

# Рентгеновский лазер на переходах Pd-подобных ионов от ErXXIII до ReXXX

Е.П.Иванова

*В работе впервые выполнен расчет длин волн, скоростей процессов и коэффициентов усиления спонтанного излучения на переходах Pd-подобных ионов от ErXXIII до ReXXX. В указанных ионах высокий квантовый выход усиленного излучения возможен на переходах с длинами волн 10–16 нм. Предполагается, что плазма образована в результате взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с пучком кластеров, пыли или нанотрубок одного из восьми элементов от Er до Re. В таком эксперименте лазерный эффект возможен на двух переходах: на переходе  $4d^9 5d [J=0] - 4d^9 5p [J=1]$ , для которого механизм возникновения инверсии аналогичен механизму, существующему на переходе  $0 - 1$  в Ne- и Ni-подобных ионах, а также на переходе  $4d^9 5f [J=1] - 4d^9 5d [J=1]$ , для которого механизм создания инверсии населенности обусловлен реабсорбцией фотонов. Определены оптимальные условия для достижения наибольшей эффективности генерации коротковолнового излучения при заданной геометрии плазменного шнура однородной плотности. Показано, что для всех рассматриваемых ионов эффективность конверсии энергии импульса накачки в энергию мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 10–16 нм составляет более 10%.*

**Ключевые слова:** моделирование рентгеновских лазеров, атомно-кинетический расчет.

## 1. Введение

В течение последних двадцати пяти лет, с момента создания первых рентгеновских лазеров, в подавляющем числе экспериментов в качестве рабочей среды используется плазма, образованная при взаимодействии излучения лазера накачки с твердым телом (фольгой) [1–5]. Первые эксперименты по лазерной генерации в рентгеновском диапазоне частот были выполнены с использованием Ne-подобных ионов [1, 3]. Последующие исследования показали, что схема с использованием Ni-подобных ионов является более эффективной, поскольку для получения Ni-подобного иона (с той же длиной волны лазерного перехода, что и в Ne-подобном ионе) требуются в несколько раз более низкие значения электронной температуры. Кроме того, в случае Ni-подобных ионов оптимальная электронная плотность и, следовательно, потери на рекомбинационное излучение в плазме значительно меньше, чем в случае Ne-подобных ионов [5] (см. также обзоры [2–4]).

В течение последнего десятилетия был достигнут прогресс в решении основных проблем, связанных с созданием рентгеновского лазера: 1) уменьшение размеров; 2) увеличение энергии импульса накачки; 3) увеличение частоты повторения импульсов; 4) модификация свойств поверхности мишени с целью увеличения энерговклада импульса накачки; 5) повышение однородности плазмы с целью уменьшения расходимости выходящего коротковолнового излучения и повышения когерентности; 6) повышение однородности интенсивности в фокусном пятне

и т. д. Одной из важнейших задач является оптимизация параметров лазера, генерирующего в диапазоне 10–16 нм, для которого разработаны многослойные зеркала с высоким коэффициентом отражения [6, 7].

В современных рентгеновских лазерах эффективность конверсии по энергии импульса накачки в импульс коротковолнового излучения составляет  $\eta \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ . Максимальная энергия этого излучения в лабораторных установках достигает 20–30 мкДж [7]. В настоящее время эти лазеры используются в биологии, медицине, физике.

Столь низкий коэффициент конверсии обусловлен следующими причинами: 1) малым поглощением излучения лазерной накачки в мишени из-за его отражения и рассеяния; 2) малым объемом активной среды: во время и после облучения твердотельной мишени импульсом накачки происходит ее расширение, и подходящие условия для возникновения эффекта лазерной генерации реализуются в слое плазмы толщиной 40–50 мкм; 3) коротким временем существования инверсии населенности (несколько десятков пикосекунд).

Для достижения усиления спонтанного излучения с длиной волны  $\lambda = 10 - 16$  нм оптимальная электронная плотность в случае Ne-подобных ионов составляет  $n_e^{\text{opt}} \approx 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , электронная температура  $T_e \geq 1.5$  кэВ. В случае Ni-подобных ионов  $n_e^{\text{opt}} > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e > 0.5$  кэВ. При такой плотности в обоих случаях радиационные потери в плазме в результате рекомбинационного и тормозного излучения настолько велики, что не позволяют поддерживать оптимальное состояние плазмы в современных лабораторных установках. Обычно усиление наблюдают с использованием достаточно коротких (не более 1 пс) импульсов накачки. При этом достигаются довольно высокие значения  $T_e$ , так что усиление происходит в ионизационном режиме: ион с оптимальной кратностью ионизации увеличивает ее на единицу за несколько десятков пикосекунд.

Е.П.Иванова. Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 12 июля 2007 г., после доработки – 9 января 2008 г.

В связи с вышеизложенным представляется актуальным поиск более экономичных схем рентгеновских лазеров, обеспечивающих более высокие коэффициенты усиления (по сравнению с Ne- и Ni-подобными ионами) при более низких значениях  $T_e$  и  $n_e$ . К таковым относится схема рентгеновского лазера, основанная на Pd-подобных ионах. Другой, не менее актуальной задачей, является исследование иных схем накачки плазмы, обеспечивающих значительно более высокое поглощение излучения импульса накачки в плазме.

Первые наблюдения усиления спонтанного излучения на переходе  $4d^9 5d [J = 0] - 4d^9 5p [J = 1]$  с  $\lambda = 41.8$  нм в Pd-подобном ионе XeIX [8, 9] показали значительно более высокие значения коэффициентов усиления и более высокую эффективность этой схемы рентгеновского лазера по сравнению со схемами, основанными на Ne или Ni-подобных ионах. Это объясняется по крайней мере двумя причинами:

1. Ионизация электронных оболочек с главным квантовым числом  $n = 6, 7$  происходит при относительно низких значениях  $T_e$  благодаря относительно большому сечению ионизации.

2. Оптимальная электронная плотность относительно невелика:  $n_e^{\text{opt}} \sim 3 \times 10^{18} - 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  для Pd-подобных ионов с атомным номером  $Z = 54 - 75$  соответственно. Таким образом, потери на рекомбинационное и тормозное излучение в схеме на основе Pd-подобных ионов значительно меньше.

В [8, 9] плазма создавалась с использованием ионизации оптическим полем: газ ксенон, находящийся в капиллярной трубке, облучался ультракоротким импульсом лазера накачки высокой интенсивности. Хотя параметры накачки, а также давление газа в трубках были довольно близки в обоих экспериментах, тем не менее результаты работ [8] и [9] значительно различаются. А именно, в [8] насыщение интенсивности выходного излучения при длине плазмы  $L \approx 10$  мм не достигалось, в то время как в эксперименте [9] насыщение было достигнуто при  $L = 4$  мм. В нашей предыдущей работе [10] мы интерпретировали результаты экспериментов [8, 9]. Нами были определены параметры плазмы ( $T_e$ ,  $n_e$ ), достигавшиеся в каждом из экспериментов [8, 9] и был предложен ряд усовершенствований схемы накачки и изменений параметров мишени. Это должно привести к значительному увеличению квантового выхода рентгеновского излучения.

Опубликованная в 1994 г. работа [11] инициировала исследование плазмы, полученной в результате взаимодействия интенсивного лазерного излучения с пучком атомных кластеров. В многочисленных экспериментах разных авторов было показано, что взаимодействие интенсивного лазерного импульса с кластерной мишенью может приводить к образованию плазмы, температура которой на несколько порядков превышает температуру плазмы, образованной в результате взаимодействия такого же источника с газовой или твердотельной мишенью. Основная причина – почти стопроцентное поглощение излучения накачки в такой плазме.

Идея создания рентгеновского лазера в плазме, образованной в результате взаимодействия оптического поля лазера с пучком кластеров ксенона, обсуждалась в нашей работе [12]. Этот подход был впервые реализован в эксперименте [13], в котором наблюдалась сильно нелинейная зависимость интенсивности излучения с  $\lambda = 41.8$  нм

перехода в ионе XeIX от концентрации атомов ксенона. Оптимальная плотность плазмы, определенная в [13], соответствовала результатам экспериментов [8, 9], а также нашим расчетам [10].

Лазерная генерация с  $\lambda = 10 - 16$  нм возможна на переходах тяжелых Pd-подобных ионов с зарядом ядра  $Z > 67$ . В течение последних десяти лет были выполнены тщательные экспериментальные исследования спектров Pd-подобных ионов с  $Z = 52 - 60$  (см. [14] и ссылки в ней). Идентификация длин волн переходов между возбужденными состояниями Pd-подобного иона с  $Z > 60$  известными экспериментальными методами сильно затруднена из-за высокой интенсивности фонового спектра рекомбинационного и тормозного излучений. Спектроскопические данные для тяжелых Pd-подобных ионов ( $64 < Z < 83$ ) известны из единственной работы [15]. В [15] экспериментально наблюдались лишь два наиболее сильных резонансных перехода  $3d^{10} [J = 0] - 3d^9 4f [J = 1]$ . Эта информация недостаточна для воспроизведения всего набора уровней энергий в Pd-подобном ионе с использованием стандартных программ для расчетов атомных спектров.

Расчет спектров тяжелых Pd-подобных ионов был выполнен в наших недавних работах [16, 17] методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения (РТВМП). В [16, 17] были рассчитаны уровни энергий Ag-, Rh- и Pd-подобных ионов с  $Z \leq 86$ .

В настоящее время развиваются технологии достаточно простого производства нанобъектов с контролируемыми размерами: нанопроволочки, кластеры и т.д. Например, стандартный метод производства пучка нанопроволочек олова и свинца представлен в [18]. Развивается производство нанопроволочек других тяжелых элементов. Интенсивно развивается новое направление – спектроскопия пылевой плазмы. В связи с этим представляется перспективным исследовать излучение плазмы, полученной при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с пучком кластеров тяжелых элементов.

В данной работе теоретически исследуется возможность создания рентгеновских лазеров в предположении, что плазма образуется при взаимодействии лазера накачки с пучком кластеров элементов от Eg до Re. Проведен поиск параметров плазмы, оптимальных для наблюдения усиления спонтанного излучения в Pd-подобных ионах от EgXXX до ReXXX. Для расчета констант скоростей процессов, населенностей уровней Pd-подобных ионов в плазме, а также коэффициентов усиления на переходах Pd-подобных ионов от EgXXX до ReXXX использовались результаты [17]. Метод расчета констант скоростей процессов и коэффициентов усиления представлен в работе [19], а также в цитируемой там литературе.

## 2. Рентгеновский лазер на переходах Pd-подобных ионов

На рис.1 показаны два основных лазерных перехода в Pd-подобном ионе:

1.  $4d_{3/2} 5d_{3/2} [J = 0] - 4d_{3/2} 5p_{1/2} [J = 1]$  ( $(5d - 5p)(0 - 1)$ ); усиление спонтанного излучения на этом переходе наблюдалось в [8, 9]. Из верхнего состояния  $[J = 0]$  имеются еще два лазерных перехода в нижние состояния:  $4d_{3/2} 5p_{3/2} [J = 1]$ ,  $4d_{5/2} 5p_{3/2} [J = 1]$ . Однако скорости ра-

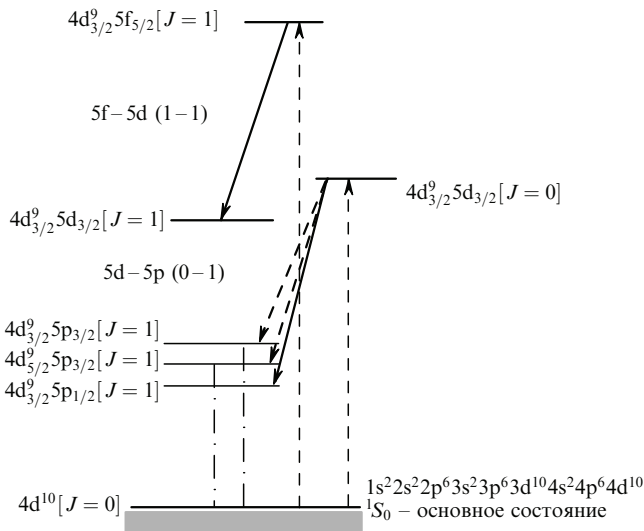


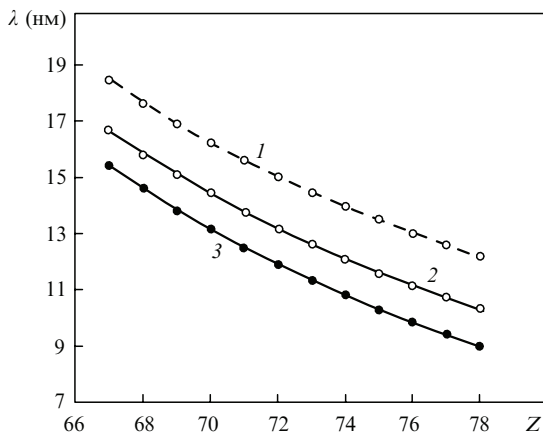
Рис.1. Лазерные переходы в Pd-подобных ионах.

радиационных переходов в эти состояния в Pd-подобных ионах с достаточно малым зарядом ядра  $Z$  (в частности, в XeIX) значительно ниже, поэтому они не наблюдались в [8, 9].

2.  $4d_{3/2}5f_{5/2}[J=1] - 4d_{3/2}5d_{3/2}[J=1]$  ( $5f-5d (1-1)$ ); усиление на этом переходе обусловлено реабсорбцией фотонов с длиной волны, совпадающей с длиной волны данного перехода. В литературе механизм усиления такого рода известен как «оптическая самонакачка». Имеются и другие переходы с аналогичным механизмом усиления, например  $4d_{5/2}5f_{5/2}[J=1] - 4d_{5/2}5d_{3/2}[J=1]$ . Заметим, что усиление на переходах с «оптической самонакачкой» возможно в достаточно плотной плазме.

На рис.2 показаны длины волн трех лазерных переходов в Pd-подобных ионах с  $Z = 67 - 78$ . В работах [8, 9] усиление на переходах второго типа не было зарегистрировано. В ионах с относительно малым  $Z$  коэффициент усиления на переходах, обусловленных реабсорбцией фотонов, относительно мал. Однако оптимальная плотность плазмы увеличивается с ростом  $Z$ , и, следовательно, растет усиление на переходах второго типа. Это ранее было показано для Ne- и Ni-подобных ионов [20].

В настоящей работе кинетика населенностей уровней

Рис.2. Зависимости длин волн лазерных переходов  $4d_{3/2}5f_{5/2}[J=1] - 4d_{3/2}5d_{3/2}[J=1]$  (1),  $4d_{3/2}5d_{3/2}[J=0] - 4d_{3/2}5p_{3/2}[J=1]$  (2) и  $4d_{3/2}5d_{3/2}[J=0] - 4d_{3/2}5p_{1/2}[J=1]$  (3) в Pd-подобных ионах от атомного номера.

Pd-подобных ионов от EгXXIII до ReXXX рассчитывалась с учетом следующих предположений:

1. Плазма имеет форму цилиндра с диаметром  $d$ , равным 100 мкм, и длиной  $L$ .

2. Параметры накачки плазмы ультракоротким импульсом таковы, что плазма образуется мгновенно в момент воздействия импульса на пучок кластеров (нанопроволочек или пыли).

3. Электронная температура  $T_e$  и электронная плотность  $n_e$  плазмы остаются постоянными. Радиационные потери за счет излучения ионов, а также рекомбинационного и тормозного излучения при рассматриваемых плотностях на временном интервале  $\tau < 20$  пс ничтожно малы. Расширение плазмы с  $d = 100$  мкм на указанном временном интервале незначительно.

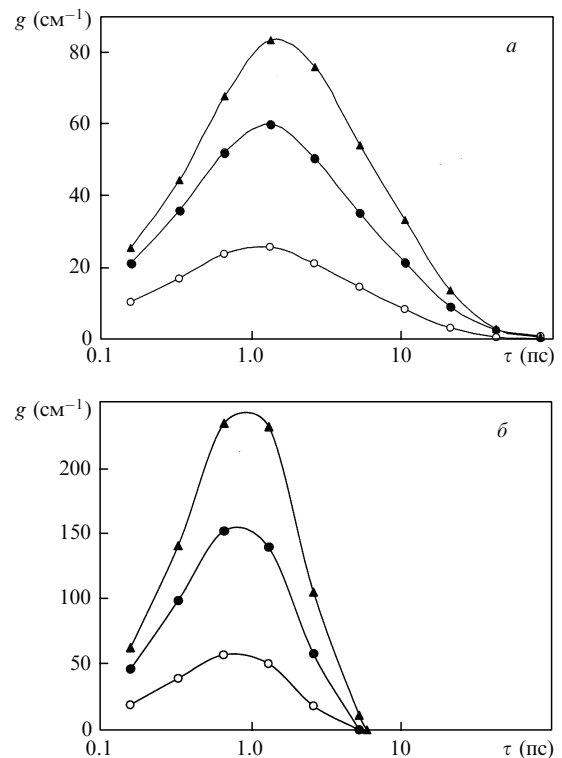
4. При  $\tau = 0$  все ионы плазмы находятся в основном состоянии Pd-подобного иона.

5. Учитывается ионизация Pd-подобных ионов в ионы большей кратности ионизации.

6. Распределение электронов и ионов по энергии является максвелловским (установлено, что форма распределения электронов по скоростям не имеет существенного значения в настоящем расчете).

7. Температура ионов  $T_i = T_e/10$ .

Для каждого иона от EгXXIII до ReXXX рассчитываются зависящие от времени коэффициенты усиления  $g(n_e, T_e, d|\tau)$  для набора значений  $T_e, n_e$ . Для каждого перехода при заданной  $T_e$  оптимальное значение  $n_e = n_e^{opt}$  определяется из условия, что усредненное по времени значение  $\hat{g}(n_e^{opt}, T_e, d|\tau)$  имеет максимальное значение. Выбор временного интервала для усреднения устанавливается из рассмотрения временных зависимостей  $g(n_e, T_e, d|\tau)$ . В качестве примера на рис.3 показана вре-

Рис.3. Временная зависимость коэффициента усиления на двух переходах в YbXXV для  $T_e = 250$  (○), 500 (●) и 1000 эВ (▲): на переходе  $5d-5p (0-1)$  ( $n_e = 4.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\lambda = 13.15 \text{ нм}$ ) (а) и на переходе  $5f-5d (1-1)$  ( $n_e = 2.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $\lambda = 16.24 \text{ нм}$ ) (б).

менная зависимость для двух лазерных переходов в YbXXV:  $5d-5p$  ( $0-1$ ) с  $\lambda = 13.15$  нм и  $5f-5d$  ( $1-1$ ) с  $\lambda = 16.24$  нм. Для каждого перехода расчет выполнен для трех значений  $T_e$ , значения  $n_e$  близки к оптимальным. Заметим, что  $n_e^{\text{opt}}$  перехода  $5d-5p$  ( $0-1$ ) приблизительно в 4.5 раза меньше, чем  $n_e^{\text{opt}}$  для перехода  $5f-5p$  ( $1-1$ ). Затухание усиления для перехода  $5d-5p$  ( $0-1$ ) (рис.3,*a*) обусловлено главным образом ионизацией YbXXV в YbXXVI, в то время как затухание на переходе  $5f-5d$  ( $1-1$ ) происходит благодаря столкновительному смешению уровней, что приводит к уменьшению (исчезновению) инверсии. Из сопоставления рис. 3,*a* и *b* можно видеть, что временной интервал усиления для перехода  $5f-5d$  ( $1-1$ ) значительно короче, чем для перехода  $5d-5p$  ( $0-1$ ).

На рис.4 показаны спектры излучения с учетом усиления для YbXXV, рассчитанные с использованием усредненных по времени значений  $\hat{g}(n_e, T_e, d|\tau)$  при  $T_e = 500$  эВ. Величина  $n_e$  выбрана равной  $n_e^{\text{opt}}$  для каждого из переходов. Длина плазменного шнура выбиралась из условия насыщения интенсивности коротковолнового излучения  $\hat{g}L_{\text{sat}} \approx 14 - 16$ . Для перехода первого типа в рассматриваемом на рис. 4,*a* случае оптимальное  $L_{\text{sat}} \approx 0.6$  см, для переходов второго типа  $L_{\text{sat}} \approx 0.2$  см (рис.4,*b*). На рис. 4,*a* виден второй сильный пик с  $\lambda = 14.41$  нм, соответствующий другому переходу первого типа  $4d_{3/2}5d_{3/2}[J=0] - 4d_{5/2}5p_{3/2}[J=1]$ . На рис. 4,*b*, помимо основного перехода второго типа  $5f-5d$  ( $1-1$ ) с  $\lambda = 16.24$  нм, можно видеть другие сильные линии в области 16.3–16.8 нм, соответствующие другим переходам второго типа. Один

из них – переход  $4d_{5/2}5f_{5/2}[J=1] - 4d_{3/2}5d_{3/2}[J=1]$  с  $\lambda = 16.34$  нм.

При относительно низких  $T_e$  (не более 700 эВ) насыщение интенсивности выходящего излучения обусловлено временным интервалом (продолжительностью) усиления. При больших значениях  $T_e$  (не менее 1000 эВ) усредненное по времени значение  $\hat{g}$  может достигать более  $1000 \text{ см}^{-1}$ ; в этом случае точное значение  $L_{\text{sat}}$  должно определяться на основе расчетов, учитывающих взаимодействие между оптическим полем коротковолнового излучения и Pd-подобным ионом.

Результаты расчета спектроскопических величин и коэффициентов усиления на переходах двух типов в ионах от ErXXIII до ReXXX приводятся в табл.1. Длины волн  $\lambda$ , вероятности радиационных переходов  $A_{ij}$  и переходов, обусловленных столкновениями с электронами  $R$ , рассчитаны методом РТВМП [16, 17]. Для всех ионов расчеты фойгтовской ширины линий  $\Delta\nu$ , излучательной способности единицы объема  $I_0$  и коэффициента усиления  $\hat{g}$  выполнены при  $T_e = 500$  эВ,  $d = 100$  мкм. В табл.1 усреднение по времени функций  $g(\tau)$ ,  $I_0(\tau)$ ,  $\Delta\nu(\tau)$  для перехода  $5d-5p$  ( $0-1$ ) выполнено на временном интервале 0–20 пс, а для перехода  $5f-5d$  ( $1-1$ ) – на временном интервале 0–5 пс. Как видно из табл.1, все приведенные величины плавно изменяются с изменением  $Z$ . Однако коэффициент усиления  $\hat{g}$  демонстрирует скачкообразные изменения в зависимости от  $Z$ , что показывает сильную чувствительность инверсии к смешиванию населенностей уровней благодаря переходам, обусловленным столкновениями иона с электроном.

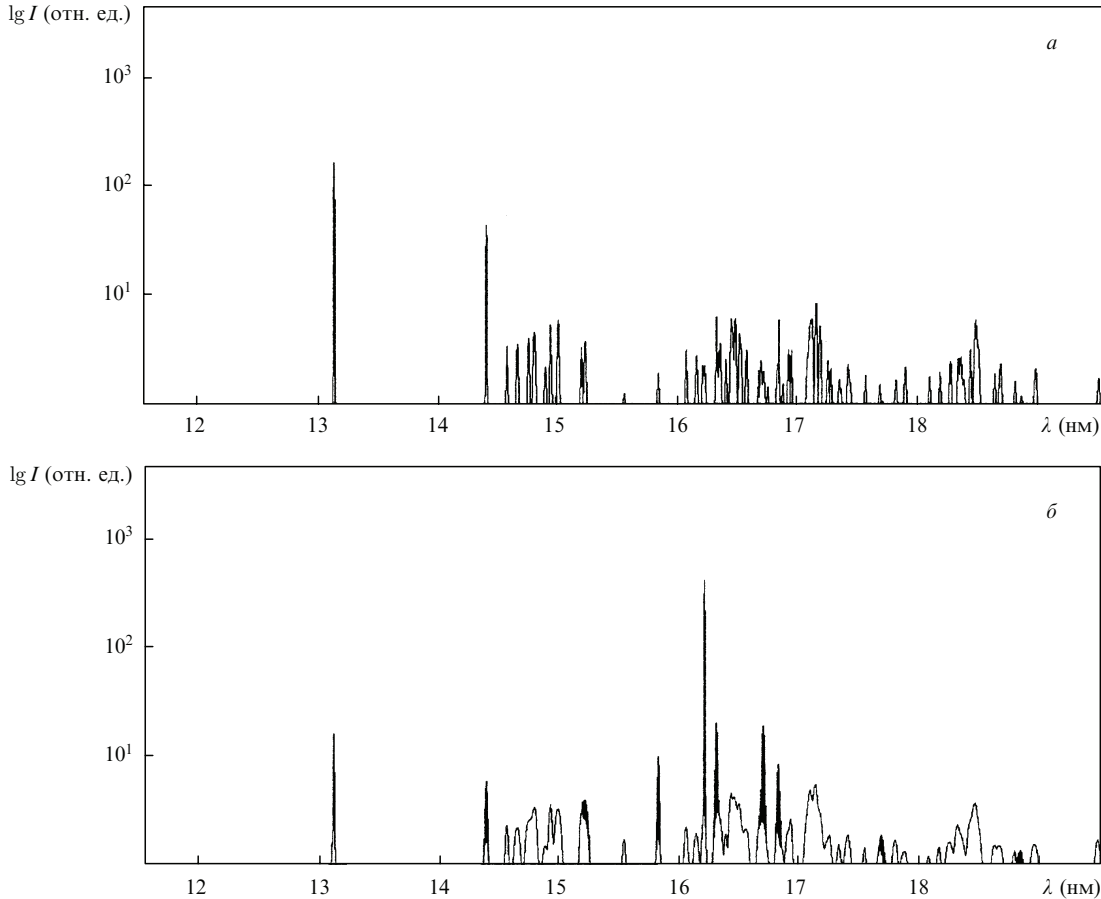


Рис.4. Рассчитанные спектры YbXXV при  $T_e = 500$  эВ,  $d = 100$  мкм с учетом усиления для  $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 0.6$  см (*a*) и  $n_e = 2.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 0.2$  см (*b*).



Табл.1. Характеристики рентгеновского лазера на переходе 5d–5p (0–1), а также на переходе 5f–5d (1–1) с инверсией, обусловленной реабсорбцией фотонов, в Pd-подобных ионах от ErXXX до ReXXX.

Переход	Характеристики	Z							
		68	69	70	71	72	73	74	75
5d–5p (0–1)	$\lambda$ (нм)	14.61	13.84	13.15	12.49	11.88	11.32	10.78	10.29
	$A_{ul}$ ( $10^{10} \text{ c}^{-1}$ )	4.70	5.52	6.44	7.45	8.57	9.80	11.2	12.7
	$A_{l0}$ ( $10^{11} \text{ c}^{-1}$ )	2.69	3.30	3.94	4.65	5.44	6.31	7.26	8.29
	$n_e^{\text{opt}}$ ( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )	3.0	3.0	4.0	4.0	5.0	5.0	6.0	6.0
	$R$ ( $10^{10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ )	9.04	7.90	7.15	6.16	5.64	5.07	4.64	4.04
	$\Delta\nu$ ( $10^{12} \text{ c}^{-1}$ )	1.3	1.2	1.7	1.8	1.6	1.8	2.0	2.3
	$I_0$ ( $10^{29} \text{ эВ} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ )	0.6	0.6	0.8	0.8	1.0	1.2	1.3	1.4
	$\hat{g}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	23.5	21.9	27.8	12.1	29.0	22.7	28.1	14.3
5f–5d (1–1)	$\lambda$ (нм)	17.64	16.92	16.24	15.61	15.02	14.47	13.95	13.47
	$A_{ul}$ ( $10^{10} \text{ c}^{-1}$ )	7.41	7.92	8.43	8.96	9.50	1.00	1.06	1.12
	$A_{l0}$ ( $10^{12} \text{ c}^{-1}$ )	1.06	1.33	1.64	2.00	2.39	2.83	3.31	3.85
	$n_e^{\text{opt}}$ ( $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ )	1.3	1.5	1.7	2.1	2.2	2.7	3.1	3.4
	$R$ ( $10^{11} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ )	2.43	2.35	2.28	2.19	2.09	2.03	2.00	1.73
	$\Delta\nu$ ( $10^{12} \text{ c}^{-1}$ )	2.3	2.7	2.8	4.0	3.3	4.4	4.0	4.5
	$I_0$ ( $10^{29} \text{ эВ} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ )	3.3	3.2	3.3	3.5	4.4	4.2	4.5	4.0
	$\hat{g}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	122.4	75.25	70.0	44.3	67.8	60.2	71.7	36.4

Примечание:  $A_{ul}$  – вероятность радиационного перехода с верхнего рабочего уровня на нижний рабочий уровень;  $A_{l0}$  – вероятность радиационного перехода с нижнего рабочего уровня  $4d_{3/2}5p_{1/2} [J=1]$  в основное состояние;  $A_{l0}$  – вероятность радиационного перехода с верхнего рабочего уровня  $4d_{3/2}5f_{5/2} [J=1]$  в основное состояние;  $R$  – скорость возбуждения уровня электронным ударом из основного состояния;  $\Delta\nu$  – фойгтовская ширина уровня;  $I_0$  – усредненная по времени излучательная способность единицы объема плазмы с длиной волны  $\lambda$  (без учета усиления);  $\Delta\nu$ ,  $I_0$  и  $\hat{g}$  рассчитаны при  $n_e = n_e^{\text{opt}}$ ,  $T_e = 500 \text{ эВ}$ ,  $d = 100 \text{ мкм}$ .

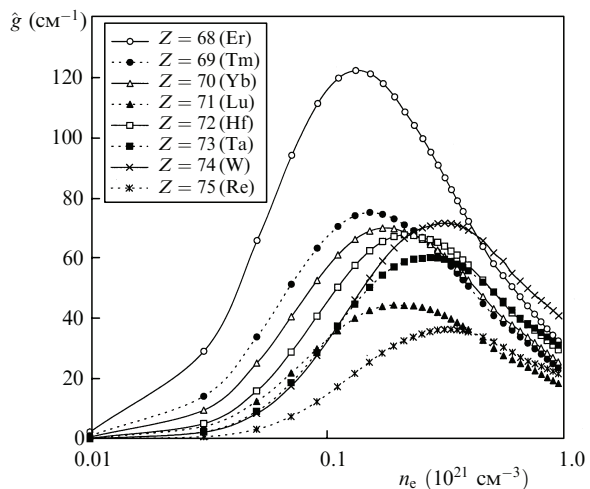
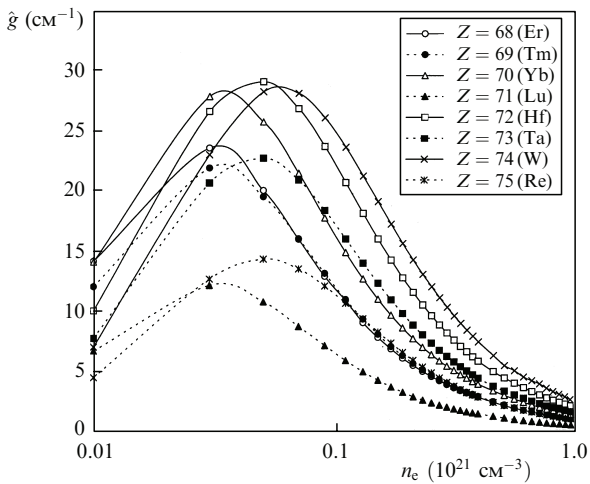


Рис.5. Зависимость усредненного по времени коэффициента усиления  $\hat{g}$  от концентрации электронов  $n_e$  для перехода 5d–5p (0–1) при усреднении 0–20 пс (а) и для перехода 5f–5d (1–1) при усреднении 0–5 пс (б);  $T_e = 500 \text{ эВ}$ .

Для всех ионов от ErXXX до ReXXX зависимости усредненных по времени коэффициентов усиления  $\hat{g}$  от  $n_e$  при  $T_e = 500 \text{ эВ}$  показаны на рис.5. Видно, что большие значения коэффициентов усиления имеют место в широком интервале плотностей.

### 3. Заключение

Выполненное исследование показало, что при  $T_e \approx 500 \text{ эВ}$ ,  $d \approx 100 \text{ мкм}$  и оптимальных значениях  $n_e$  для перехода 5d–5p (0–1) величина  $\hat{g}L \approx 12–15$  при  $L = 0.6–0.7 \text{ см}$ . Такие же значения  $\hat{g}L$  для перехода 5f–5d (1–1) возможны при  $L = 0.2 \text{ см}$ .

Для каждого иона время затухания усиления ( $\tau_{\text{las}}$ ) уменьшается с увеличением  $n_e$ :  $\tau_{\text{las}} = 30–60 \text{ пс}$  для перехода 5d–5p (0–1) и 6–10 пс для перехода 5f–5d (1–1). Величина  $n_e^{\text{opt}}$  для перехода первого типа в 4–5 раз меньше, чем для перехода второго типа. Усиление на переходе второго типа возможно лишь с использованием субпикосекундных импульсов накачки достаточной интенсивности. Усиление на переходе 5d–5p (1–0) возможно с использованием лазеров накачки любой длительности, здесь достаточным условием является достижение  $T_e \geq 250 \text{ эВ}$ .

Схема рентгеновского лазера на переходах Pd-подобных ионов с  $Z = 68–75$ , без сомнений, является наиболее перспективной из всех изучаемых ныне источников интенсивного монохроматического узконаправленного рентгеновского излучения. Наиболее интенсивная генерация может быть получена на ионах YbXXV, HfXXVII, WXXIX. Для ионов LuXXVI, ReXXX эффект значительно слабее.

Для всех рассматриваемых ионов конверсия энергии импульса накачки в энергию рентгеновского излучения может достигать 10% и более при условии почти стопроцентного поглощения энергии импульса накачки; другим принципиальным условием является односторон-

ность плазмы. При этом энергия, затрачиваемая на образование плазмы, в несколько раз меньше, чем в случае создания плазмы для рентгеновских лазеров с такой же длиной волны на переходах Ne- или Ni-подобных ионов. Это обусловлено прежде всего малой энергией отрыва электронов с оболочки с  $n = 6$ . Важнейшим фактором, разумеется, являются величины скоростей возбуждения электронным ударом верхнего рабочего уровня, а также скорости опустошения нижнего рабочего уровня. При достаточно долгом существовании инверсии населенностей значительное влияние оказывает кинетика заселения уровней с учетом переходов между всеми уровнями.

Принципиальным отличием и преимуществом схемы рентгеновского лазера с использованием Pd-подобных ионов является относительно низкая электронная плотность в оптимальных для усиления спонтанного излучения условиях. Не приводя общих формул для величин радиационных потерь  $dE/dv$  на тормозное и рекомбинационное излучение (см., напр., [21]), заметим, что

$$\frac{dE}{dv} \sim n_e n_i Z, \quad (1)$$

где  $\nu$  – частота. Для генерации лазерного излучения в области 10–16 нм в случае Pd-подобных ионов произведение  $n_e^{opt} n_i^{opt}$  на 2–3 порядка меньше, чем в Ni-подобных ионах. Вследствие низкой плотности радиационные потери на собственное излучение ионов также незначительны. Этот результат указывает на то, что поддержание оптимальных условий в плазме относительно большого объема возможно в течение достаточно продолжительных интервалов времени с использованием компактных лабораторных источников.

С помощью табл.1 и рис.5, а также учитывая, что средняя населенность верхнего рабочего уровня составляет 0.01, можно сделать следующую оценку: с использованием пикосекундного лазера накачки с энергией импульса 1 Дж и частотой следования  $10^4 - 10^5$  Гц средняя выходная мощность узконаправленного монохроматического излучения с  $\lambda = 10 - 16$  нм составит  $10^3 - 10^4$  Вт. Подробный пример такого расчета приведен в [12].

Автор благодарит Н.А.Зиновьева за помощь в оформлении рисунков.

1. Rozen M.D., Hagelstein P.L., Matthews D.L., Campbell E.M., Has A.U., Whitten B.L., MacGowan B., Turner R.E., Lee R.W., Charatis G., Busch G.E., Shepard C.L., Rockett P.D. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 106 (1985).
2. MacGowan B.J., Da Silva L.B., Fields D.J., Keane C.J., Koch J.A., London R.A., Matthews D.L., Maxon S., Mrowka S., Osterheld A.L., Scofield J.H., Shimkaveg G., Trebes J.E., Walling R.S. *Phys. Fluids B*, **4**, 2326 (1992).
3. Lewis C.L.S., Keenan R., MacPhee A.G., Moore B., O'Rourke R.M.N., Tallents G.J., Dobosz S., Peshete J., Strati F., Wark J.S., Wolfrum E., Pert G.J., MacCabe S.P., Simms P.A., Allot R., Collier J., Danson C.N., Djaoui A., Neely D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3776**, 292 (1999).
4. Kato Y., Nagashima A., Nagashima K., Kado M., Kawachi T., Tanaka M., Hasegawa N., Sukegawa G., Nanba S., Lu P., Sasaki A. *J. Phys. IV*, **11**, Pr. 2-3, (2001).
5. Klisnick A., Kuba J., Ros D., Smith R., Fourcade P., Jamelot G., Miquel J.-L., Wyart J.-F., Chenais-Popovics C., Keenan R., Topping S.J., Lewis C.L.S., Strati F., Tallents G.J., Neely D., Clarke R., Collier J., MacPhee A.G., Bortolotto F., Nickles P.V., Janulevich K.A. *J. Phys. IV*, **11**, Pr. 211-19 (2001).
6. Sun J.R., Wang Ch., Fang Z.H., Wang W., Xiong J., Wu J., Fu S.Z., Gu Y., Wang S.J., Zhang G.P., Zheng W.D., Huang G.L., Guan F.Y., Xie X.L. *Proc. Conf. X-Ray Laser 2006* (Berlin: Springer, 2007, p. 93, 415).
7. Janulevich K.A., Lucianetti A., Priebe G., Sandler W., Nickless P.V. *Phys. Rev. A*, **68**, 051802(R) (2003).
8. Lemoff B.E., Barty C.P.J., Harris S.E. *Opt. Lett.*, **19**, 569 (1994).
9. Sebban S., Sebban S., Haroutunian R., Balcou Ph., Grillon G., Rousse A., Kazamias S., Marin T., Rousseau J.P., Notebaert L., Pittman M., Chambaret J.P., Antonetti A., Hulin D., Ros D., Klisnick A., Carillon A., Jaegle P., Jamelot G., Wyart J.F. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3004 (2001).
10. Иванова Е.П., Иванов А.Л. *Квантовая электроника*, **34**, 1013 (2004).
11. McPherson A., Thompson B.D., Borisov A.B., Boyer K., Rhodes C.K. *Nature*, **370**, 631 (1994).
12. Иванова Е.П., Иванов А.Л. *ЖЭТФ*, **100**, 844 (2005).
13. Chu H.-H., Tsai H.-E., Chou M.-C., Yang L.-S., Lin J.-Y., Lee C.-H., Wang J., Chen S.-Y. *Phys. Rev. A*, **71**, 061804 (R) (2005).
14. Churilov S.S., Ryabtsev A.N., Wyart J.-F., Tchang-Brillet W.Ü.L., Joshi J.N. *Phys. Scripta*, **71**, 589 (2005).
15. Sugar J., Kaufman V., Rowan W. *J. Opt. Soc. Am.*, **10**, 799 (1993).
16. Иванова Е.П. *Оптика и спектроскопия*, **94**, 181 (2003).
17. Иванова Е.П. *Оптика и спектроскопия*, **103**, 757 (2007).
18. Michotte S. *Int. J. Mod. Phys. B*, **17**, 4601 (2003).
19. Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V., Molchanov A.G. *Phys. Scripta*, **53**, 653 (1996).
20. Ivanova E.P., Zinoviev N.A. *Phys. Lett. A*, **274**, 239 (2000).
21. Abou-Ali Y., Demir A., Tallent G.F., Edwards M., King R.E., Pert G.J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 4097 (2003).