

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК ЭУФ ИЗЛУЧЕНИЯ**Яркостный источник ЭУФ излучения на основе лазерной плазмы при использовании капельной жидкометаллической мишени****А.Ю.Виноходов, М.С.Кривокорытов, Ю.В.Сидельников,
В.Н.Кривцун, В.В.Медведев, К.Н.Кошелев**

Представлены результаты исследования источника экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения на основе лазерной плазмы, созданной при взаимодействии наносекундного Nd–YAG-лазера с жидкометаллической капельной мишенью из низкотемпературного эвтектического сплава индий–олово. Генератор капель, созданный с использованием промышленного сопла, работал на основе принципа вынужденного капиллярного распада струи. Продемонстрирована долгосрочная пространственная стабильность положения центра масс капли-мишени со среднеквадратичным отклонением ~ 0.5 мкм. Использование низкотемпературного рабочего вещества вместо чистого олова увеличивало надежность и ресурс работы генератора капель. При средней по времени импульса и пространству плотности мощности лазерного излучения на капельной мишени 4×10^{11} Вт/см² и диаметре излучающей плазмы ~ 80 мкм получена средняя эффективность преобразования лазерной энергии в энергию ЭУФ диапазона 13.5 ± 0.135 нм, равная 2.3%/(2π ср). Методом двойного импульса был смоделирован импульсно-периодический режим работы источника и показана возможность его стабильного функционирования с частотой следования импульсов до 8 кГц при частоте генерации капель более 32 кГц, что позволит обеспечить яркость источника ~ 0.96 кВт/(мм²·ср).

Ключевые слова: ЭУФ литография, актинический ЭУФ источник, лазерная плазма, Nd–YAG-лазер, генератор жидкометаллических капель, лазерная мишень, пространственная стабильность, эффективность конверсии, яркость источника, спектр ЭУФ излучения.

1. Введение

В настоящее время на смену эволюционному развитию проекционной литографии пришли новые революционные технологии. Произошел переход от источников излучения УФ диапазона, в качестве которых используются эксимерные лазеры с длинами волн $\lambda = 248$ и 193 нм, к плазменным источникам экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения с $\lambda = 13.5 \pm 0.135$ нм (in-band диапазон) и, соответственно, переход от преломляющей проекционной оптики к отражающей оптике на основе брэгговских зеркал [1]. Связано это с тем, что традиционная оптическая литография даже при использовании дополнительных технологий (иммерсионной оптики, многократного экспонирования фоторезиста) подошла к пределу оптического разрешения $\delta \approx 22$ нм. В то же время ЭУФ литография позволяет получать чипы с характеристическим размером, значительно меньшим $\delta = 10$ нм [2]. Однако переход к ЭУФ литографии потребовал и новых инструментов диагностики используемых масок, сделанных на основе многослойных отражающих покрытий. Основным методом, применяемым для этой цели, является сканирование поверхности маски актиническим ЭУФ излучением с длиной волны $\lambda = 13.5$ нм, что объясняется

сильной зависимостью интенсивности рассеянного излучения от длины волны источника ($\sim 1/\lambda^4$). Источник такого излучения должен иметь высокую яркость B , равную нескольким сотням Вт/(мм²·ср), и небольшой геометрический фактор коллекторной системы (этандю) $E = 10^{-3} - 10^{-4}$ мм²·ср [3].

В настоящей работе мы продолжили исследования по созданию яркостного источника ЭУФ излучения для диагностики масок в ЭУФ литографии. В нашей предыдущей работе [4] приведены результаты исследования яркостного ЭУФ источника на основе лазерно-индуцированной разрядной плазмы (DRP), создаваемой между жидкометаллическими электродами. Хотя в работе [4] мы показали возможность получения высоких (~ 200 Вт/(мм²·ср)) значений яркости источника и неограниченного ресурса электродов, однако в ней не была решена проблема «чистого» источника, а именно отсутствия большого количества продуктов плазменных реакций (ППР), загрязняющих коллекторное зеркало и уменьшающих ресурс его работы. Кроме того, достигнутая энергетическая стабильность источника ЭУФ излучения от импульса к импульсу $\sigma_0 \geq 13\%$ (σ_0 – относительное среднеквадратичное отклонение импульсов энергии ЭУФ излучения) была далека от требуемых от такого источника значений ($\sigma_0 = 1\% - 3\%$). Плохая стабильность источника ЭУФ излучения была связана, главным образом, с плохой воспроизводимостью профиля поверхности струйных электродов, на которую фокусировалось инициирующее лазерное излучение, что приводило к флуктуации разрядных параметров и, как следствие, выходных параметров ЭУФ излучения.

Цель настоящей работы состояла в исследовании возможности создания яркостного источника ЭУФ излучения на основе метода LPP – другого известного метода получения высокотемпературной плазмы с помощью сфо-

А.Ю.Виноходов, М.С.Кривокорытов. ООО «ЭУФ Лабс», Россия, 142190 Москва, Троицк, Сиреневый б-р, 1; e-mail: avinokhodov@gmail.com

Ю.В.Сидельников, В.Н.Кривцун, В.В.Медведев, К.Н.Кошелев. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; ООО «ЭУФ Лабс», Россия, 142190 Москва, Троицк, Сиреневый б-р, 1; e-mail: krivtsun@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 19 января 2016 г.

кусированного лазерного излучения, когда в качестве мишени используется капля олова [5, 6]. В LPP-источниках по сравнению с DPP-источниками легче получить излучение с высокой яркостью, величина которой обратно пропорциональна площади излучающей плазмы в телесном угле сбора излучения. В случае LPP-источника эта площадь будет определяться либо размером сфокусированного лазерного излучения, либо диаметром капли-мишени (в зависимости от соотношения этих размеров). Диаметр лазерной каустики при использовании Nd-YAG-лазера с хорошим качеством пучка можно сделать менее 100 мкм, тогда как характерный размер излучающей в ЭУФ диапазоне разрядной плазмы составляет 200–300 мкм и более [4, 7]. В исследуемом источнике в качестве мишени использовалась капля с диаметром, близким к диаметру сфокусированного лазерного излучения. Такая мишень с ограниченной массой позволяет минимизировать количество ППР. Рабочее вещество капли представляло собой низкотемпературный оловосодержащий эвтектический сплав In/Sn, который, с одной стороны, при соответствующих параметрах лазерной плазмы (так же, как и чистое олово) эффективно излучает в in-band диапазоне, с другой стороны, из-за использования меньшей рабочей температуры, чем в случае чистого олова, будет способствовать более надежной работе генератора капель, а значит, и источника в целом.

В отличие от LPP-источников ЭУФ излучения, которые используются в литографах при широкомасштабном производстве чипов (high volume manufacturing (HVM)), в актинических LPP-источниках, предназначенных для метрологии, нет необходимости использовать сложную и

дорогую технологию предимпульса [8]. Роль предимпульса в технологии HVM заключается в том, чтобы, во-первых, до момента воздействия основного лазерного импульса мишень с помощью излучения второго лазера (обычно для этой цели используют Nd-YAG-лазер) расширить до размера, согласованного с диаметром каустики сфокусированного излучения CO₂-лазера, который составляет не менее 200 мкм. Во-вторых, предимпульс позволяет получить фрагментированную мишень, в которой лучше поглощается лазерное излучение и которая лучше «сжигается» основным лазерным импульсом. В то же время при использовании Nd-YAG-лазера в качестве основного диаметр сфокусированного излучения будет изначально согласован с диаметром капли, и для эффективного взаимодействия лазерного излучения с мишенью нет необходимости увеличивать размер последней. С другой стороны, в яркостном ЭУФ источнике получение рекордных значений эффективности конверсии η лазерной энергии в излучение in-band диапазона не имеет решающего значения, а требуемая яркость достигается в LPP-источниках даже при $\eta \approx 1\%–1.5\%$ и частотах следования $f = 10$ кГц и менее [9]. Таким образом, концепция разработанного нами яркостного LPP-источника, как и в [9], строится на использовании только одного Nd-YAG-лазера и капельной жидкометаллической мишени на основе низкотемпературного сплава.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки, показанная на рис. 1, во многом совпадает со схемой экспериментальной

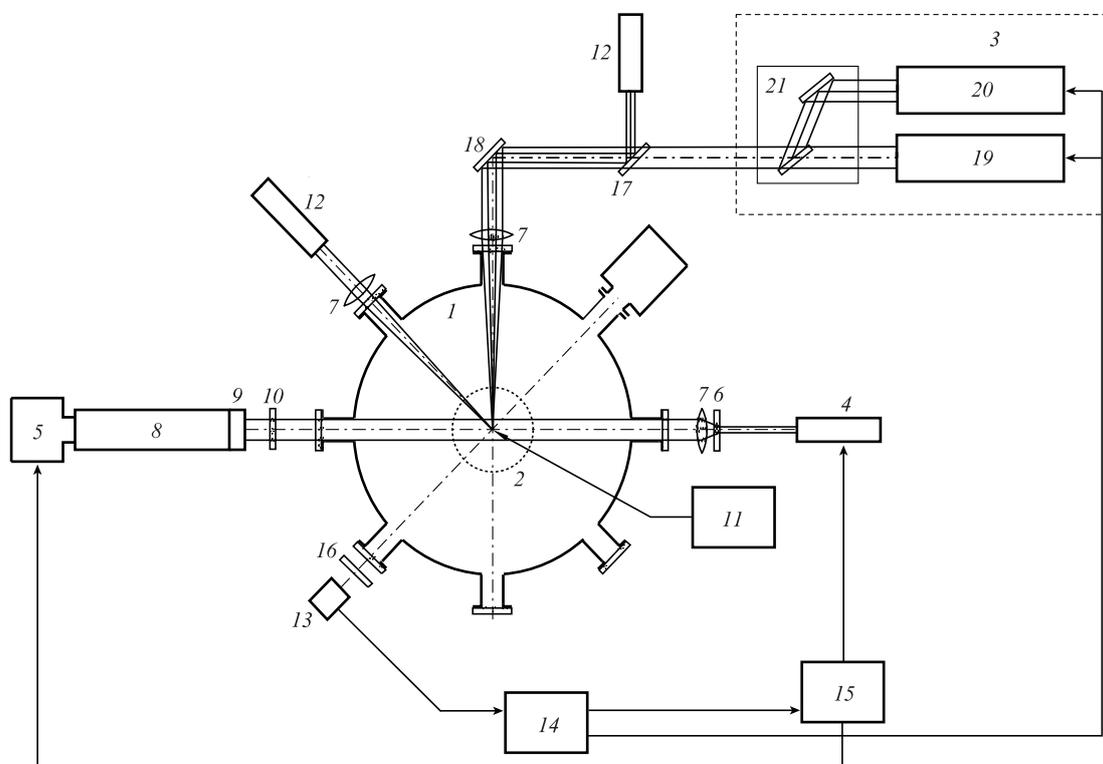


Рис. 1. Схема установки:

1 – вакуумная камера; 2 – генератор капель; 3 – лазерная Nd-YAG-система; 4 – подсвечивающий диодный лазер; 5 – CCD-видеокамера; 6 – оптический диффузор; 7 – фокусирующие линзы; 8 – микроскоп; 9 – объектив; 10 – узкополосный фильтр ($\lambda = 850$ нм); 11 – блок управления генератора капель; 12 – непрерывные лазеры видимого диапазона; 13 – фотодиод с усилителем; 14 – детектор максимума сигнала с делителем частоты; 15 – генератор задержек; 16 – узкополосный фильтр ($\lambda = 660$ нм); 17 – клин; 18 – зеркало; 19 – первый модуль Nd-YAG-лазера; 20 – второй модуль Nd-YAG-лазера; 21 – устройство сведения лазерных пучков.

установки, использованной нами в работе [10], где изучалась динамика деформации капель под действием излучения лазера фемто- и пикосекундного диапазонов. Экспериментальная установка включала в себя вакуумную камеру 1, генератор жидкометаллических капель 2, лазерную систему на основе Nd–YAG 3, систему синхронизации и диагностическое оборудование. Вакуумная камера имела 22 диагностических патрубка, расположенных под разными углами к оптической оси Nd–YAG-лазера, и откачивалась с помощью турбомолекулярного насоса до давления остаточных газов менее 10^{-4} мбар. Генератор капель находился в центре верхнего фланца вакуумной камеры (отмечен на рис.1 пунктирной окружностью), вектор скорости капель направлен перпендикулярно плоскости рисунка. Система синхронизации обеспечивала попадание лазерного импульса в капельную мишень. В эксперименте использовалось диагностическое оборудование, которое условно можно разделить на три группы: для диагностики лазерного излучения, капли-мишени и ее фрагментов, а также ЭУФ излучения.

2.1. Генератор жидкометаллических капель

Генератор жидкометаллических капель включал в себя разогреваемый бак с жидким металлом, оборудованный системой вакуумирования и подачи регулируемого давления газа (аргон), и узел капиллярного сопла, состоящий из сопла и фильтра на основе спеченного металлического порошка. Бак генератора капель был изготовлен из молибдена, который слабо взаимодействует с жидким оловом и его эвтектическими сплавами при рабочих температурах менее 250°C . В генераторе использовалось промышленное сопло (Microfab Technologies) с кольцевым пьезоэлементом (актюатором), с помощью которого осуществлялась генерация капель с заданной частотой следования. Электрическая емкость кольцевого актюатора составляла 2–3 нФ, диаметры выходного отверстия сопла были равны 20, 30 и 40 мкм.

В отличие от [10], в настоящей работе использовался только «струйный» режим работы сопла, при котором в баке с жидким металлом создается давление, значительно превышающее капиллярное давление в сопле. В результате на выходе сопла формируется струя, которая из-за неустойчивости Рэлея на некотором расстоянии от сопла, зависящем от прикладываемого давления, распадается на капли. При подаче напряжения на пьезоэлемент происходит принудительная модуляция распада струи с заданной частотой. Диаметр капель в наших экспериментах в зависимости от диаметра выходного отверстия сопла, скорости капель и частоты их следования составлял 33–90 мкм.

Если в [10] для фильтрации рабочего вещества применялся только один фильтр, то в данной модификации генератора капель использовались три последовательно установленных фильтра из спеченного металлического порошка с толщиной фильтрации 20, 10 и 5 мкм. Это способствовало достижению более стабильной работы генератора капель. Бак и узел сопла были оборудованы автоматической системой поддержания температуры.

В настоящей работе, как и в [10], рабочим веществом мишени служил эвтектический сплав In/Sn с массовым составом 0.52/0.48. При использовании этого сплава эффективность конверсии в LPP-источниках ЭУФ излучения близка к таковой в случае чистого олова, но в то же вре-

мя температура плавления сплава (119°C) значительно меньше температуры плавления олова (232°C). Меньшая рабочая температура способствует, во-первых, более надежной и долговечной работе сопельного узла генератора капель и, во-вторых, уменьшает растворимость конструкционных материалов в рабочем веществе, тем самым предотвращая его загрязнение.

2.2. Диагностика капель и система синхронизации

Для диагностики пространственной стабильности положения капель применялся метод теневой фотографии в лучах слабо расходящегося лазерного излучения. Область взаимодействия лазерного излучения с капельной мишенью, а значит, и область диагностики капли-мишени находилась на расстоянии 45 мм от сопла. В качестве подсвечивающего источника использовался импульсный диодный лазер 4 (IL30C) (рис.1) с $\lambda = 850$ нм и длительностью импульса 30 нс. Теневое изображение капель регистрировалось матрицей CCD-камеры 5 (Manta MG-145B). Однородность поля засветки обеспечивали оптический диффузор 6 с углом рассеяния 20° и положительная линза 7. Микроскоп 8 (DistaMax Model K2) и объектив 9 с увеличением $2\times$ проецировали изображение капли на CCD-матрицу видеокамеры. Диагностика капель осуществлялась по двум направлениям: в поперечном направлении к оптической оси основного лазерного пучка и под небольшим углом к ней (17°). Кроме того, для диагностики процесса формирования капель вблизи сопла использовался второй канал теневой фотографирования, содержащий те же элементы, что и основной канал: подсвечивающий лазер, микроскоп и видеокамеру. Элементы этого канала на рис.1 не показаны.

При записи теневых фотографий фоновая засветка перед микроскопом отсекалась с помощью узкополосного фильтра 10 с полосой пропускания $\Delta\lambda = 850 \pm 5$ нм. Размер поля зрения камеры составлял 3.2×2.4 мм, разрешение было равно 2.3 мкм. Максимальная скорость записи камеры при полном размере поля зрения равнялась 15 c^{-1} . При стабильной работе генератора капель все капли будут иметь одинаковые скорости и траектории полета. В случае синхронной работы стабильно работающего генератора капель и подсвечивающего лазерного импульса из-за стробоскопического эффекта на экране компьютера возникает неподвижное изображение капель. Записав серию кадров, можно измерить пространственную стабильность положения капли в двух направлениях по отношению к вектору скорости капли – продольном и поперечном.

Из-за дрейфа давления или колебания температуры в баке с жидким рабочим веществом и в узле сопла, а также из-за механических частиц, находящихся в рабочем веществе, скорость капель может флуктуировать. Поэтому для стабильного попадания лазерного излучения в капельную мишень использовалась система синхронизации, при которой основной Nd–YAG-лазер и генератор задержек, управляющий диагностическими лазерами и CCD-камерами, запускался от капли-мишени, когда она находилась чуть выше точки взаимодействия лазерного импульса и капли. При такой системе синхронизации генератор капель, управляемый отдельным генератором 11, работает с заданной частотой следования импульсов независимо от других элементов системы синхронизации. Запуск от капли-мишени осуществляется при помощи непрерывного лазера видимого диапазона ($\lambda = 662$ нм) 12, излуче-

ние которого фокусировалось линзой 7 на ось пролета капле. Капли, проходя через пучок излучения непрерывного лазера, отражают его, и оно под некоторым углом детектируется фотодиодом 13 и через трансимпедансный усилитель подается на блок 14, формирующий соответствующие максимуму сигнала диода синхронимпульсы. Затем эти импульсы делятся и используются для запуска основного лазера и для системы диагностики капле (диагностические лазеры 4 и CCD-камеры 5). Причем, если коэффициент деления для запуска лазера варьировался в диапазоне 2–10, для запуска генератора задержек 15 он равнялся 10000.

Чтобы обеспечить стабильную работу системы синхронизации при высокой частоте следования лазерных импульсов, перед фотодиодом ставился узкополосный фильтр 16 с $\Delta\lambda = 660 \pm 5$ нм, который отсекал большую часть излучения лазерной плазмы, так что к моменту следующего лазерного импульса фотодиод не находился в насыщенном состоянии. Минимальная задержка между моментом обнаружения отраженного от капли сигнала до момента импульса основного лазера составляет ~ 8 мкс. Это время фактически определяет продольную стабильность нахождения капли в направлении вектора ее скорости. Меняя задержки между импульсами основного и подсвечивающего лазеров, а также моментом открытия кадра CCD-камеры, можно регистрировать разлет осколков капли при разных временных задержках относительно импульса основного лазера. Для наведения излучения основного Nd–YAG-лазера на каплю использовался дополнительный лазер видимого диапазона 12, ось пучка которого совмещалась с осью пучка Nd–YAG-лазера с помощью клина 17. Юстировкой последнего зеркала 18 пучок дополнительного лазера 12 наводился на ось пролета капле. Окончательная наводка лазерного пучка на каплю проводилась по изображению разлетающихся осколков мишени, для чего при некоторой задержке (обычно 2–3 мкс) юстировкой зеркала 18 достигалась симметричная форма осколков по обоим взаимно перпендикулярным направлениям.

2.3. Лазерная система

В экспериментах использовалась сдвоенная лазерная система LS-2147D-L-FF на базе Nd–YAG-лазеров LS-2147/2. Максимальная энергия в импульсе на мишени лазерных модулей 19, 20 (рис.1) достигала $E_{\text{las}} \approx 180$ мДж, длительность импульса по половине интенсивности $\Delta t \approx 18$ нс, максимальная частота следования импульсов равна 10 Гц. Пучки излучения лазерных модулей сводились на одну оптическую ось с помощью устройства сведения 21. Энергия лазерного излучения измерялась калориметрической головкой Gentec UP-55-300F-N12 и индикатором Maestro. Анализ изображения фокального пятна, полученного с помощью измерителя профиля пучка Spiricon SP-620, показал, что распределение плотности мощности лазерного излучения однородно и близко к гауссову по обоим взаимно перпендикулярным направлениям, а диаметр каустики при использовании линзы с фокусным расстоянием $F = 290$ мм по уровню половинной интенсивности равнялся ~ 50 мкм. Таким образом, средняя плотность мощности лазерного излучения на мишени $P \approx 4 \times 10^{11}$ Вт/см². Использование сдвоенной лазерной системы позволило смоделировать импульсно-периодический режим работы источника при высокой частоте следования

импульсов. Задержка второго лазерного импульса относительно первого моделировала частоту следования импульсов в интересующем нас диапазоне частот 5–10 кГц. Причем, т.к. выходные параметры лазерных модулей немного отличались друг от друга по энергии и длительности импульса, они настраивались таким образом, чтобы при воздействии каждого из модулей на капельную мишень уровень ЭУФ сигнала был одинаков.

2.4. Диагностика ЭУФ излучения

Абсолютное измерение энергии ЭУФ импульсов проводилась с помощью фотодиода AXUV-100 с напыленным на его поверхность многослойным Zr/Si-фильтром и спектрометра. До того как излучение от плазмы попадает на фотодиод, оно отражается от многослойного 45°-ного Zr/Si-зеркала с коэффициентом отражения на $\lambda = 13.5$ нм, равным 25%. Таким образом, в канале осуществлялась двойная спектральная фильтрация излучения плазмы. Интегральная спектральная полоса пропускания всего измерительного канала составляла 13.1–13.8 нм. Методика вычисления абсолютной энергии импульсов ЭУФ излучения состояла в следующем: измерялся спектр излучения лазерной плазмы в ЭУФ диапазоне (5–20 нм) и вычислялась свертка спектра пропускания Zr/Si-фильтра, спектра отражения Zr/Si-зеркала и спектра лазерной плазмы. Затем на полученной спектральной зависимости вычислялась доля энергии в in-band диапазоне относительно всей энергии, прошедшей через измерительный канал. В нашем случае она составляла 56.5%. Зная калибровочный коэффициент фотодиода AXUV-100, равный 0.19 К/Дж, и коэффициенты отражения зеркала и пропускания фильтра, вычисляли окончательную величину энергии в in-band диапазоне.

Спектр излучения лазерной плазмы измерялся спектрометром GIS-2 (X-Meter). Это спектрометр скользящего падения со спектральным диапазоном 3–60 нм и относительным разрешением $\lambda/\delta\lambda = 300$. В спектрометре использовалась дифракционная решетка (600 штр./мм) и щель шириной 40 мкм.

Определение размеров области плазмы, излучающей в ЭУФ диапазоне, проводилось с помощью CCD-камеры CS-8300 (TELI) с нанесенным слоем люминофора, чувствительного к ЭУФ излучению, и камеры-обскуры с диаметром отверстия 40 мкм. Перед CCD-камерой ставился фильтр из циркониевой фольги, обеспечивающий спектральную полосу пропускания канала 5–21 нм. Результаты обрабатывались с помощью программы MrBeam 3.2.2.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

3.1. Мишень

Для получения стабильных импульсов ЭУФ излучения необходимо, прежде всего, чтобы положение капли-мишени от импульса к импульсу лазерного излучения было стабильно в пространстве. Стабильный режим работы генератора капле наблюдался при частотах следования капле $n = 20$ –125 кГц. Верхняя граница этого диапазона определялась максимальной скоростью капле, которая в наших экспериментах не превышала 15 м/с. Лучшие результаты по пространственной стабильности капле были достигнуты в более узком диапазоне частот, при $n = 30$ –65 кГц. На рис.2 представлены фотографии

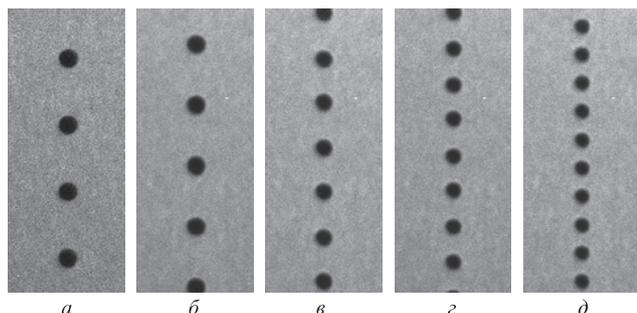


Рис.2. Теневое изображение последовательностей капель диаметров 47, 44, 39, 37 и 33 мкм соответственно при частотах их следования 40 (а), 60 (б), 80 (в), 100 (г) и 125 кГц (д).

последовательностей капель различного диаметра, полученных при использовании сопла с диаметром выходного отверстия 20 мкм и разных n .

В долгосрочном эксперименте (более 1.5 ч) при $n = 52$ кГц и диаметре капель 83 мкм удалось получить пространственную стабильность положения капли со среднеквадратичным отклонением $\sigma < 1$ мкм как в продольном, так и в поперечном направлениях. Диаметр капель на протяжении этого эксперимента был стабилен: $\sigma < 0.3$ мкм. В экспериментах длительностью несколько минут при различных значениях n удавалось получить $\sigma \approx 0.5$ мкм. Минимальное расстояние между каплями в экспериментах составляло ~ 180 мкм, так что при размере каустики лазерного излучения 50 мкм лазерный луч не задевал капли, расположенные рядом с каплей-мишенью. Было установлено, что основными факторами, влияющими на пространственную стабильность капель, являются наличие в расплавленном рабочем веществе твердых частиц, а также дрейф давления и температуры в рабочем объеме генератора капель и в сопельном узле. В наших экспериментах тонкость фильтрации рабочего вещества не превышала 5 мкм, точность поддержания температуры и давления в баке генератора капель была не больше ± 0.1 °C и ± 20 мбар соответственно.

3.2. Характеристики ЭУФ излучения

В LPP-источниках ЭУФ излучения на основе плазмы олова при использовании CO_2 -лазера для эффективной генерации излучения в районе ~ 13.5 нм, осуществляемой на переходах ионов $\text{Sn}^{8+} - \text{Sn}^{12+}$, необходимо создать плазму с электронной температурой ~ 70 эВ, излучающей областью $n_e L \approx 5 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$ (n_e – плотность электронов, L – длина области), средним зарядом ионов 10 и их кинетической энергией $E \geq 4$ кэВ [11]. В LPP-источнике на основе CO_2 -лазера область поглощения лазерной энергии, определяющаяся критической плотностью электронов ($\sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$), практически совпадает с областью эмиссии ЭУФ излучения, в отличие от LPP-источника на основе Nd-YAG-лазера, где критическая плотность электронов имеет значительно большие значения ($\sim 10^{27} \text{ м}^{-3}$) и, соответственно, область поглощения лазерного излучения находится значительно ближе к поверхности мишени. Поэтому в последнем случае при передаче энергии из зоны поглощения в зону эмиссии ЭУФ излучения заметная доля лазерной энергии поглощается (в отличие от случая CO_2 -лазера) [11]. Этим частично объясняются большие значения η для источников на основе CO_2 -лазеров с предимпульсом ((4%–5%)/(2πср) [12, 13]) и без предимпульса (2.8%/(2πср)

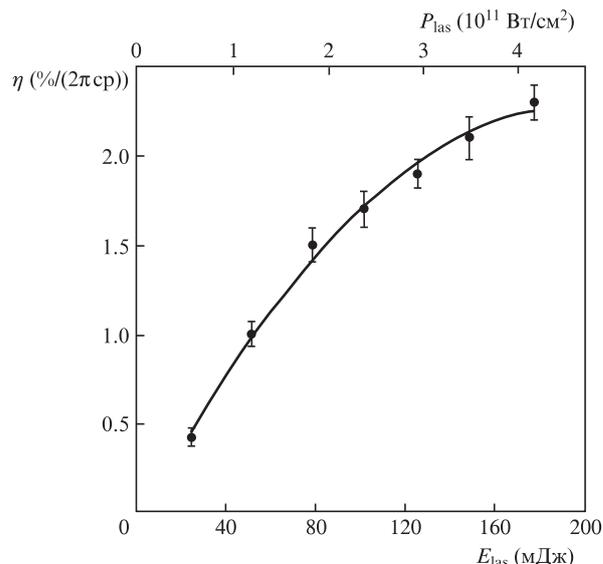


Рис.3. Зависимость η от энергии и плотности мощности лазерного излучения.

[14]), чем на основе Nd-YAG-лазеров ((1.5%–2.5%)/(2πср) [15, 16]).

На рис.3 приведена зависимость энергии ЭУФ излучения в in-band диапазоне от энергии и плотности мощности лазерного излучения. Каждая точка – это результат усреднения по 100 импульсам. Видно, что максимальное значение $\eta = 2.3\%/(2\pi\text{ср})$ достигается при $P_{\text{las}} \geq 4 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$. Близкое значение η при тех же P_{las} достигнуто в [16], где мишенью служила твердая пластинка из чистого олова, и, несмотря на одинаковые значения P_{las} , оно почти в два раза превышает η , полученное в [9]. Последнее объясняется как меньшим диаметром капли-мишени по сравнению с размером фокусного пятна, вследствие чего большая часть лазерной энергии проходит мимо мишени, так и меньшим размером области взаимодействия капли-мишени с лазером (50 мкм у нас против 30 мкм в [9]), что, согласно [11], приводит к меньшим η при одних и тех же значениях P_{las} . Поэтому в нашем случае область взаимодействия определяется диаметром фокусного пятна, а в [9] – размером капли, т.е. у нас размер области взаимодействия заметно больше, чем в [9]. Проведенные эксперименты показывают, что при использовании мишени из эвтектического сплава In/Sn можно получить энергетические характеристики ЭУФ излучения, сравнимые со случаем мишени из чистого олова.

На рис.4 дано изображение плазмы, полученное в ЭУФ диапазоне с помощью камеры-обскуры и CCD-камеры при использовании капельной мишени диаметром ~ 80 мкм. Размеры излучающей плазмы на половине интенсивности равнялись 82×85 мкм. Анализ изображения показал, что почти 100% энергии ЭУФ излучения выходит из объема радиусом не более 100 мкм.

На рис.5 приведен спектр лазерной плазмы источника в ЭУФ диапазоне, там же показан in-band диапазон. Этот спектр аналогичен спектрам, получаемым в LPP-источниках при использовании Nd-YAG-лазера и чистого олова, и сильно отличается от спектра, получаемого при использовании CO_2 -лазера [14], у которого ширина спектра по уровню половинной интенсивности примерно в три раза меньше, чем в случае спектра плазмы от Nd-YAG-лазера.

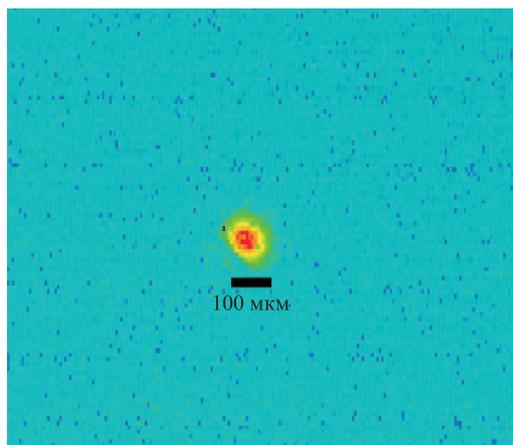


Рис.4. Изображение плазмы, излучающей в ЭУФ диапазоне.

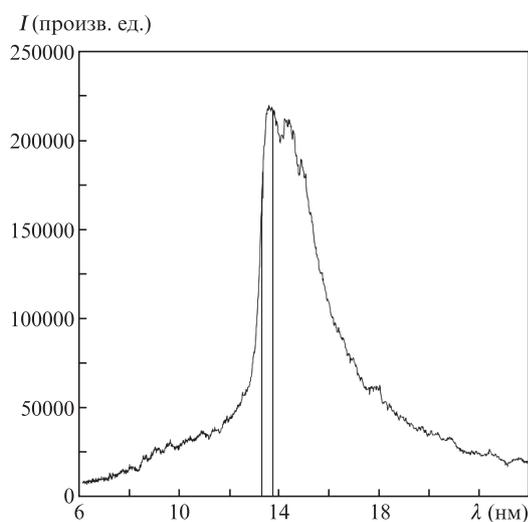
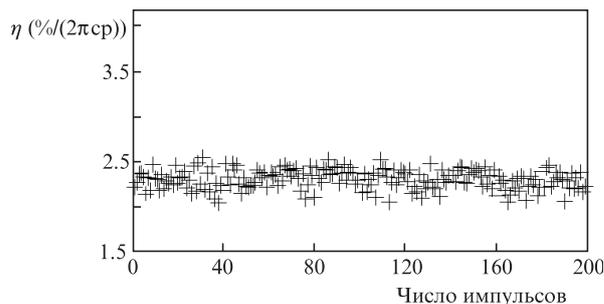


Рис.5. Спектр излучения лазерной плазмы от капельной In/Sn-мишени.

3.3. Особенности импульсно-периодической работы источника ЭУФ излучения

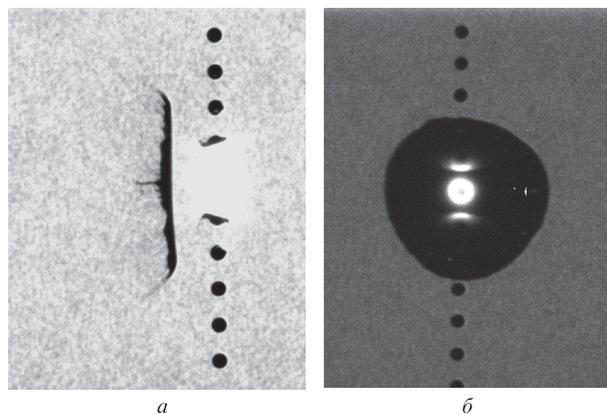
На рис.6 показаны значения η , полученные для 200 последовательных импульсов при $f = 10$ Гц. Среднее значение η в этом эксперименте составило $2.3\%/ (2\pi\text{ср})$ при абсолютном среднеквадратичном отклонении 0.1% , что соответствует относительному значению $\sigma_0 = 4.3\%$. Хотя полученное значение σ_0 близко к верхней границе требуемых для актинических источников ЭУФ излучения значений σ_0 , в нашем случае имеется возможность в несколько раз его уменьшить. Дело в том, что положение фокусного пятна используемого нами Nd-YAG-лазера из-за нестабильности его активной среды колеблется от импульса к импульсу в поперечном к оптической оси направлении в пределах ± 10 мкм, что значительно превышает пространственную стабильность положения капли-мишени ($\sigma \leq 1$ мкм). Кроме того, значение σ_0 плотности мощности лазерного излучения от импульса к импульсу было не меньше 10% . Таким образом, в наших экспериментах стабильность ЭУФ излучения в основном определялась стабильностью лазерных параметров.

Для того чтобы смоделировать работу источника при высоких частотах f и определить максимально возможную частоту следования лазерных импульсов f_{max} , было выполнено два эксперимента. Плазма и осколки капли-

Рис.6. Значения η для последовательности из 200 лазерных импульсов; $f = 10$ Гц.

мишени могут воздействовать на соседние капли и деформировать их, поэтому в первом эксперименте f_{max} определялась по ближайшим к капле-мишени недеформированным каплям. Однако при таком методе определения f_{max} этого условия недостаточно. Необходимо также, чтобы разлетающиеся фрагменты капли-мишени не экранировали излучение дополнительного лазера видимого диапазона, по отраженному сигналу которого осуществляется синхронизация капли-мишени и наведение на нее лазерного излучения. Поэтому был выполнен второй эксперимент, в котором с помощью сдвоенных, идущих с малой временной задержкой лазерных импульсов была смоделирована работа источника при высоких частотах; при этом регистрировалось ЭУФ излучение от обоих лазерных импульсов.

На рис.7 представлены теневые фотографии капли спустя 1.3 мкс после воздействия на нее лазерного импульса, полученные с двух направлений – под углами 90° и 17° к оптической оси лазера. Условия эксперимента были следующими: диаметр капль 83 мкм, частота следования капль 33 кГц, $P_{\text{las}} = 2 \times 10^{11}$ Вт/см². Момент вспышки подсвечивающего лазера и длительность кадра CCD-камеры выбирались такими, чтобы регистрировать как плазму от капли-мишени, так и динамику деформации капли в разное время после лазерного импульса. На рис.7,а сфокусированный лазерный пучок распространяется справа-налево, а на рис.7,б – под углом 17° к его плоскости. Белое свечение в центре последовательности капль – это свечение плазмы капли-мишени, темное образование левее траектории капль на рис.7,а и темный круг на рис.7,б – это деформированная капль-мишень в виде

Рис.7. Теневое изображение деформации капли-мишени, полученное под углами к оптической оси лазера 90° (а) и 17° (б); диаметр капль 83 мкм, $n = 33$ кГц, время задержки импульса диагностического лазера относительно лазерного импульса 1.3 мкс.

тонкого диска с загнутыми краями. При задержках более 2.3 мкс на этом диске появляются разрывы, и он начинает распадаться на мелкие фракции. Легко оценить, что толщина диска при этом не превышает 200–250 нм, а испарение массы мишени в результате абляции уменьшит эту толщину.

Как видно из рис.7, плазма также образуется на поверхности соседних капель, расположенных сверху и снизу от капли-мишени. Изображение области взаимодействия в ЭУФ диапазоне, полученное камерой-обскурой, показало, что плазма на соседних каплях в этом диапазоне не излучает. Так как лазерное излучение не попадает на соседние капли, то механизм образования плазмы на них связан с ЭУФ излучением и/или с ионным потоком от капли-мишени. На рис.7,а видна сильная деформация соседних с каплей-мишенью капель, вызванная возникшей на них плазмой. Кроме того, как показали теневые фотографии области взаимодействия, сделанные при больших задержках, деформации подвержены и вторые, а иногда и третьи от капли-мишени капли. Таким образом, этот эксперимент показал, что для стабильной работы источника ЭУФ излучения необходимо использовать по крайней мере каждую четвертую, пятую и т. д. каплю, т. е. если частота следования лазерных импульсов $f = 8$ кГц, то генератор капель должен работать с частотой следования n не меньше 32 кГц.

Вторая серия экспериментов проводилась при использовании сдвоенной лазерной системы. Малое время задержки между сдвоенными лазерными импульсами моделировало высокую частоту следования импульсов f . Были проведены эксперименты с задержками, соответствующими $f = 5, 6, 7, 8$ и 10 кГц. На рис.8 показана теневая фотография области взаимодействия при экспозиции камеры, превышающей период импульсов. Частота следования импульсов подсвечивающего лазера была равна 5 кГц при времени задержки относительно каждого импульса Nd–YAG-лазера ~ 1.3 мкс, так что в один кадр попадало изображение обеих деформированных капель-мишеней. Как показали эксперименты, их разлетающиеся фрагменты не экранируют излучение дополнительного лазера и не сказываются на стабильности работы источника ЭУФ излучения вплоть до задержек, соответствующих $f \approx 8$ кГц. На рис.9 показана осциллограмма сигналов ЭУФ излучения при моделировании импульсно-периодической работы источника с $f \approx 8$ кГц. Видно, что амплитуды импуль-

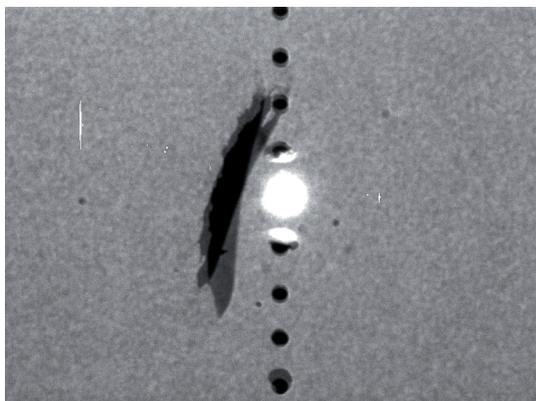


Рис.8. Теневое изображение деформированных капель-мишеней в режиме сдвоенного импульса; задержка между лазерными импульсами 200 мкс, время задержки импульса диагностического лазера относительно импульса Nd–YAG-лазера 1.3 мкс.

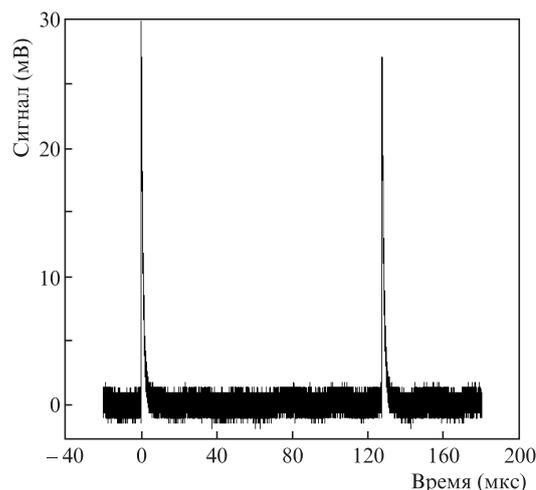


Рис.9. Осциллограммы импульсов сигнала ЭУФ излучения в режиме сдвоенного импульса; задержка между лазерными импульсами 125 мкс.

сов ЭУФ излучения достаточно близки, а их различие объясняется нестабильностью лазерных параметров каждого из лазеров, о чем говорилось выше.

При других размерах и скоростях капель численные результаты обеих серий экспериментов будут несколько иными — скорее всего, чем меньше будет диаметр капель и больше их скорость, тем больше будет f_{\max} .

Оценка яркости источника, сделанная на основе приведенных выше результатов, показала потенциальную возможность создания стабильного источника ЭУФ излучения на основе капельной мишени с яркостью $B = E_{\text{las}} \eta f / (2\pi S) \approx 0.96$ кВт/(мм²·ср), где S — площадь излучающей плазмы. При этом значение η принималось равным 2.3%, частота следования лазерных импульсов $f = 8$ кГц, а частота генерации капель превышала 32 кГц. По всей видимости, для дальнейшего увеличения яркости данного источника ЭУФ излучения необходимо уменьшить диаметр капель (он не должен быть меньше диаметра фокусного пятна) с одновременным увеличением скорости капель и частоты следования лазерных импульсов при сохранении такой частоты следования капель, чтобы плазма и фрагменты капли-мишени не влияли ни на соседние капли, ни на систему синхронизации, запускаемую от капли-мишени.

4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование яркого источника ЭУФ излучения на основе лазерной плазмы, создаваемой наносекундным Nd–YAG-лазером при его взаимодействии с жидкометаллической капельной мишенью из эвтектического сплава индий–олово.

Для получения капельной мишени разработан стабильный генератор капель, в котором используется принцип вынужденного капиллярного распада струи, с низкотемпературным рабочим веществом, что позволит увеличить его надежность и ресурс. Частота следования капель, их диаметр и скорость могут варьироваться в диапазонах 20–125 кГц, 30–100 мкм и 6–15 м/с соответственно. Достигнута пространственная стабильность положения центра масс капли-мишени $\sigma < 1$ мкм на расстоянии 45 мм от сопла, сохраняющаяся в течение полуторачасовой работы генератора капель. При плотности

мощности лазерного излучения на капле-мишени 4×10^{11} Вт/см² средняя эффективность преобразования лазерной энергии в энергию ЭУФ диапазона 13.5 ± 0.135 нм равнялась 2,3 %/(2πср) при диаметре излучающей плазмы 83 мкм. Было показано, что спектр ЭУФ излучения лазерной плазмы близок к спектру лазерной плазмы олова. Исследовано влияние осколков капли-мишени на деформацию соседних капель. Выявлены физические факторы, ограничивающие максимальную частоту следования импульсов источника. Экспериментальное моделирование импульсно-периодического режима его работы показало, что она может быть стабильной при частоте следования импульсов до 8 кГц и частоте генерации капель более 32 кГц, что позволит обеспечить высокую среднюю яркость источника (~0.96 кВт/(мм²·ср)). Разработанный активный источник ЭУФ излучения может использоваться для диагностики масок в проекционной ЭУФ литографии.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по Соглашению № 4.579.21.0004 (уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57914X0004).

1. *EUV Source for Lithography*. Ed. by V. Bakshi (Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2006).
2. Tallents G., Wagenaars E., Pert G. *Nature Photon.*, **4**, 809 (2010).
3. Choi P., Zakharov S., Aliaga-Rossel R., Bakouboula A., Benali O., Bove P., Michele G., Duffy G., Iwase O., Lebert B., Powell K., Sarroukh O., Zaepffel C., Zakharov V. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, **11** (2), 021107 (2012).
4. Виноходов А.Ю., Кривцун В.М., Лаш А.А., Борисов В.М., Якушев О.Ф., Кошелев К.Н. *Квантовая электроника*, **46** (1), 81 (2016).
5. Hansson B.A.M., Fomenkov I.V., Böwering N.R., Ershov A.I., Partlo W.N., Myers D.W., Khodykin O.V., Bykanov A.N., Rettig C.L., Hoffman J.R., Vargas L.E., Simmons R.D., Chavez J.A., Marx W.F., Brandt D.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6151**, 61510R (2006).
6. Tomie T. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, **11** (2), 021109 (2012).
7. Teramoto Y., Santosa B., Mertensa G., Kopsa R., Kopsa M., Küpper F., Niimic G., Yabutac H., Naganoc A., Yokoyama T., Yoshiokac M., Shiraic T., Ashizawac N., Satoc H., Nakamura K., Kasamac K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9048**, 904813 (2014).
8. Mizoguchi H., Nakarai H., Abe T., Ohta T., Nowak K. M., Kawasuji Y., Tanaka H., Watanabe Y., Hori T., Kodama T., Shiraishi Y., Yanagida T., Yamada T., Yamazaki T., Okazaki S., Saitou T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9048**, 90480D (2014).
9. Rollinger B., Gambino N., Giovannini A.Z., Bozinova L.S., Alicaj F., Hertig K., Abhari R.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **9048**, 90482K1-9 (2014).
10. Виноходов А.Ю., Кошелев К.Н., Кривцун В.Н., Кривокрыотов М.С., Сидельников Ю.В., Медведев С.В., Компанец В.О., Мельников А.А., Чекалин С.В. *Квантовая электроника*, **46** (1), 23 (2016).
11. Banine V.Y., Koshelev K.N., Swinkels G.H.P.M. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**, 253001 (2011).
12. Mizoguchi H., Nakarai H., Abe T., Ohta T., Nowak K.M., Kawasuji Y., Tanaka H., Watanabe Y., Hori T., Kodama T., Shiraishi Y., Yanagida T., Soumagne G., Yamada T., Yamazaki T., Okazaki S., Saitou T. *Proc. Int. EUVL Symposium* (Maastricht, Netherland, 2015).
13. Fujimoto J., Hori T., Yanagida T., Mizoguchi H. *Hindawi Phys. Res. Intern.*, **2012**, Article ID 249495 (2012).
14. Abe N., Sumitani A., Sato H., Mizoguchi H., Endo A., Toyoda K. *Proc. SEMATECH Litho Forum* (Vancouver, Canada, 2006).
15. Hoffman J.R., Bykanov A.N., Khodykin O.V., Ershov A.I., Böwering N.R., Fomenkov I.V., Partlo W.N., Myers D.W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5751**, 892 (2005).
16. Coons R.W., Campos D., Crank M., Harilal S.S., Hassanein A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7636**, 763636 (2010).