ограничимся лишь качественными замечаниями.

Взаимодействие второго лазерного импульса с мишенью происходит в присутствии плазмы, созданной первым импульсом. Наличие плазмы влияет на конверсию лазерного излучения в рентгеновское. Видимо, существенную роль играет конкуренция нескольких процессов: поглощение лазерного излучения разлетающейся плазмой, ее разогрев, поглощение МР излучения ионами и атомами вещества мишени, взаимодействие двух плазм. О наличии ряда конкурирующих процессов свидетельствуют как увеличение эффективности преобразования лазерного в МР излучение $\zeta(\Delta t)$, так и увеличение длительности второго рентгеновского сигнала $\eta(\Delta t)$ при некоторых значениях Δt . В течение 6 нс от начала действия первого лазерного импульса плотность разлетающейся плазмы составляет величину,

близкую к критической для лазерного излучения длиной волны $\lambda = 527$ нм ($N \approx 10^{21}$ см $^{-3}$), поэтому поглощение второго лазерного импульса происходит в объеме плазмы, а не на мишени. Об этом же свидетельствуют и результаты работы [2].

При $\Delta t > 8$ нс разлетающаяся плазма становится прозрачной для греющего излучения и взаимодействие второго импульса происходит собственно с мишенью. В этом случае увеличение выхода МР излучения в области $\lambda \approx 9.27$ нм, возможно, связано с поглощением коротковолновой составляющей излучения плазмы и разогревом разлетающейся плазмы от первого импульса. Это приводит к увеличению длительности рентгеновского импульса (параметр $\eta(\Delta t)$ на рис. 2 и 3).

В работе показано, что генерация плазмы последовательностью двух лазерных импульсов позволяет добиться существенного с прикладной точки зрения увеличения эффективности преобразования лазерного излучения в рентгеновское в диапазоне длин волн $\lambda \approx 9$ нм.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант N 93-02-16904, и программы INTAS, грант N 94-4341.

Список литературы

- [1] Tanaka K.A. et al. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 5. P. 1787.
- [2] Kodama R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 12. P. 720.
- [3] O'Neil F., Turcu I. C. E., Xenakis D., Hutchinson M. H. R. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 25. P. 2603.
- [4] Shmaenok L.A., Bijkerk F., Bruineman C., Basriaensen R.K.F., Shevelko A.P., Simanovskii D.M., Gladskikh A.N., Bobashev S. V. // Developments of high-power, low contamination laser plasma source for EUV projection lithography. SPIE Proceedings on Applications of Laser Plasma Radiation II / Ed. M. Richardson, G. Kyrala. 1995. V. 2523.
- [5] Eidmann K., Kishimoto T. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 7. P. 377.
- [6] Gerritsen H.C., van Brug H., Bijkerk F., van der Wiel M.J. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2337.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
21 сентября 1995 г.