

УДК 53.05

Е. П. Иванова

*Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 142190 г.Троицк,
ул. Физическая, 5.*

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР С ОПТИЧЕСКОЙ САМОНАКАЧКОЙ С $\lambda \sim 13,4$ НМ НА ПЕРЕХОДЕ $4f^1P_1 - 4d^1P_1$ Ni- ПОДОБНОГО ОЛОВА ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОЙ НАНОЛИТОГРАФИИ

АННОТАЦИЯ

Представлена модель источника монохроматического излучения с $\lambda \sim 13,4$ нм, с высоким энергетическим выходом, предназначенного для промышленной нанолитографии. Создание высокоэнергетических источников в указанной области является актуальной проблемой, поскольку именно для этой области разработаны многослойные зеркала с высоким коэффициентом отражения ($>60\%$).

Основа источника – рентгеновский лазер (РЛ) на переходе $3d^9_{3/2}4f_{5/2} [J=1] - 3d^9_{3/2}4d_{3/2} [J=1]$ Ni – подобных ионов олова (Sn^{22+}) в плазме образованной при взаимодействии наноструктурированной мишени олова с интенсивным ультракоротким лазером накачки ($I_{\text{pump}} \sim 8 \times 10^{17}$ Вт/см²). Механизм инверсии лазеров с оптической само накачкой обусловлен реабсорбцией (перепоглощением) фотонов в оптически плотной плазме. Обсуждаются: принцип создания мишени, схема экспериментальной установки, расчеты коэффициентов усиления и квантовых выходов РЛ с длиной волны 13,4 нм.

ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛАЗЕРЫ, СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ, НАНОЛИТОГРАФИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Научно-технические достижения последних лет определяют новые направления для нанолитографии следующего поколения - производства и контроля полупроводниковых чипов с размерами < 20 нм - базирующиеся на трех принципиальных разработках.

- i) Создание многослойных зеркал для различных диапазонов дальнего ультрафиолета с коэффициентом отражения $\geq 60\%$ [1-3] (Рис.1).
- ii) Создание для этих длин волн высокоэффективных рентгеновских лазеров (РЛ) в наноструктурированных мишенях с продольной оптической накачкой. Механизм образования плазмы – ионизация интенсивным оптическим полем. Благодаря чрезвычайно узкой ширине линии $\sim \Delta\lambda/\lambda \leq 10^{-4}$, РЛ могут стать идеальным источником для промышленной нанолитографии (а также для интерферометрии, микроскопии высокого разрешения с использованием зонных пластин Френеля, для голографии и других приложений).
- iii) Разработка волоконных лазеров с мощностью порядка сотен кВт и выше [4-6] (Рис.2), которые используются, в основном, для сварки и резки металлов. Они могут работать

в квазинепрерывном и высокочастотных режимах; по мощности, КПД, надежности и совокупности других параметров они на порядок превосходят лазеры кило ваттного диапазона на кристаллах YAG, а также CO₂ лазеры. В определенных случаях высокочастотные лазеры могут служить накачкой плазмы для генерации излучения РЛ с высоким энергетическим выходом. Высокий коэффициент конвертации (КК) энергии накачки в энергию РЛ возможен при использовании наноструктурированных мишеней [7-8].

Физические принципы для создания многослойных зеркал с высоким коэффициентом отражения в области дальнего ультрафиолета были разработаны в одной из первых теоретических работ [1]. В [1] были выведены уравнения, из которых определяются параметры периодических структур, состоящих из пар слоев двух элементов. Из этих уравнений определяют толщину слоев и необходимое количество периодов для достижения максимального значения коэффициента отражения. В [2] разработана технология создания многослойных зеркал для проекционной литографии с $\lambda = 13.4$ нм. Максимальное значение коэффициента отражения составляло $\sim 66\%$ для Mo/Si многослойного зеркала (Рис.1). Эти работы послужили основой для разработки высокостабильных зеркал, с углом отражения (1-18°) с высокой температурной устойчивостью ($T \sim 600^\circ \text{C}$).

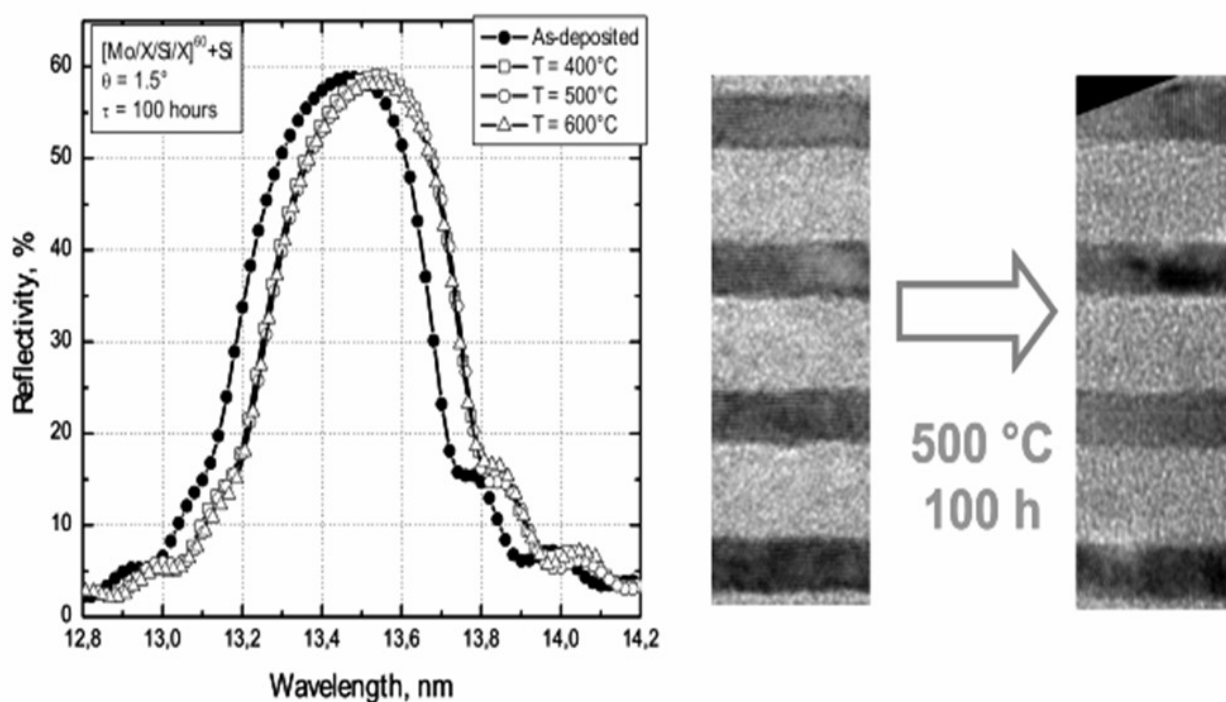


Рис. 1. Экспериментально измеренные коэффициенты отражения от многослойных зеркал на основе пары Mo/Si [2].

Несмотря на значительные усовершенствования, РЛ в твердотельных мишенях не могут быть использованы для промышленного производства наночипов, где требуемая производительность для печати чипов составляет 50 – 100 вафель/час. Основные причины – малая выходящая энергия (несколько Милли джоулей/импульс), малая повторяемость импульсов ~ 10 -100 Гц, низкие значения КК. Энергетический выход промышленных источников ВУВ излучения составляет ≥ 200 Вт, величины КК $\geq 1\%$. В настоящее время такие значения КК, в принципе, возможны для источников излучения из лазерной плазмы. В таких источниках исследуется излучение из плазмы с $\lambda = 13.5, \sim 10, 11$ нм для нанолитографии чипов с размерами < 20 нм. Мы не обсуждаем здесь ограничения, связанные с использованием этих источников ВУВ излучения.



**ПО МОЩНОСТИ, КПД,
НАДЕЖНОСТИ И
СОВОКУПНОСТИ ДРУГИХ
ПАРАМЕТРОВ
НА ПОРЯДОК
ПРЕВОСХОДЯЩИХ
ЛАЗЕРЫ кВт -ОГО
ДИАПАЗОНА НА
КРИСТАЛЛАХ YAG, а также
СО₂ ЛАЗЕРЫ**

Рис.2. ИРЭ ПОЛЮС: промышленные волоконные лазеры с мощностью до 100 кВт (в перспективе до 500 кВт).
Квазинепрерывные и высокочастотные.

Вышеперечисленные в п. i – iii достижения последних лет стимулируют исследования РЛ с использованием наноструктурированных мишеней для достижения максимально возможной эффективности РЛ с энергетическим выходом в линию 13.4 нм, достаточным для промышленного использования. Для этой цели необходимо корректно обосновать механизм достижения высокого квантового выхода РЛ.

В настоящей работе исследуется возможность создания высокоэффективного источника излучения с $\lambda = 13.4$ нм на переходах Sn^{22+} . В качестве источника накачки предлагается ультракороткий импульс высокой интенсивности фемтосекундного лазера. Механизм образования высокотемпературной плазмы – ионизация оптическим полем наноструктурированного олова до состояния Sn^{22+} . Мы выполняем оптимизацию параметров плазмы, образующейся в результате взаимодействия луча лазерной накачки с наноструктурированной мишенью олова с целью достижения энергетического выхода 0.1 – 1% от энергии накачки E_{pump} .

Физические принципы РЛ с оптической само накачкой (ОСН) представлены в теоретических работах [9-10]. Его схема представлена на Рис. 3, там же дана схема хорошо изученного стандартного (трехуровневого) перехода РЛ. Фактически ОСН на переходе $3d^9_{3/2}4f_{5/2} [J=1] - 3d^9_{3/2}4d_{3/2} [J=1]$ является альтернативным подходом к стандартной радиационно-столкновительной модели (переход $3d^9_{5/2}4d_{5/2} [J=0] - 3d^9_{3/2}4p_{1/2} [J=1]$). В отличие от стандартной модели, где верхний рабочий уровень заселяется из основного уровня с высокой скоростью за счет электрон-ионных столкновений и радиационно распадается лишь в нижние рабочие уровни (радиационный распад в основное состояние запрещен); т.о. инверсия заселенностей уровней обусловлена быстрым распадом нижних рабочих уровней в основное состояние.

Инверсия рабочих уровней РЛ в условиях ОСН обусловлена высокой скоростью заселения верхнего рабочего уровня, а также реабсорбцией (перепоглощением) радиационного излучения с верхнего рабочего уровня $3d^9_{3/2}4f_{5/2} [J=1]$ в основное состояние $3d^{10} [J=0]$. Реабсорбция излучения проявляется в том, что эффективный радиационный распад верхнего уровня в основное состояние в оптически плотной плазме значительно меньше, чем в изолированном ионе. В нашей модели плазма представляется стабильной и квази-стационарной, перенос массы не учитывается. В этом случае пленение (реабсорбция) радиационного излучения может учитываться коэффициентом Бибермана-Холстейна – фактором ускользания G , который определяет отношение эффективной скорости радиационного распада иона в плазме к скорости радиационного распада изолированного

атома: $A_{ul}^{eff} = G \cdot A_{ul}$ ($G < 1$). Для оптически плотной плазмы в работе [11] предложена следующая форма расчета фактора ускользания G : $G = 1.22 [\ln(k_0 D)]^{1/2} / (k_0 D)$, где k_0 – коэффициент поглощения фотона, D – диаметр цилиндрической плазмы.

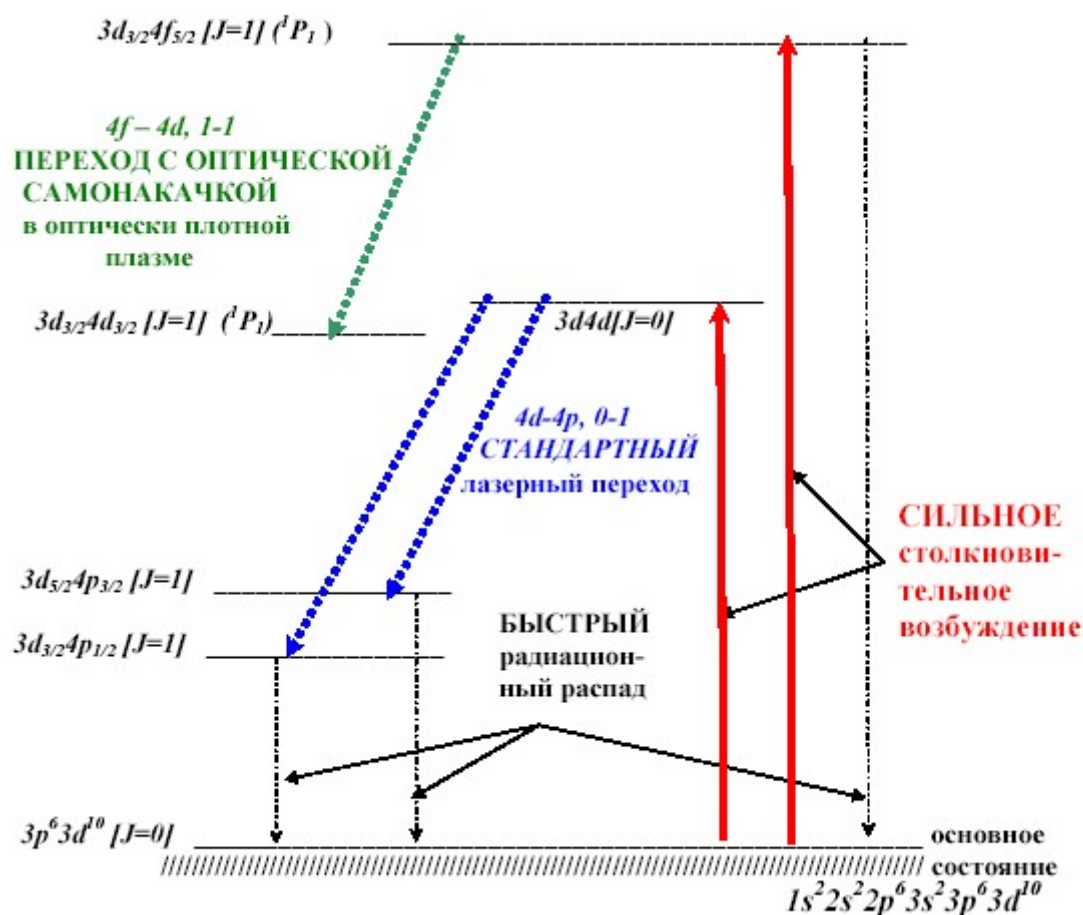


Рис. 3. Схема стандартного перехода и перехода с оптической само накачкой в Ni-подобных ионах.

Новый класс РЛ, основанный на принципах ОСН, исследовался экспериментально в [10], в Ni-подобных ионах Zr^{12+} , Nb^{13+} , Mo^{14+} . В эксперименте [10] использовались твердотельные мишени. Накачка плазмы производилась посредством двух лазерных импульсов: предварительного (1 Дж, 600 пс на полуширине) используемого для создания плазмы, затем основного (5 Дж, 1 пс), который разогревал плазму. Интервал между импульсами составлял 700 пс. Лучи лазерной накачки фокусировались в линию в мишень, длина которой варьировалась в длину от 0.4 до 1 см. Спектры излучения показаны на Рис. 2 работы [10], где можно наблюдать высокоинтенсивные линии обоих лазерных переходов.

Прогресс в исследованиях РЛ, основанных на механизме ОСН, наблюдался в последующем эксперименте [12], где использовался субпикосекундный нагревающий импульс для накачки плазмы из твердотельной мишени серебра (Ag^{19+}). В [12] были определены условия для достижения сильного лазерного эффекта на переходе с ОСН. В недавней экспериментальной работе [13] механизм ОСН исследовался в Ni-подобных ионах Ru^{16+} , Pd^{18+} и Ag^{19+} . В [13] экспериментально наблюдались линии РЛ, основанные на механизме ОСН в Ne-подобных ионах V^{13+} , Cr^{14+} , Fe^{16+} , Co^{17+} .

В нашей работе [14] представлены результаты расчета длин волн переходов РЛ, основанных на принципах ОСН для ионов Ni-подобной последовательности с $Z \leq 79$. Расчет выполнен методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения (РТВМП) [15]. В результате расчета установлено, что длина волны перехода с

ОСН в Ni-подобном олове (Sn^{22+}) составляет $\lambda = 13.4$ нм. Заметим, что в [10] для этого перехода было предсказано значение $\lambda = 13.5$ нм.

Цель доклада можно сформулировать в трех пунктах:

- i) Определить оптимальные параметры плазмы и условия накачки для достижения максимальных энергетических выходов для перехода с $\lambda = 13.4$ нм.
- ii) Для этого перехода рассчитать зависимости энергетических выходов РЛ от длины плазменного шнура.
- iii) Представить экспериментальную установку для измерения с высокой точностью длины волны перехода РЛ с оптической само накачкой.

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВЫХОДОВ РЛ С $\lambda = 13.4$ НМ НА ПЕРЕХОДЕ С ОПТИЧЕСКОЙ САМО НАКАЧКОЙ В Ni-ПОДОБНОМ ОЛОВЕ (Sn^{22+})

Для наблюдения излучения РЛ, основанного на принципах ОСН, принципиально важно обеспечить практически полную ионизацию атомов Ni-подобного состояния. (заполненная оболочка $3d^{10}$, см. Рис.3. В случае олова интенсивность луча накачки I_{pump} должна быть $\sim 8 \times 10^{17}$ Вт/см². Ионизация оптическим полем иона Sn^{22+} из оболочки $3d^{10}$ потребует \sim на порядок более высокой интенсивности

Расчет коэффициента усиления производится по формуле:

$$g = A_{ul} (P_u - P_l (g_u/g_l)) / (\delta\pi\nu_{ul}) \quad (1)$$

где A_{ul} – вероятность радиационного перехода с верхнего на нижний рабочий уровень, P_u , P_l – заселенности верхнего и нижнего рабочих уровней, g_u , g_l – коэффициенты вырождения уровней, ν_{ul} – полная ширина линии, которая является сверткой доплеровского, столкновительного, штарковского и собственного (радиационного) уширений. Заселенности уровней рассчитываются путем решения кинетических уравнений для нижних 93-х уровней конфигураций $2p^6 3d^9 4l$ (возбуждение электрона из оболочки $3d^{10}$) и $2p^5 3d^{10} 4l$ ($l=1-3$) (возбуждение из внутренней оболочки $2p^6$). В кинетических уравнениях учитываются все радиационные и электрон-ионные столкновительные переходы между указанными уровнями. Вероятности этих переходов обычно называют скоростными коэффициентами кинетических уравнений. Они рассчитываются методом РТВМП [15-16].

Основные предположения расчета:

(I) Плазма накачивается ультракоротким импульсом вдоль длины наноструктурированной мишени. Механизм образования плазмы – ионизация оптическим полем. Плазма представляет собой цилиндр с диаметром d и длиной L . Длина мишени варьируется.

(II) Параметры плазмы: температура и плотность электронов (T_e , n_e) и ионов (T_i , n_i) – устанавливаются в момент взаимодействия импульса накачки с мишенью. Форма импульса не учитывается.

(III) Начальные условия для кинетических уравнений: при $t = 0$ заселенность основного состояния $P_l = 1$, заселенности возбужденных уровней (P_i) = 0.

(IV) Величины T_e , T_i , а также n_e и d остаются неизменными за время излучения РЛ.

(V) При $I_{pump} \sim 8 \times 10^{17}$ Вт/см² в момент образования плазмы $t = 0$, 90% ионов олова находятся в Ni-подобном состоянии (Sn^{22+}).

(VI) Учитывается ионизация иона Sn^{22+} в следующую стадию ионизации Sn^{23+} .

(VII) Распределение электронов и ионов по скоростям является Максвелловским. В наших предыдущих расчетах установлено, что форма распределения не имеет принципиального значения.

(VIII) Температура ионов определяется как $T_i = T_e/4$. Ширина линии перехода

определяются электрон-ионными столкновениями и собственной радиационной шириной линии РЛ. В данном случае эффект Доплера не столь важен.

(IX) В расчете мы усредняем коэффициент усиления $g(t)$ по координатам пространства и времени. Для этого разделим мишень на сегменты, значительно меньшие, чем пространственно-временной масштаб импульса накачки. Тогда элементарные процессы в каждом будут происходить идентично, но с задержкой во времени. В таком случае для определения энергетического выхода достаточно выполнить усреднение по времени функции $g(t)$.

Мы рассчитываем коэффициент усиления $g(n_e, T_e, d|t)$ для набора параметров T_e, n_e . Оптимальные значения T_e^{opt}, n_e^{opt} выбираются из условия, чтобы энергетический выход излучения РЛ был максимальным. Расчет выполняется для достаточно малого диаметра мишени $d = 40 \text{ }\mu\text{m}$, так чтобы соответствующие эксперименты могли бы проводиться с использованием ультракоротких импульсов накачки с энергией $E_{pump} \leq 1 \text{ J}$.

Продолжительность излучения РЛ составляет $\sim 20 \text{ пс}$ с максимумом при $t = 1-2 \text{ пс}$. Из этого следует, что продолжительность импульса накачки должна выбираться из условия достижения $I_{pump} \sim 8 \times 10^{17} \text{ Вт/см}^2$.

Приготовление наноструктурированной мишени методом выпаривания атомов в инертный газ с последующей конденсацией потока кластеров

В последние годы начались разработки РЛ нового класса, в которых высокотемпературная плазма образуется методом оптической ионизации потока кластеров ксенона [17] и криптона [18]. Это направление является перспективным с точки зрения использования наноструктурированных (кластерных) твердотельных мишеней. Перечислим предпосылки для создания РЛ в указанных мишенях.

(i) Энерговклад в кластерную плазму может составлять 90% и более. Это было реализовано в экспериментах [19].

(ii) Отсутствие отражения луча накачки от кластерной мишени, а также отсутствие осколков мишени в плазме.

(iii) Достижение величин T_e порядка нескольких кэВ: в [20] было показано, что высокие T_e возможны при облучении лазером накачки достаточно крупных кластеров. В более ранней работе [20] было показано, что достижение высоких температур связано с размером кластера и формой импульса накачки. Недавно подобные эксперименты были выполнены для потоков кластеров CO_2 и He для голографических изображений субмикронных объектов, а также для получения высокоэффективных рентгеновских линий из ионизованных оптическим полем потоков кластеров CF_2Cl_2 .

(iv) Энерговклад в кластерную плазму, а также параметры T_i, T_e контролируются размером кластера и пьедесталом импульса накачки [21].

(v) Контролируются плотность плазмы и ионизационный баланс.

В последние три десятилетия интенсивно развивались методы синтеза наноструктурированных (кластерных) объемных материалов. Можно утверждать, что атомная конденсация в инертном газе является наиболее простым и эффективным методом, в котором атомный пар вбрасывается в инертный газ (аргон, гелий или их смесь при давлении $\sim 10^{-1}$ тор). Атомный пар термализуется путем столкновения с инертным газом с образованием равномерно сгруппированных кластеров. Поток кластеров осаждается на подложку, охлаждаемую до температуры жидкого азота; при этом образуется наногранулированный твердый материал. Полученные в таких экспериментах кластеры имеют размер 5 – 50 нм с регулируемым средним размером кластера и количеством атомов в кластере. Конденсация в инертном газе может использоваться для производства кластеров любого элемента, который может испаряться. Потоки кластеров, образованных таким методом, остаются стабильными в течение продолжительного времени. Для удаления газов, находящихся в кластерах, используется метод спекания (отжига) в искровом разряде [22].

Наиболее ярким примером является приготовление в промышленных масштабах ультрачистого наноструктурированного гадолиния [22]. Заметим, что до сих пор исследования взаимодействия твердотельных кластерных мишеней с лазерным излучением не проводились. На Рис.4 в качестве примера приводится изображение наноструктурированного Gd, полученное просвечивающей электронной микроскопией.

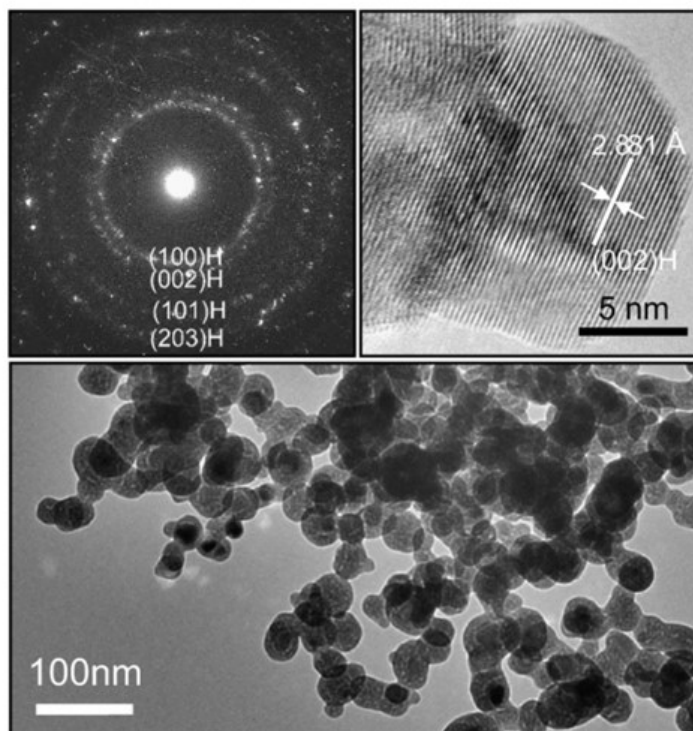


Рис. 4. Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) наночастиц Gd.. Выборочная область электронной дифракции (вверху слева). ПЭМ высокого разрешения одной наночастицы (вверху справа) [22].

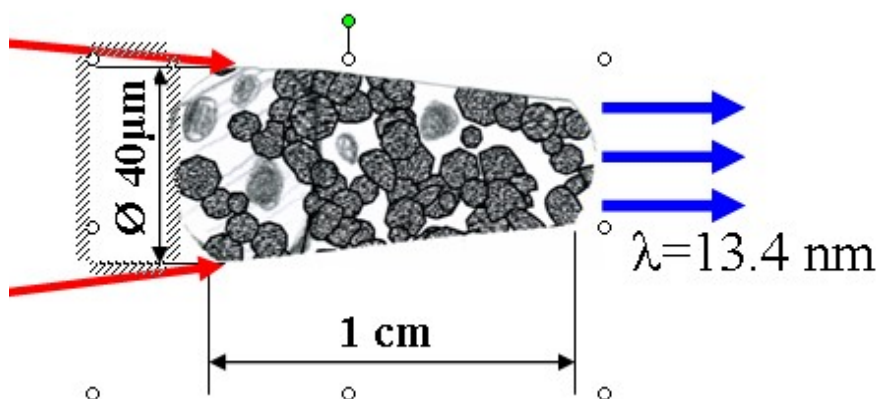


Рис. 5. Мишень наноструктурированного олова. Конусообразная форма помогает устранить расходимость выходящего луча РЛ.

Тестирование настоящего расчета путем сопоставления коэффициентов усиления и энергетических выходов с соответствующими данными эксперимента [10].

Для сопоставления с экспериментальными результатами [10] мы выполнили расчет величин $g(t)$ и энергетических выходов для РЛ в ионе Mo^{14+} . В [10] эксперимент был выполнен в национальной лаборатории Ливермора. Использовалась твердотельная мишень Mo (пластинка $70\text{-}\mu\text{m} \times 1.25\text{ см}$); плазма создавалась с помощью двух импульсов, сфокусированных в линейку: сначала импульс 1 Дж, 600 пс создавал плазму, которая

расширялась до нужной плотности, затем, через 700 пс, второй (5 Дж, 1 пс) импульс разогревал плазму. В [10] были выполнены тщательные измерения спектров и длин волн обоих переходов; для перехода с ОСН были измерен энергетический выход РЛ в зависимости от длины плазмы L . Из этих данных была выполнена оценка усредненного по времени коэффициента усиления $g_{av} = 13 \text{ см}^{-1}$ при $L=0.9 \text{ см}$. Специальными измерениями были установлены параметры плазмы: $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 300 \text{ эВ}$, $d = 60 \text{ мкм}$. На Рис.6 показана эволюция $g(t)$, рассчитанная нами для этих параметров. Из нашего расчета следует, что усредненная по времени величина $g_{av} \approx 13 \text{ см}^{-1}$, что является отличным совпадением наших теоретических и экспериментальных данных из [10].

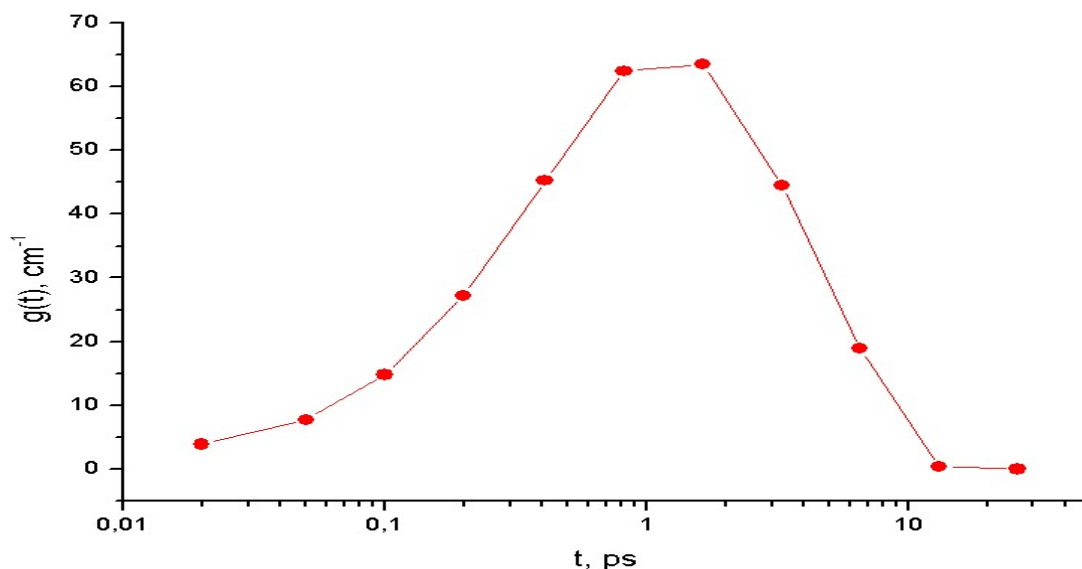
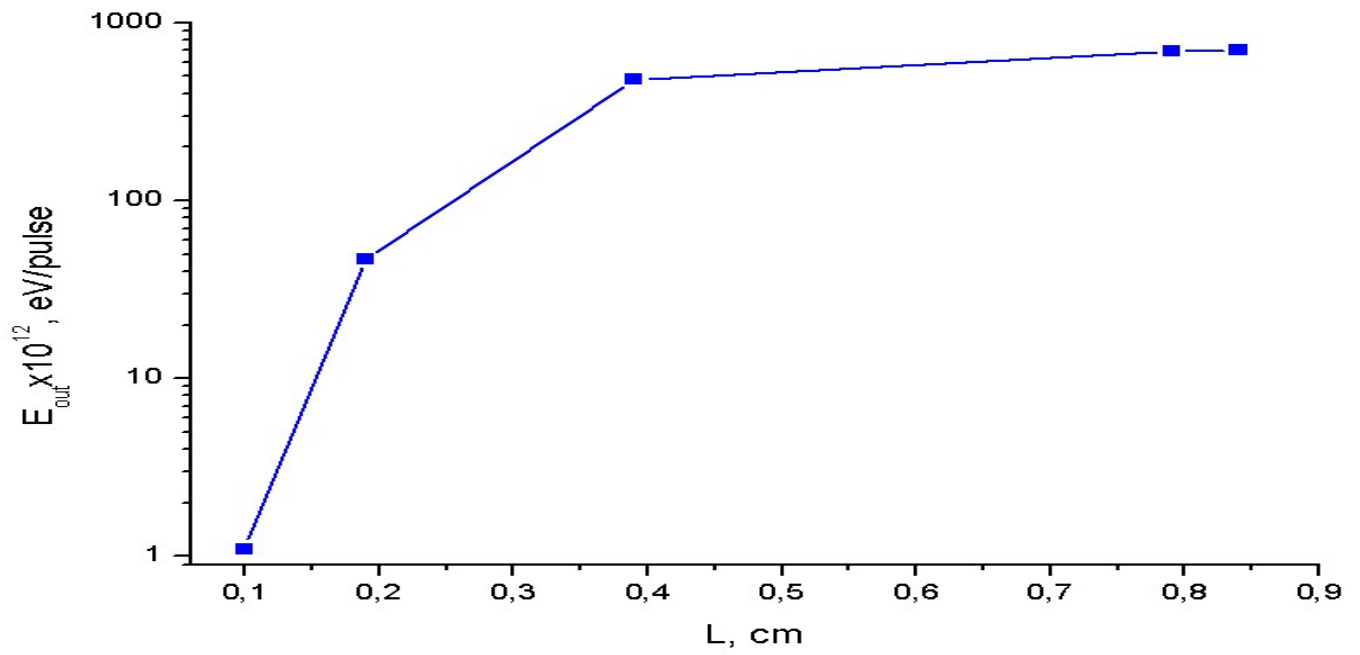
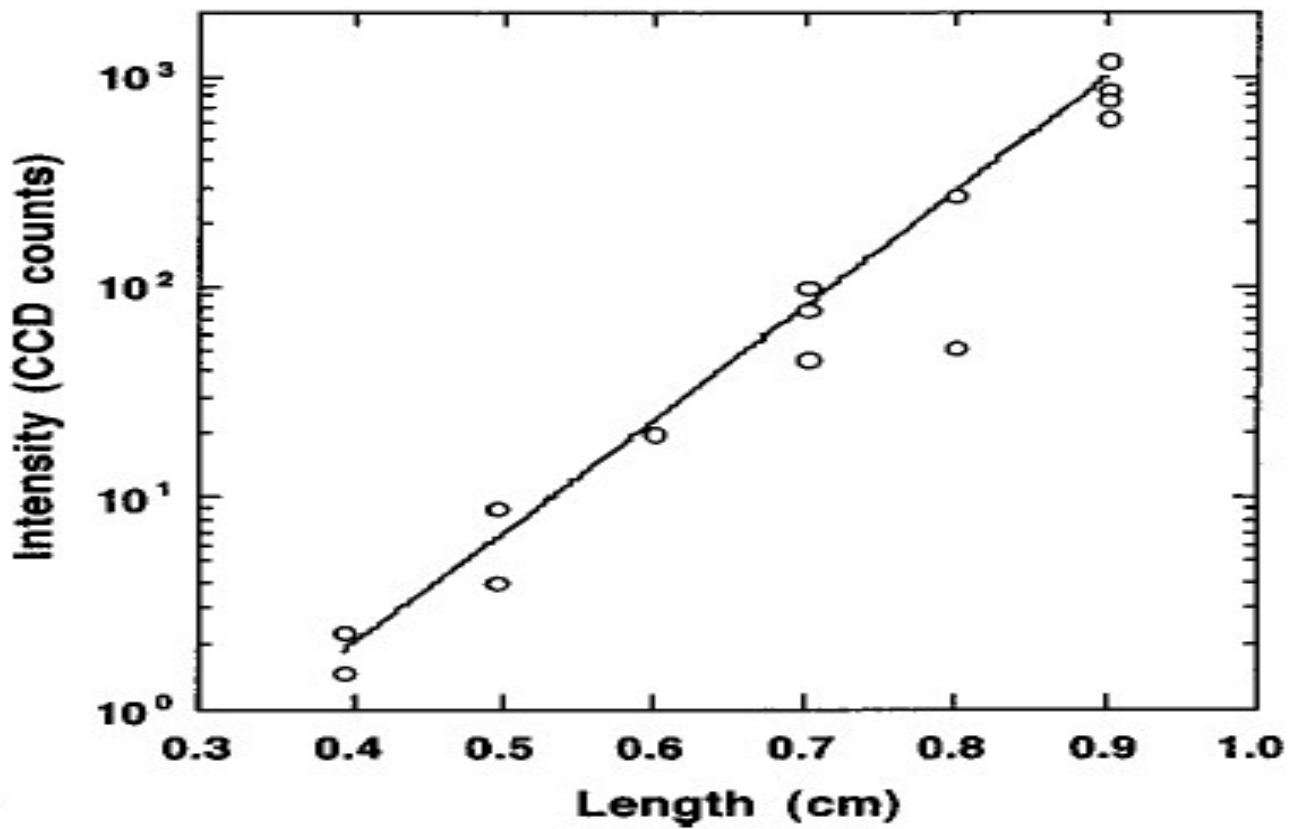


Рис. 6. Эволюция коэффициента усиления на переходе $4f-4d$ с ОСН в Mo^{14+} . Усредненная по времени величина $g(t)$ составляет $\sim 13 \text{ см}^{-1}$.

На Рис. 7а (вверху) показан энергетический выход E_{out} РЛ в зависимости от длины плазменного шнура L для функции $g(t)$, показанной на Рис. 6. Рис. 7б (внизу) показывает аналогичную экспериментальную зависимость. Сопоставление указывает на то, что в нашем расчете насыщение по длине происходит при $L \sim 0.4 \text{ см}$, в то время как в эксперименте [10] для насыщения необходимо, чтобы $L > 1 \text{ см}$. Такое различие обусловлено тем, что продолжительность эффекта РЛ (t_{las}) в нашем расчете в ~ 3 раза меньше, чем в эксперименте [10]. В настоящее время мы изучаем возможность повышения точности расчета t_{las} . На рис. 8а показан визуализированный спектр нашего модельного расчета излучения лазерных линий в Mo^{14+} при параметрах плазмы эксперимента [10]. Здесь наблюдается некоторое рассогласование длин волн нашего расчета и эксперимента [10], причины которого детально обсуждаются в нашей работе [14].



a)



б)

Рис.7. Сопоставление рассчитанного здесь (вверху) энергетического выхода РЛ для $4f-4d$ перехода с экспериментальным результатом [10] (внизу).

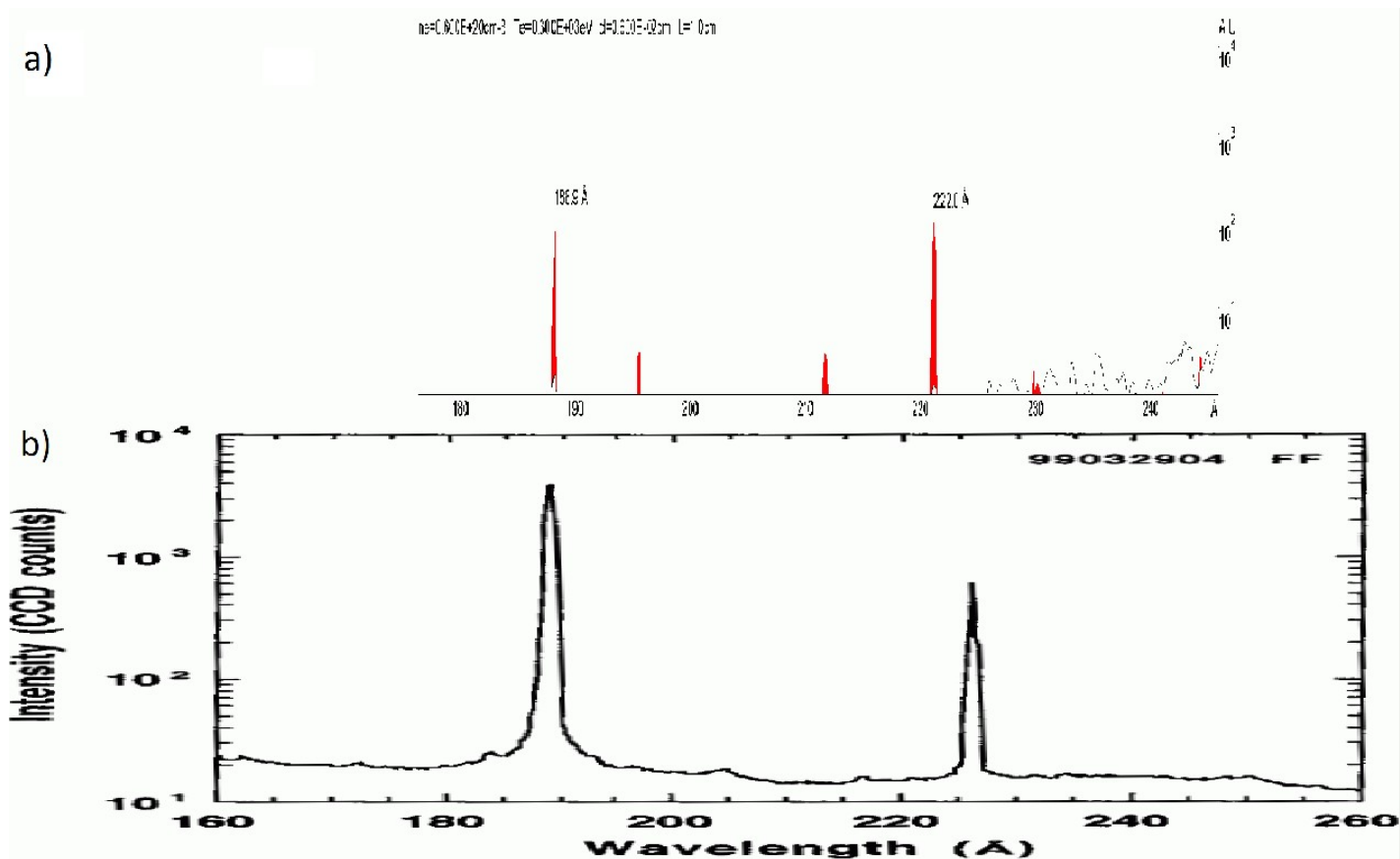
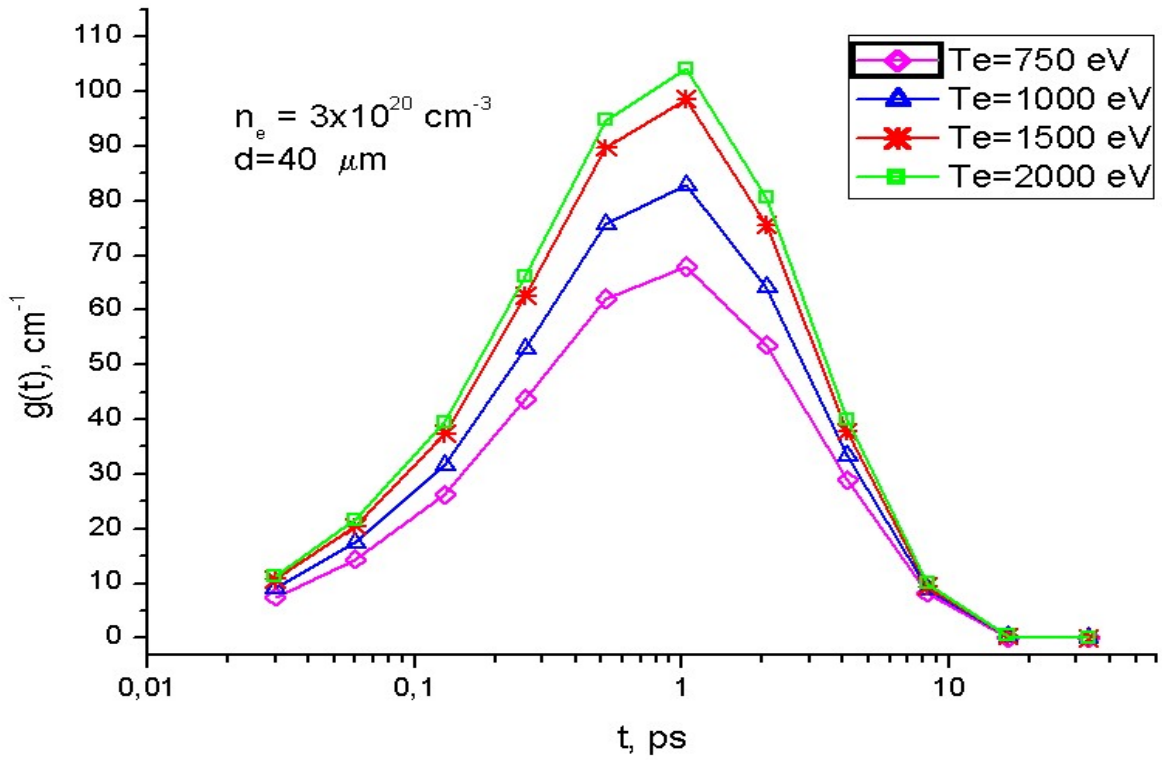


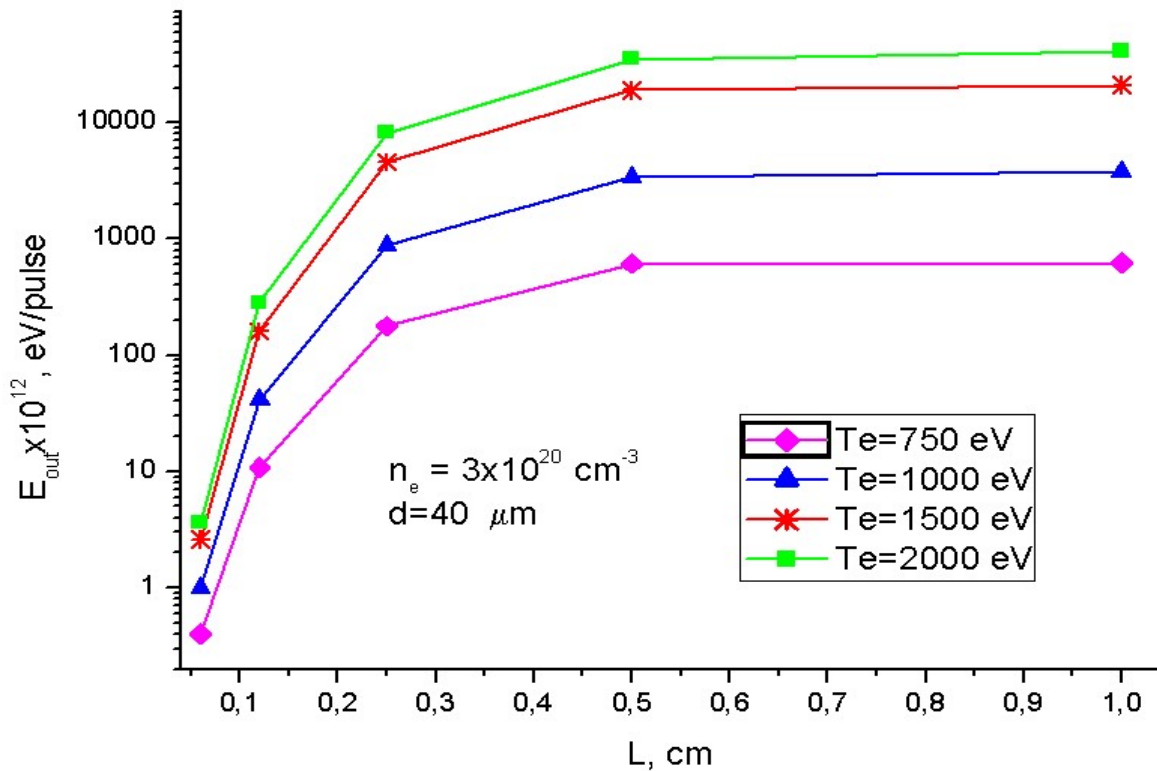
Рис. 8. Сопоставление спектров излучения нашего расчета и эксперимента [10] для стандартного ($\lambda = 18.9$ нм) и перехода с оптической самонакачкой ($\lambda = 22.2$ нм)

Коэффициенты усиления РЛ и энергетические выходы в Sn^{22+} .

Мы рассчитываем коэффициент усиления $g(n_e, T_e, d|t)$ для набора параметров T_e, n_e . Оптимальные значения T_e^{opt}, n_e^{opt} выбираются из условия, чтобы энергетический выход излучения РЛ был максимальным. Расчет выполняется для достаточно малого диаметра мишени $d = 40 \mu\text{m}$, так чтобы соответствующие эксперименты могли бы проводиться с использованием ультракоротких импульсов накачки с энергией $E_{pump} \leq 1$ Дж. Продолжительность лазерного эффекта РЛ $t_{las} > 10$ пс с максимумом при $t = 1-2$ пс. Из этого следует, что продолжительность импульса накачки t_{pump} может варьироваться в широком диапазоне, так чтобы выполнялось условие $I_{pump} \sim 8 \times 10^{17}$ Вт/см². На Рис. 9а показаны коэффициенты усиления на $4f - 4d$ переходе с $\lambda = 13.4$ нм в Sn^{22+} в плазме при оптимальном значении $n_e^{opt} = 3 \times 10^{20}$ см⁻³. Эволюция $g(t)$ представлена для $T_e = 750, 1000, 1500, 2000$ эВ. Усиление полностью исчезает на временах $t_{las} \sim 20$ пс. Соответствующие зависимости энергетических выходов E_{out} от L для каждого значения T_e показаны на Рис. 9б. Насыщение по длине наступает при $L \sim 0.4 - 0.5$ см. При этих значениях L и $T_e = 2000$ эВ величина E_{out} достигает $\sim 1\%$ от энергии накачки. Обычно полагают, что 1% - это максимально возможный энергетический выход для любого РЛ радиационно-столкновительной модели. Для измерения длины волны РЛ с прецизионной точностью необходимо $\geq 10^{12}$ фотонов/импульс ($E_{out} \geq 10^{14}$ эВ/импульс). Для этого достаточно, чтобы для мишени с $L = 0.5$ см, $T_e \sim 700$ эВ и $d = 40 \mu\text{m}$, выполнялось: $E_{pump} \sim 0.2$ Дж и $t_{pump} \sim 30$ фс. Подчеркнем, что выполненная выше оценка точности нашего расчета, показала, что фактическая величина t_{las} значительно больше.



a)



б)

Рис. 9. а) Коэффициенты усиления перехода с оптической самонакачкой ($\lambda = 13.4$ нм) в оптимальных условиях; б) соответствующие энергетические выходы в зависимости от L .

Следовательно, энергетический выход $\sim 10^{14}$ эВ будет достигнут при более низких значениях T_e . Аналогичные результаты получены для стандартного $4d - 4p$ перехода, для

которого величины E_{out} в несколько раз меньше.

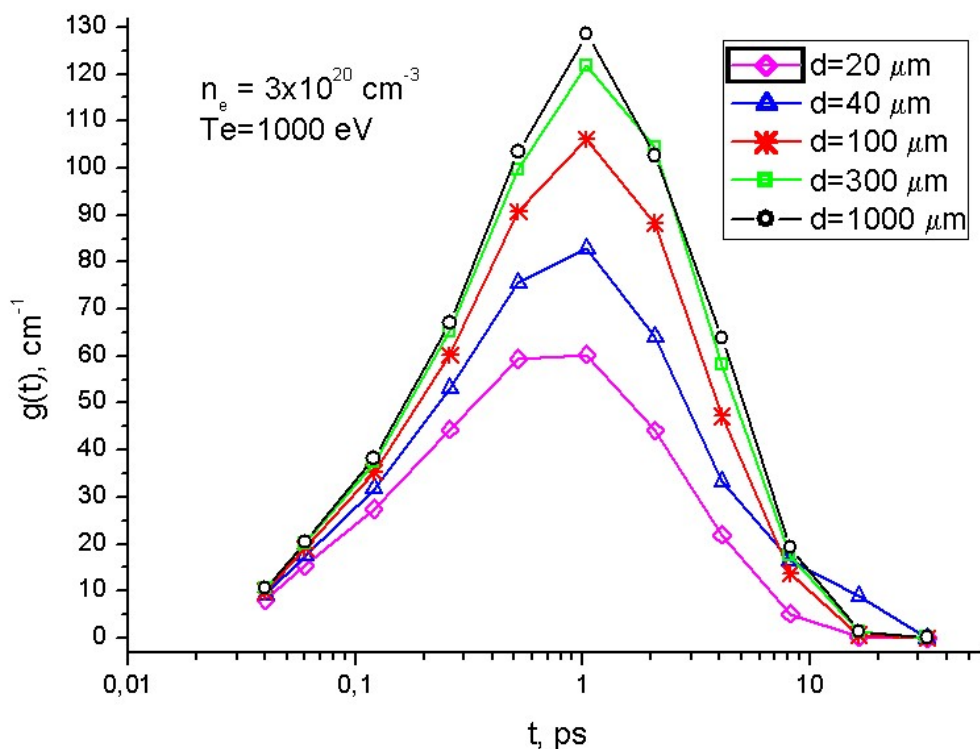


Рис. 10. Эволюция коэффициентов усиления перехода $4f-4d$ ($\lambda = 13.4$ нм) для различных значений диаметра плазменного шнура.

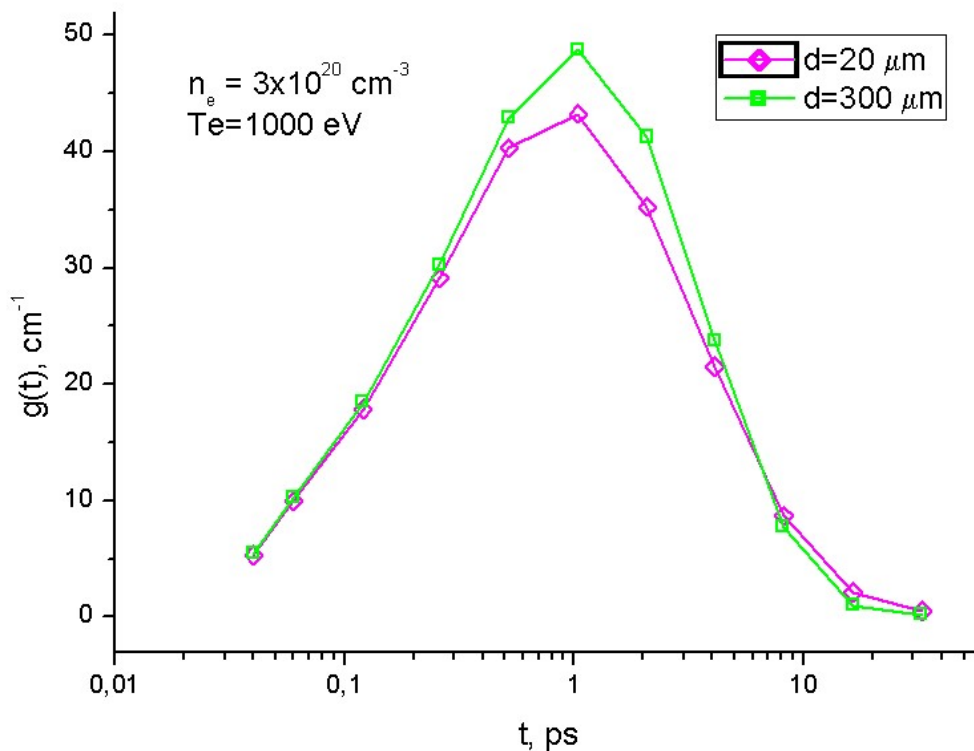


Рис. 11. Эволюция коэффициентов усиления стандартного перехода $4d-4p$ для различных значений диаметра плазменного шнура.

На Рис. 10 можно наблюдать довольно сильную зависимость коэффициента усиления

от диаметра плазменного шнура для перехода с ОСН $4f - 4d$. Каждая кривая рассчитана при одних и тех же значениях n_e , T_e , но при различных $d = 20, 40, 100, 300, 1000 \mu\text{м}$. Насыщение наступает при $d = 300 \mu\text{м}$. Эта зависимость обусловлена падением «фактора ускользания» с увеличением оптической плотности (актов перепоглощения фотонов). Такой рост $g(t)$ и энергетических выходов характерен именно для переходов с ОСН. Это обстоятельство может иметь важное прикладное значение для конструкции высокоэнергетических РЛ для промышленных приложений. Для стандартного $4d - 4p$ перехода коэффициенты усиления слабо зависят от диаметра, что показано на Рис. 11.

Схема экспериментальной установки для наблюдения излучения рентгеновского лазера

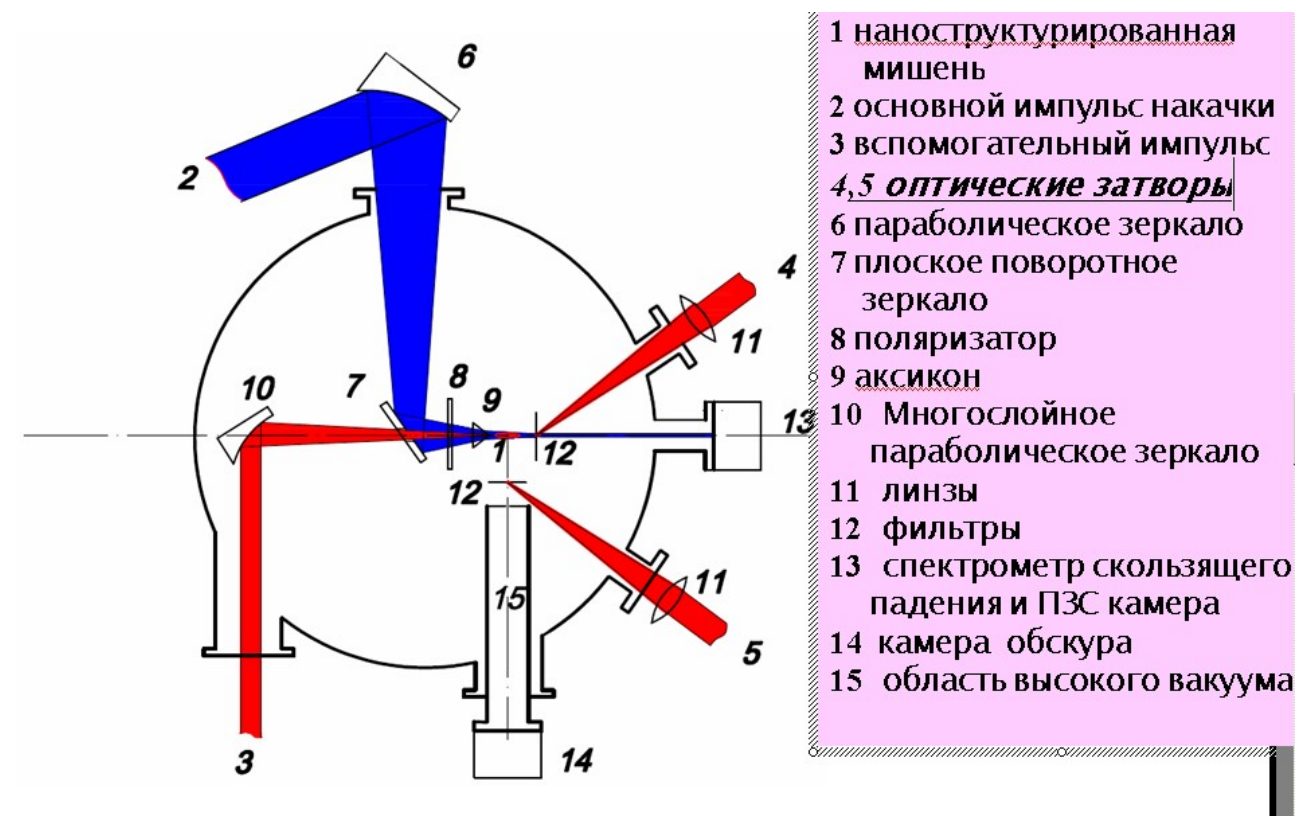


Рис. 12. Принципиальная схема установки для создания РЛ в наноструктурированных мишенях.

Оптическая схема экспериментальной установки для генерации импульса РЛ в ионах Sn^{22+} показана на Рис. 12. Аналогичная схема для потока кластеров разрабатывалась в [23]. Наноструктурированная мишень олова (1) имеет цилиндрическую форму, расположена на подложке. Основной импульс направлен вдоль мишени. Для накачки плазмы и для организации фемтосекундных затворов используется система на основе Тi-сапфирового лазера (810 нм), которая генерирует четыре независимых лазерных импульса: основной (2) и три вспомогательных (3, 4, 5), задержанных относительно основного. Вспомогательный импульс (3), основанный на генерации высокой гармоники, нужен для повышения пространственной когерентности выходящего луча РЛ. Ранее предлагалось использовать аксикон (9) для устранения расходимости луча РЛ. В приложениях к проблемам нанолитографии эти осложнения, по-видимому, не нужны.

Основной импульс лазера (2) с интенсивностью $\sim 8 \times 10^{17} \text{Вт/см}^2$, ионизирует кластеры олова, образуя плазму, в которой доминируют ионы Sn^{22+} . Вспомогательные импульсы (5,6) организуют ультрабыстрые плазменные затворы, используемые при регистрации параметров плазмы и излучения РЛ.

Параметры фемтосекундного импульса накачки – 0.2 Дж, 30 фс; временной контраст: $\sim 10^7$ при $t \sim 10$ нс, $> 10^6$ при $t \sim 50$ пс, и $> 10^4$ при $t \sim 1$ пс. Диаметр фокусного пятна лазерного излучения на поперечное сечение мишени 40 $\mu\text{м}$. Фокусировка основного лазерного импульса в мишень производится с помощью параболического зеркала (6), после которого импульс отражается от плоского поворотного зеркала (7), проходит через поляризатор (8) и образует удлиненную каустику с гауссовым распределением интенсивности в сечении мишени.

Вспомогательные импульсы (4) и (5) проходят, соответственно, через вторую и третью линию задержки для образования ультрабыстрых затворов, поглощающих остаточное излучение через время ≤ 20 пс после начала излучения РЛ. Импульсы (4) и (5) линзами (12) фокусируются на фольгах (13) толщиной 300-400 нм, которые обычно используются в качестве фильтров при регистрации излучения в области 30-40 нм. Эти лазерные импульсы обеспечивают ультрабыструю ионизацию (взрыв) внешней части фольг-фильтров, превращая их в низкотемпературную плазму, поглощающую остаток излучения (послесвечение) из активной области плазмы. В период настройки и синхронизации установки осуществляется механическая смена фильтра перед каждым лазерным импульсом для обеспечения воспроизводимости условий плазмообразования на фольгах.

Для диагностики параметров плазмы и излучения РЛ используются два канала: один регистрирует параметры по оптической оси РЛ (13), другой – перпендикулярно ей (14). Причем во втором канале для того, чтобы спектр РЛ не расплывался, измерительный канал (15) максимально приближен к кластерной плазме и откачан до давления 10^{-8} торр. Зона высокого вакуума отделена от зоны низкого вакуума алюминиевым фильтром. Диагностические приборы могут располагаться на фланцах измерительных каналов в различной комбинации.

Длины волн РЛ регистрируются спектрометром скользящего падения, оборудованного ССД камерой. Для измерения профиля линии разрабатывается интерферометрический метод. Это связано с тем, что благодаря большому коэффициенту усиления выходящие линии РЛ будут иметь чрезвычайно узкую ширину ~ 1 мÅ, профиль которых не может быть разрешен дифракционным спектрометром. Измерение абсолютной энергии излучения и, соответственно, КПД РЛ производится с помощью калиброванного фотодиода типа AXUV-100G (фирмы IRD), расположенного по оси РЛ (13).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые представлены условия для достижения высокого энергетического выхода излучения РЛ на переходе с оптической самонакачкой с $\lambda = 13.4$ нм в Ni –подобном олове (Sn^{22+}). Усиление возможно только при использовании ультракороткого импульса с интенсивность лазера накачки плазмы $I_{\text{pump}} \approx 8 \times 10^{17}$ Вт/см². В предположении, что диаметр мишени $d = 40$ $\mu\text{м}$, максимальная длина составляет 1 см, продолжительность излучения РЛ $t_{\text{las}} \sim 20$ пс. Энергия импульса накачки $E_{\text{pump}} \approx 0.6 - 0.7$ Дж с продолжительностью $t_{\text{pump}} \approx 30$ фс. Параметры плазмы для достижения максимального энергетического выхода $\sim 1\%$ от величины E_{pump} : атомная плотность $n_i = 3.6 \times 10^{19}$ см⁻³, электронная - $n_e = 3 \times 10^{20}$ см⁻³, $T_e \approx 1500$ эВ.

Для проверки точности результатов был выполнен аналогичный расчет для коэффициентов усиления и энергетического выхода РЛ в Mo^{22+} ; для этого иона детальный эксперимент был выполнен в [10]. Сопоставление показало отличное совпадение усредненных по времени коэффициентов усиления, однако величина t_{las} в нашем расчете была в ~ 3 раза меньше, чем в эксперименте [10]. Более точная временная зависимость излучения РЛ будет представлена в наших последующих работах.

Представлена схема экспериментальной установки для генерации и регистрации спектра РЛ. Для достижения прецизионной точности измерения длин волн предлагается

использовать оптический затвор, предназначенный для «вырезания» спектра в течение определенного времени с целью устранить фоновый спектр излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Vinogradov A.V. and Zeldovich B.Ya.** 1977 *Appl. Opt.* **16** 89-93.
- [2] **Feigl T. et al** Enhanced reflectivity and stability of high-temperature LPP collector mirrors // *Proc. of SPIE* 2008 V.**7077** 7077W-1-8.
- [3] **Yakshin A.E., Kozhevnikov I.V., Zoethout E., Louis E., Bijkerk F.** Properties of broadband depth-graded multilayer mirrors for EUV optical systems // *OPTICS EXPRESS* 2010 V.**18** № 7 6957-6970.
- [4] **Gapontsev V.P., Samartsev I.E.** High-Power Fiber Laser in *Advanced Solid State Lasers*, G. Dube, ed, V. **6** of *OSA Proceeding Series* (Optical Society of America, 1990) paper LSR1.
- [5] **Дианов Е.М.** Волоконные лазеры // УФН 2004 Т. **174**, 1139-1142.
- [6] **Dianov E.M.** Nature of Bi-related near IR active centers in glasses: state of the art and first reliable results // *LPL* 2015 Т.**12** № 9 095106.
- [7] **Chou M.-C., Lin P.-H., Hung T.-S., Lin J.-Y., Wang J., Chen S.-Y.** Experimental investigation of the parameter space for optical-field-ionization cluster-jet x-ray lasers // *Phys. Rev. A* 2006 **74**, №2, 023804-1-6.
- [8] **Ivanova E.P.** X-ray laser near 13.5 and 11.3 nm in Xe²⁶⁺ driven by an intense pump laser interacting with xenon cluster jet as a promising radiation source for nanolithography // *Laser Phys.*, 2017 **27** №5 055802-11.
- [9] **Nilsen J.** Design of a picosecond laser-driven Ni-like Mo x-ray laser near 20 nm // *J. Opt. Soc. Am. B* 1997 V.**14**, № 1511-1515 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1511-1514.
- [10] **Nilsen J., Dunn J., Osterheld A.L., Li Y.** Lasing on the self-photopumped nickel-like $4f^1P_1 - 4d^1P_1$ x-ray transition // *Phys. Rev. A* 1999 V.**60** № 4 R2677-80.
- [11] **Fill E.E.** THE RADIATION ESCAPE FACTOR // 1988 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **39** №6, 489-491.
- [12] **Kuba J., Klisnick A., Ros D., Fourcade Paul, Jamelot G., Miquel J.-L., Blanchot N., Wyart J.-F.**, Two-color transient pumping in Ni-like silver at 13.9 and 16.1 nm. // *Phys. Rev A* 2000 V.**62**, 043808-1-7.
- [13] **Siegrist M., Jia F., Balmer J.**, Self-photopumped X-ray lasers from elements in the Ne-like and Ni-like ionization state. Proceedings of the conference *X-ray lasers 2014, Springer Proceedings in Physics*, **169**, 89-93, edited by J. Rocca et al.
- [14] **Ivanova E.P.** Wavelengths of the self-photopumped nickel-like $4f^1P_1 \rightarrow 4d^1P_1$ X-ray laser transitions // *Atoms* 2017 (in print).
- [15] **Ivanova E.P.**, Energy levels and probability of radiative transitions in the Kr IX ion, *Optics and Spectroscopy* (2014), **117**, 179-187.
- [16] **Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V.**, *Energy approach to consistent QED theory for calculation of electron-collision strengths* // *Phys. Rev.* 1993 V. **48** № 4365-4377.
- [17] **H.-H. Chu, H.-E. Tsai, M.-C. Chou, L.-S. Yang, J.-Y. Lin, C.-H. Lee, J. Wang, and S.-Y. Chen**, *Phys. Rev. A* **71**, 061804 (R) (2005).
- [18] **Chen B.K. et al**, High-brightness optical-field-ionization collisional-excitation extreme-ultraviolet lasing pumped by a 100 TW laser system in an optically preformed plasma waveguide // *Applied Phys. B* 2012 **106** 817-822.
- [19] **Ditmire T, Smith R A, Tish W G, and Hutchinson M H R** // 1997 *Phys. Rev. A* **78**, 3121-3125.
- [20] **Shao Y L, Ditmire T, Tisch J W G, Springate E, Marangos J P, and Hutchinson M H R** // 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3343-3346.
- [21] **Springate E, Hay N, Tisch J.W.G., Mason M.B., Ditmire T., Hutchinson M.H.R., Marangos J.P.** 2000 *Phys. Rev. A* **61**, 063201.

[22] **Lu N., Song X., Zhang J.** *Microstructure and fundamental properties of nanostructured gadolinium (Gd)* // Material letters 2009 V. **63** 1089-1092.

[23] **Ivanova E.P., Vinokhodov A.Yu.** *РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР С $\lambda=32.8$ нм, ОБРАЗОВАННЫЙ В ПОТОКЕ КЛАСТЕРОВ КРИПТОНА* // 2013 *Quant. Electron.* **43** №12 1099-1106.