

05

Рентгеновские лазеры в потоках кластеров и в наноструктурированных мишенях

© Е.П. Иванова

Институт спектроскопии РАН,
108840 Троицк, Москва, Россия
e-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 25.02.2019 г.

В окончательной редакции 25.02.2019 г.

Принята к публикации 15.03.2019 г.

Дан краткий обзор недавних работ, посвященных моделированию рентгеновских лазеров в потоках кластеров и в наноструктурированных мишенях. Расчеты атомных характеристик основаны на релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения. Обсуждены два новых результата. 1. Показано, что субпикосекундный рентгеновский лазер с $\lambda = 41.8$ nm, образованный в потоке кластеров ксенона, может служить альтернативой лазеру на свободных электронах. 2. В тяжелых Ni-подобных ионах ($Z \geq 60$) процессы ионизации иона и рекомбинации электронов на ион сбалансированы при электронных температурах ≥ 1500 eV, таким образом, состояние Ni-подобного иона квазистационарно. Квази-стационарными также являются инверсии уровней рентгеновского лазера для многих переходов. Обсуждена возможность экспериментального наблюдения рентгеновских лазеров на внутри-оболочечных переходах $Gd^{36+}: 3p^5 4d^{10} 4p [J = 0] - 3p^6 3d^9 4p [J = 0]$ с длинами волн в области водяного окна.

Ключевые слова: Ni-подобные ионы, рентгеновские лазеры.

DOI: 10.21883/OS.2019.07.47933.121-19

Введение

Рентгеновские лазеры (РЛ) являются основой для разработок ряда прорывных технологий. Наиболее важные из них: инициация реакции термоядерного синтеза в тяжелом водороде, создание источников излучения для нанолитографии нового поколения, разработка оптических приборов военного предназначения, исследование биологических нанообъектов, использование в геномной инженерии, медицине и пр. Первые РЛ наблюдались в плазме, образованной в результате взаимодействия лазера накачки с твердотельными мишенями на переходах Ne-подобных [1,2] и Ni-подобных ионов [3–5]. В последующих работах велись исследования по увеличению коэффициента конвертируемости (КК) энергии накачки в энергию выходящего излучения РЛ. Кроме того, разрабатывались методы повышения пространственной и временной когерентности луча РЛ.

В последнее десятилетие исследуется взаимодействие потоков кластеров с интенсивным лазерным излучением инфракрасного диапазона с целью создания горячей плотной плазмы, которая служит источником излучения в области дальнего ультрафиолета. Механизм образования такой кластерной плазмы — ионизация оптическим полем (ИОП) кластеров в потоке. Одно из направлений таких исследований — создание РЛ с $\lambda = 1-40$ nm. К настоящему времени в потоке кластеров криптона уже создан компактный недорогой РЛ с $\lambda = 32.8$ nm с квантовым выходом 10^{12} photon/impulse, пригодный для многих типов исследований [6]. Коэффициент конверсии в [6] составляет $5 \cdot 10^{-6}$.

РЛ в потоке кластеров является этапом на пути создания РЛ в твердых наноструктурированных мишенях при условии достаточной интенсивности лазера накачки. Очевидным преимуществом плазмы, образованной в потоке кластеров, является относительная простота изменения параметров плазмы посредством варьирования давления газа в резервуаре, соединенном с соплом. Экспериментальные исследования РЛ в потоках кластеров [6–8] продемонстрировали фундаментальные преимущества использования наноструктурированных/кластерных мишеней для создания высокотемпературной плотной лазерной плазмы. Основные из них перечислим: i) малое отражение луча накачки от кластеров; ii) возможно поглощение более чем 90% энергии накачки; iii) возможно достижение чрезвычайно высокой (~ 10 keV) температуры электронов; iv) отсутствие осколков в плазме; v) энерговклад, а также ионная и электронная температуры в плазме контролируются размером кластеров, а также контрастностью импульса накачки; vi) плотность плазмы контролируется плотностью кластеров и их размером; vii) плазма характеризуется высокой чистотой и отсутствием оксидов. viii) Для реализации механизма ИОП необходима высокая интенсивность импульса накачки, т. е. его продольное распространение.

С использованием гауссовой формы импульса лазерной накачки возникает радиальная неоднородности плазмы по мере прохождения луча накачки через мишень, которая приводит к различному коэффициенту преломления распространяющегося луча в различных точках плазмы. Таким образом, чем длиннее плазменный

шнур, тем больше неоднородность вдоль радиуса и соответственно тем больше расходямость выходящего РЛ. Расходямость выходящего излучения РЛ приводит к нарушению когерентности. Несомненным преимуществом твердых наноструктурированных мишеней является возможность достижения высокой степени когерентности выходящего луча РЛ за счет использования конусообразной формы мишени. Для каждой ситуации угол вершины конуса подбирается экспериментально с целью полностью компенсировать расходямость выходящего луча РЛ. В экспериментах [6–8] использовались многоимпульсные схемы накачки, поэтому коэффициент конверсии энергии накачки в энергию РЛ не превышал 10^{-5} .

Высокоэффективные РЛ возможны в потоках кластеров и в наноструктурированных мишенях с использованием одного импульса накачки. В потоках кластеров повторяемость импульсов может достигать более 10^5 . Проблема является многопараметрической; создание РЛ с одноимпульсной накачкой предполагает предварительную детальную разработку теоретической модели, в которой рассчитываются оптимальные параметры плазмы для достижения максимального энергетического выхода излучения РЛ. В радиационно-столкновительной модели РЛ коэффициенты усиления рассчитываются по известной формуле

$$g = A_{ul}\lambda^2 [N_{up} - (g_{up}/g_{low})N_{low}] / 8\pi\Delta\nu_0, \quad (1)$$

где A_{ul} — вероятность радиационного перехода с верхнего (up) на нижний (low) рабочий уровень; λ — длина волны перехода РЛ; $N_{up} = n_i P_{up}$ и $N_{low} = n_i P_{low}$ — концентрации рабочих ионов, находящихся в верхнем и нижнем состояниях, т.е. плотность рабочих ионов, P_{up} , P_{low} — населенности уровней; g_{up} , g_{low} — статистические веса верхнего и нижнего уровней. Профиль линии РЛ определяется сверткой доплеровского профиля и профиля, обусловленного радиационными и столкновительными переходами. Ширина в центре линии $\Delta\nu_0$. Профиль Фойгхта определяется упрощенным методом, предложенным в [9]. Населенности уровней рабочего иона определяются решением кинетических уравнений с заданными скоростными коэффициентами — вероятностями радиационных переходов и переходов, обусловленных электрон-ионными столкновениями. В кинетических уравнениях учтены уровни ионов соседних стадий ионизации (Cu-подобной и Co-подобной). Учитываются все элементарные процессы, связывающие уровни рабочего иона с энергетическими уровнями соседних ионов [10]. Учет этих процессов в кинетических уравнениях позволяет рассчитать эволюцию ионизации рабочего иона в состоянии иона с более высокой степенью ионизации. Значения населенностей верхнего и нижнего рабочих уровней являются величинами одного порядка; в результате вычитания в уравнении (1) первые значащие цифры сокращаются. Очевидно, что для достижения

хорошей точности значений $g(t)$ необходимы высокоточные значения скоростных коэффициентов в кинетических уравнениях. В нашей модели расчет уровней энергий и скоростных коэффициентов выполняется методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения (РТВМП) [11,12]. С использованием нашей модели Ne-подобная схема РЛ исследовалась в [13–15], Ni-подобная — в [16–22], Pd-подобная — в [23–27].

В настоящей работе представлен обзор и добавлены новые результаты касательно недавно разработанных моделей РЛ, использующих один импульс накачки.

Ультракороткий рентгеновский лазер с длиной волны 41.8 nm в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундного лазера накачки с потоком кластеров ксенона, — альтернатива лазеру на свободных электронах

Рентгеновские лазеры на свободных электронах (РЛСЭ) с длиной волны 1–10 nm и продолжительностью ~ 15 fs позволяют создавать голографические изображения нанообъектов за времена, сопоставимые с временами внутриатомных движений [28]. В 2017 г. в Гамбурге начал работать уникальный РЛСЭ, имеющий 6 станций для изучения быстротекающих процессов в физике, химии, материаловедении, для исследования структур биологических макромолекул и пр.

Для многих применений возможно использование компактных РЛ с достаточно малыми длинами волн и с длительностью импульса менее 1 ps. Контрастное изображение нанообъекта достигается при условии, что в одном импульсе РЛ количество фотонов составляет более 10^{12} при достаточно высокой степени когерентности луча РЛ. Преимущества использования в качестве мишеней потоков кластеров для создания высокоэффективных РЛ перечислены во введении (пункты i–vii). Эти разработки, а также большое значение сечения возбуждения электронным ударом верхнего рабочего уровня в Xe^{8+} (состояние Pd-подобного ксенона) являются предпосылками для достижения высоких значений коэффициентов усиления в плазме при оптимальных значениях электронной плотности n_e , температуры T_e , а также при правильно заданной геометрии плазменного шнура. Важнейшей предпосылкой для создания субпикосекундного РЛ является сильное возрастание сечения возбуждения электронным ударом верхнего рабочего уровня в Xe^{8+} при увеличении T_e . В оптимальных условиях ионизация Xe^{8+} происходит за время $\ll 1$ ps, что обеспечивает возможность создания эффективного РЛ с ультракоротким временем излучения t_{las} . Ниже приводится модельный расчет коэффициентов усиления $g(t)$ и энергетических выходов на переходе

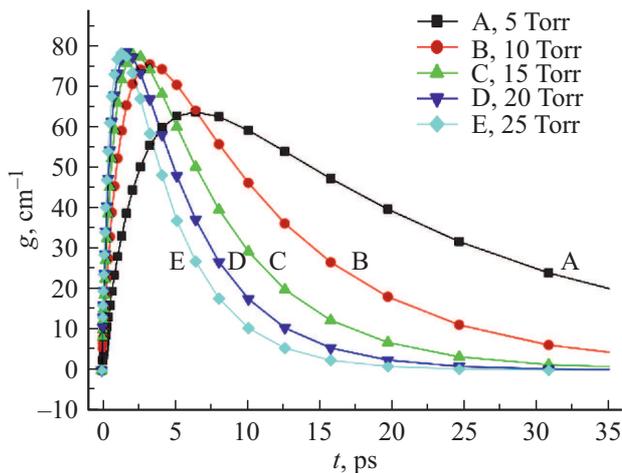


Рис. 1. Эволюция коэффициента усиления $g(t)$ в Pd-подобном ксеноне (Xe^{8+}) на переходе $4d_{5/2}5d_{5/2}[J=0]-4d_{5/2}5p_{3/2}[J=1]$. Расчет выполнен при $T_e = 300$ eV, 4 — состояние вакансии в остоле $4d^{10}$, 5 — состояние электрона над остовом. $d = 25 \mu\text{m}$ для значений атомарной плотности 5, 10, 15, 20 и 25 Torr. Для сопоставления см. рис. 4 из [29].

$4d5d[J=0]-4d5p[J=1]$ с $\lambda = 41.8$ nm в Pd-подобном ксеноне в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундного лазера накачки с потоком кластеров ксенона. Проводится сопоставление с экспериментально измеренной эволюцией $g(t)$, выполненной в [31] для разных значений плотности плазмы. Обсуждаются условия создания ультракороткого рентгеновского лазера с выходом $> 10^{12}$ photon/s.

В нижеприведенных расчетах мы полагаем, что плазма — однородный цилиндр с диаметром $d = 25 \mu\text{m}$; T_e и T_i постоянны в течение усиления. Полагаем, что интенсивность фемтосекундного лазера накачки $\geq 10^{16}$ W/cm². В этом случае фракция Pd-подобного ксенона $[\text{Xe}^{8+}]$ после ионизации оптическим полем составляет 0.9 от полного числа ионов (см. расчеты [30] и эксперимент [31]). При использовании потока кластеров в качестве мишени нагрев плазмы происходит в результате взрыва ионизованного кластера; в начальный момент после взрыва $T_i \gg T_e$, однако термализация (выравнивание) электрон-ионных температур при высокой плотности плазмы ($n_i \geq 10^{19}$ cm⁻³) происходит на временном интервале ~ 100 fs. Поэтому в настоящем расчете мы используем $T_e = T_i$. Это условие существенно отражается на доплеровской ширине линий переходов, тем не менее при высоких плотностях ($n_i \geq 10^{19}$ cm⁻³) уширение линий, обусловленное электрон-ионным столкновением, превышает доплеровское.

Рисунок 1 представлен для сопоставления нашего расчета $g(t)$ с экспериментом [29], где плазма создавалась методом ИОП атомарного ксенона в кювете. На рис. 1 показаны зависимости от времени коэффициентов усиления $g(t)$ линии 41.8 nm в Xe^{8+} . Расчет, как и эксперимент, выполнены для $T_e = 300$ eV и различных

значений плотности атомарного газа ксенона: 5, 10, 15, 20, 25 Torr, что соответствует атомной плотности $n_i = (1.75, 3.5, 5.25, 7.0, 8.75) \cdot 10^{17}$ cm⁻³. Здесь для плазмы атомарного газа ксенона используем $T_i = T_e/4$. В нашем расчете диаметр плазмы $d = 25 \mu\text{m}$; вариация диаметра в пределах 20–50 μm не влияет существенно на результат. Сопоставление рис. 1 настоящей работы с рис. 4 из [29] демонстрирует очень близкое совпадение продолжительности импульсов, максимальных значений величин $g(t)$, формы кривых и зависимостей от плотности плазмы. Заметим, что предварительные расчеты кривых $g(t)$ были представлены нами в ранней работе [23], которая была выполнена до эксперимента [29]. Продолжительность импульса РЛ t_{las} уменьшается с увеличением плотности плазмы по закону немного более медленному, чем $1/n_i$, для указанного диапазона плотности.

На рис. 2 показаны результаты аналогичного расчета величин $g(t)$ в предположении, что плазма образована в результате ИОП потока кластеров ксенона. Здесь $T_i = T_e$. Изменения поведения графиков на рис. 2 по сравнению с рис. 1 обусловлены двумя факторами: 1) увеличение ширины линии за счет увеличения доплеровского эффекта; 2) увеличение инверсии и коэффициента усиления за счет увеличения T_e при увеличении n_i . При малых плотностях ($n_i \leq 10^{18}$ cm⁻³) и $T_e \leq 1000$ eV превалирует эффект уширения линии, поэтому $g(t)$ ниже, чем соответствующие кривые на рис. 1. При больших плотностях ($n_i \geq 5 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, $T_e \geq 5000$ eV) превалирует эффект высокой скорости заселения верхнего рабочего уровня. Результаты, приведенные на рис. 2, рассчитаны для плазмы с атомарной плотностью в диапа-

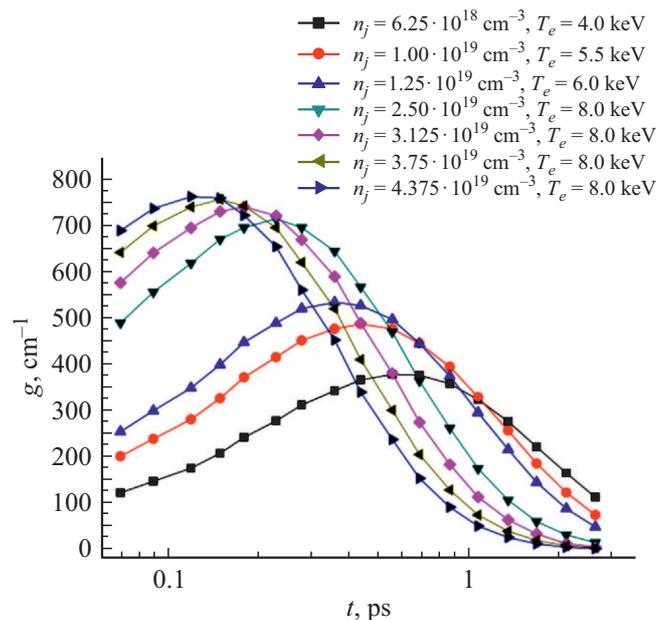


Рис. 2. Временные характеристики коэффициентов усиления при плотности ионов $n_i = (6.25-43.75) \cdot 10^{18}$ cm⁻³ и $T_e = 4-8$ keV.

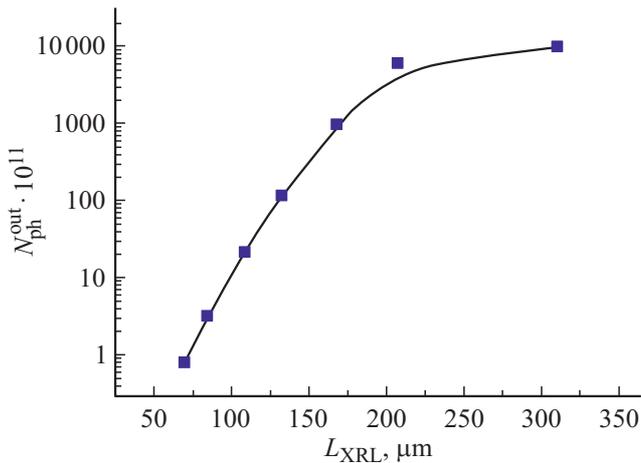


Рис. 3. Зависимость от длины плазмы квантового выхода фотонов РЛ с $\lambda = 41.8 \text{ nm}$.

зоне $(6.25-43.75) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 4-8 \text{ keV}$. Как видно из рисунка, при $n_i \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ время достижения максимума $g(t) \sim 100 \text{ fs}$, а затухания $t_{\text{las}} \sim 1 \text{ ps}$, длина мишени L может быть $\sim 300 \mu\text{m}$. Выбор длины обусловлен энергией и условиями накачки, а также желаемым t_{las} .

Квантовые выходы фотонов с $\lambda = 41.8 \text{ nm}$ ($N_{\text{out}}^{\text{ph}}$) в зависимости от длины мишени представлены на рис. 3 для оптимальных параметров плазмы. Величина $N_{\text{out}}^{\text{ph}} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ photon/s}$ на длине плазменного шнура $120 \mu\text{m}$, что соответствует продолжительности РЛ импульса $\sim t_{\text{las}} \sim 300 \text{ fs}$. Параметры плазмы, соответствующие максимальному выходу при $t_{\text{las}} \approx 1 \text{ ps}$: $L = 300 \mu\text{m}$, $n_i = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 8 \text{ keV}$; $N_{\text{out}}^{\text{ph}} \approx 1.7 \cdot 10^{13} / \text{impulse}$. Насыщение РЛ по величине L происходит при $L \sim 300 \mu\text{m}$, что соответствует $t_{\text{las}} \sim 1 \text{ ps}$.

Оптимальные условия для субпикосекундного лазера (при использовании метода ИОП кластеров ксенона) находятся в довольно узком диапазоне атомных плотностей: $(2.25-2.35) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Очевидно, что для отсечения послесвечения при заданном t_{las} после начала выхода импульса РЛ с $\lambda = 41.8 \text{ nm}$ необходимо разработать систему оптического затвора на выходе из плазмы.

Длина волны перехода РЛ в Xe^{8+} ($\lambda_{\text{las}} = 41.8 \text{ nm}$) может с высокой точностью совпадать с 19-й гармоникой фемтосекундного лазера накачки, генерируемой в кювете с нейтральным ксеноном. Излучение высокой гармоники является пространственно когерентным. В эксперименте [29] разработана мультитерраваттная система накачки: Ti — сапфировый лазер (34 fs) с длиной волны 815 nm, в которой распространение луча РЛ в мишени и 19-й гармоники совпадают по времени. С помощью такой суперпозиции лучей было достигнута высокая степень когерентности выходящего луча РЛ.

В табл. 1 выполнено сопоставление технических характеристик РЛ на свободных электронах нового по-

коления и предлагаемого выше РЛ в потоке кластеров ксенона.

Классификация переходов рентгеновских лазеров в Ni-подобных ионах

На рис. 4 показана новая схема возможных переходов РЛ в ионах Ni-подобной последовательности. Лазерные переходы показаны наклонными штриховыми стрелками; радиационные распады нижнего рабочего уровня показаны вертикальными штрихпунктирными стрелками; быстрое заселение верхних рабочих уровней из основного состояния за счет электрон-ионных столкновений показано сплошными вертикальными стрелками. Для упрощения на рис. 4 показан лишь один стандартный переход $3d4d [J=0] - 3d4p [J=1]$, здесь используем обозначения: 3 — состояние вакансии, 4 — состояние электрона. Обзор экспериментов для обоих стандартных переходов можно найти в [32].

В стандартных переходах РЛ инверсия рабочих уровней возникает благодаря сильному монополюсному возбуждению электронным ударом верхнего рабочего уровня $3d4d [J=0]$ и быстрому радиационному распаду нижнего рабочего уровня $3d4p [J=1]$. Уточненные длины волн двух стандартных переходов РЛ в Ni-подобных ионах приведены в [33], где показано, что точность расчета [33] находится в пределах ошибок экспериментальных измерений длин волн.

Менее изученным является переход РЛ, инверсия которого обусловлена сильным перепоглощением (реабсорбцией) фотона, излучаемого с самого сильного резонансного уровня $3d_{3/2}4f_{5/2} [J=1]$. Благодаря эффекту реабсорбции радиационное опустошение резонансного уровня в плазме на ~ 2 порядка меньше, чем в изолированном ионе. Рисунок 4 показывает быстрое возбуждение электронным ударом этого уровня из основного состояния $3d^{10}$. Реабсорбция резонансного фотона приводит к увеличению населенности уровня и к инверсии относительно уровня $3d_{3/2}4d_{3/2} [J=1]$. РЛ на переходе $3d_{3/2}4f_{5/2} [J=1] - 3d_{3/2}4d_{3/2} [J=1]$ предсказывался в теоретической работе [34] и изучался экспериментально в [35,36]. Особенностью этого перехода РЛ является чрезвычайно короткая продолжительность лазерного эффекта, что затрудняет его наблюдение. Длины волн РЛ с оптической самокачкой в Ni-подобных ионах с $Z \leq 79$ рассчитаны в нашей работе [37], где установлено, что в Sn^{22+} ($Z = 50$), $\lambda_{\text{las}} \sim 134 \text{ \AA}$. Для этой области излучения многослойные зеркала Mo/Si были разработаны еще в 1993 г. [38]. В Xe^{26+} ($Z = 54$) $\lambda_{\text{las}} \sim 11.3 \text{ nm}$; для этой области серия измерений коэффициентов отражения от многослойного зеркала Mo/Be при нормальном падении выполнена в [39]. В Yb^{42+} ($Z = 70$), $\lambda_{\text{las}} \sim 67.25 \text{ \AA}$. Многослойные зеркала на основе La/B для длин волн 67.1–68.9 \AA разработаны в [40].

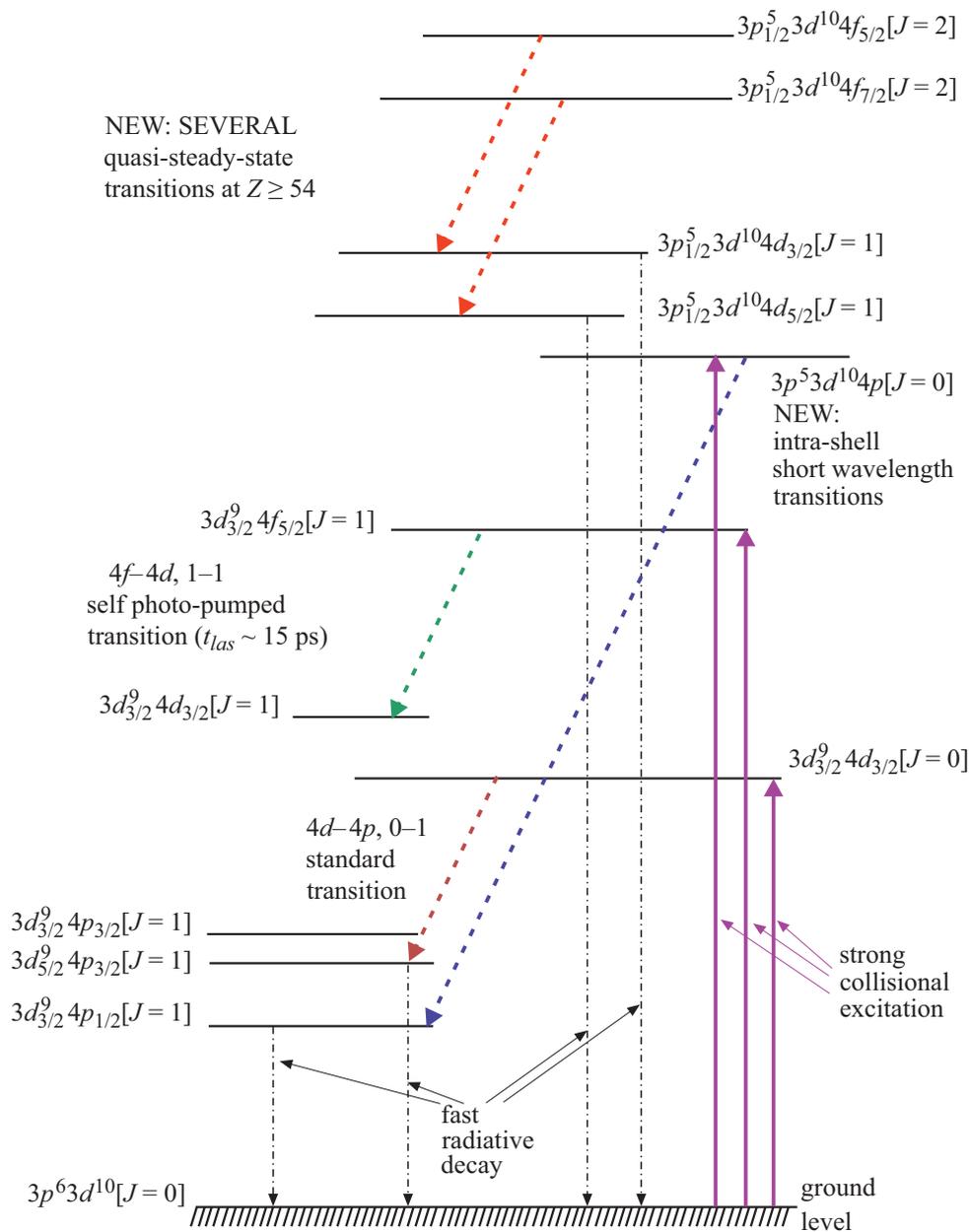


Рис. 4. Классификация переходов РЛ в Ni-подобных ионах.

В [22] выполнен модельный расчет РЛ с оптической самонакачкой с $\lambda \sim 13.4$ nm на переходе $3d_{3/2}^9 4f_{5/2} [J=1] - 3d_{3/2}^9 4d_{3/2} [J=1]$ в Sn^{22+} . Предполагалось, что плазма формируется при взаимодействии наноструктурированной мишени олова ($d = 40$ μm , $L_{\text{max}} = 0.5$ cm) с интенсивным источником накачки: $I_{\text{pump}} \sim 8 \cdot 10^{17}$ W/cm², $E_{\text{pump}} \leq 1$ J, продолжительностью $t_{\text{pump}} \sim 120$ fs. Продолжительность эффекта РЛ $t_{\text{las}} \sim 15$ ps. При оптимальных параметрах плазмы — $n_i = 1.4 \cdot 10^{19}$ cm⁻³, $n_e \sim 3 \cdot 10^{20}$ cm⁻³, $T_e \approx 2000$ eV — энергетический выход РЛ может составлять до 0.3% от E_{pump} .

На рис. 4 вверху показаны переходы РЛ между высоковозбужденными уровнями Ni-подобных ионов. Это

уровни конфигураций, соответствующих возбуждению электрона из оболочки $3p^6$. Эти состояния не изучались экспериментально, также нет экспериментальных результатов по наблюдению РЛ на этих переходах. Однако аналогичная схема РЛ на переходах Ne-подобного германия была продемонстрирована в [41]. В нашей работе [21] детально исследовались РЛ в потоке кластеров ксенона; рассматривались переходы, длины волн которых соответствуют высоким коэффициентам отражения от многослойных зеркал. Эти переходы, их длины волн и вероятности радиационных переходов между верхними и нижними рабочими уровнями РЛ представлены в табл. 2. В [21] впервые исследованы новые механизмы образования инверсии на переходах 81–69, 89–76. Оптимальные

Таблица 1. Сопоставление характеристик РЛ в потоке кластеров ксенона и РЛ на свободных электронах

Характеристики	Рентгеновский лазер в потоке кластеров ксенона	Рентгеновский лазер нового поколения в Гамбурге
Размер	Table-top (небольшое помещение)	Длина 3.5 km
Длина волны λ_{las}	41.8 nm	0.05–6 nm
Частота повторения импульса РЛ	10^5 s^{-1}	$2.7 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
Стоимость	От одного миллиона евро, обслуживание ~ несколько человек	1.5 миллиардов евро + дорогостоящее обслуживание
Распространенность	Возможно создание множества установок	Уникальная установка в Европе
Наименьшая продолжительность импульса РЛ (t_{las})	$\leq 300 \text{ fs}$	$\sim 100 \text{ fs}$

Таблица 2. РЛ переходы в Xe^{26+} в области 9.9, 13.5 и 11.3 nm

Порядковый номер уровня	Верхний уровень J	Нижний уровень J	λ , nm	Вероятность радиационного перехода
Стандартный переход				
35–12	$3d_{3/2}4d_{3/2} 0$	$3d_{5/2}4p_{3/2} 1$	9.9	$1.0 \cdot 10^{11}$
Переходы между высоковозбужденными уровнями				
80–68	$3p_{1/2}4d_{5/2} 2$	$3p_{1/2}4p_{3/2} 1$	13.86	$1.1 \cdot 10^{11}$
81–69	$3p_{1/2}4d_{5/2} 3$	$3p_{1/2}4p_{3/2} 2$	13.89	$1.2 \cdot 10^{11}$
89–76	$3p_{3/2}4f_{7/2} 2$	$3p_{3/2}4d_{5/2} 1$	13.35	$1.1 \cdot 10^{13}$
93–79	$3p_{1/2}4f_{5/2} 2$	$3p_{1/2}4d_{3/2} 1$	13.0	$1.1 \cdot 10^{11}$
Переход с оптической самонакачкой				
57–28	$3d_{3/2}4f_{5/2} 1$	$3d_{3/2}4d_{3/2} 1$	11.3	$4.4 \cdot 10^{10}$

параметры плазмы и энергетические выходы рассчитаны для каждой линии РЛ.

Ошибка расчета длин волн переходов между уровнями нижних конфигураций $3d^9 4l$ составляет $\sim \pm 0.1 \text{ nm}$; для переходов между высоковозбужденными конфигурациями $3p^5 3d^{10} 4l$, где велико влияние неучтенных корреляционных эффектов, ошибка может быть несколько больше. Для переходов между высоковозбужденными состояниями указано четыре сильных РЛ-перехода, которые могут перекрываться, образуя профиль шириной $\sim 0.2\text{--}0.3 \text{ nm}$ с центром в области 13.4–13.5 nm. Такие профили наблюдались экспериментально в потоках кластеров ксенона при изучении спектров ионов Xe^{26+} [42–44]. Несмотря на чрезвычайно высокий коэффициент конверсии для линий в области 13.4–13.5 nm (до 0.5%) и 11.3 nm (до 2%), в этих работах не сообщалось о наблюдении эффекта РЛ.

Рассчитанные здесь длины волн λ_{las} предлагаются для использования соответствующих РЛ в качестве источников для проекционной нанолитографии. Разработанные многослойные зеркала обладают высоким коэффициентом отражения в довольно узкой области спектра,

обычная ширина составляет несколько ангстрем. В нашей работе [20] предлагается проект прецизионного измерения длины волны РЛ, образованного в результате взаимодействия наноструктурированной мишени с интенсивным ультракоротким импульсом накачки.

Рентгеновские лазеры в области водяного окна на внутриоболочечных переходах Ni-подобных ионов

На рис. 4 показана схема РЛ на внутриоболочечных переходах Ni-подобных ионов: $3p4p[J=0] \rightarrow 3d4p[J=1]$. Здесь переход происходит из высоковозбужденного состояния вакансии $3p$ в состояние вакансии $3d$, электрон $4p$ является „наблюдателем“. Механизм инверсии внутри-оболочечных переходов аналогичен механизму инверсии стандартных переходов (рис. 4), однако их длины волн примерно в два раза короче длин волн стандартных переходов. Здесь выполнен модельный расчет коэффициентов усиления $g(t)$ для двух наиболее сильных переходов

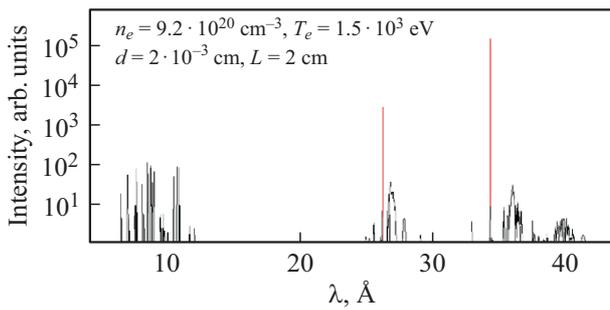


Рис. 5. Модельный спектр излучения плазмы, показывающий линии Gd^{36+} с $\lambda \sim 2.62$ и 3.43 nm с учетом усиления РЛ. Расчет выполнен в условиях оптимальных параметров плазмы.

дов $3p_{1/2}4p_{1/2}[J=0]-3d_{3/2}4p_{1/2}[J=1]$ ($\lambda \sim 2.62$ nm) и $3p_{3/2}4p_{3/2}[J=0]-3d_{5/2}4p_{3/2}[J=1]$ ($\lambda \sim 3.43$ nm) в Ni-подобном гадолинии (Gd^{36+}). Оба перехода соответствуют области „водяного окна“, которое находится между краями K -поглощения углерода (4.37 nm) и кислорода (2.33 nm). Излучение РЛ формируется в плазме, образованной при взаимодействии интенсивного лазера накачки с мишенью наноструктурированного гадолиния. В нашей работе [20] были найдены оптимальные условия для стандартного перехода $3d4d[J=0]-3d4p[J=1]$ в Gd^{36+} с $\lambda_{las} = 6.748$ nm. В [20] было показано, что если T_e находится в пределах 1500–2000 eV, то процессы ионизации электронов из рабочего иона Gd^{36+} и рекомбинации электронов на этот ион сбалансированы, в этом случае ионизационный баланс в плазме, населенности уровней и инверсии являются квазистационарными на временном интервале ~ 100 ps. Это утверждение справедливо для стандартных внутриоболочечных и многих других переходов РЛ в Gd^{36+} .

В оптимальных условиях асимптотическое значение $g(t) = 5 \text{ cm}^{-1}$ для наиболее сильной линии внутриоболочечного перехода с $\lambda_{las} \approx 3.43$ nm. Таким образом, при $t_{las} \geq 100$ ps насыщение по длине мишени и большой коэффициент конверсии могут быть достигнуты при $L \sim 3-3.5$ cm. На рис. 5 показан модельный спектр Gd^{36+} , рассчитанный в оптимальных условиях для генерации линий РЛ в области водяного окна. Такой результат справедлив для достаточно тяжелых Ni-подобных ионов с $Z \geq 60$, где квазистационарное состояние плазмы имеет место при достаточно высоких T_e , при которых для многих переходов велики значения $g(t)$. С уменьшением Z значение T_e , при котором процессы ионизации и рекомбинации на рабочий ион сбалансированы, уменьшается. Так, в ионе Xe^{26+} квазистационарное состояние рабочего иона происходит при $T_e \approx 400$ eV; это показано в нашем расчете [21] и в эксперименте [45]. При столь низком значении T_e величина $g(t)$ для всех переходов слишком мала для регистрации РЛ.

В эксперименте [46] было показано, что высокоинтенсивные когерентные РЛ с λ_{las} в области водяного окна являются перспективными источниками для

получения трехмерных голографических изображений быстро изменяющихся биологических наноструктур. Обзор многослойной оптики для мягкой рентгеновской области представлен в [47]. В последующих работах мы выполним детальное исследование коротковолновых РЛ на внутриоболочечных переходах Ni-подобных ионов.

Заключение

Создание ультракороткого импульса накачки в потоке кластеров ксенона на переходе Xe^{8+} обусловлено тремя факторами. i) Сильное возбуждение верхнего рабочего уровня $4d_{5/2}5d_{5/2}[J=0]$ из основного состояния $4d^{10}$. ii) Быстрая ионизация Xe^{8+} в состояния с более высокой стадией ионизации Xe^{9+} , Xe^{10+} ... iii) Большой коэффициент усиления, усредненный на временном интервале t_{las} . Для получения плазмы, в которой фракция ионов Xe^{8+} составляет $\sim 90\%$, интенсивность накачки должна быть $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Для ионизации электронов из оболочки $4d^{10}$ методом ИОП потребуется на порядок более высокая интенсивность [29,30].

Экспериментальная установка для генерации ультракороткого импульса РЛ должна формировать три импульса излучения Ti-сапфировым лазером накачки с длиной волны 815 nm. Первый импульс предназначен для накачки плазменного шнура в потоке кластеров ксенона, второй должен проходить через линию задержки и использоваться для генерации 19-й гармоники в кювете с нейтральным ксеноном, а третий должен проходить через вторую линию задержки для создания ультрабыстрого затвора, поглощающего остаточное излучение через 0.3–1 ps после начала генерации РЛ. Вторая линия задержки обеспечивает импульс излучения для ультрабыстрой ионизации (взрыва) внешней части фольги-фильтра, превращая ее в низкотемпературную плазму, поглощающую оставшуюся часть излучения из активной области плазмы. Ультрабыстрый затвор с точностью до 1 fs обеспечивает резкий обрыв импульса РЛ. В этой схеме возможно получение импульса РЛ с чрезвычайно крутыми передним и задним фронтами. Отсутствие пьедестала и послесвечения представляется перспективным для изучения сверхбыстрых процессов.

Для прецизионного измерения λ_{las} требуется интенсивность накачки, при которой после взаимодействия импульса накачки с мишенью формируется плазма, в которой фракция изучаемого Ni-подобного иона составляла бы $\sim 80-90\%$. Для образования Xe^{26+} в потоке кластеров ксенона $I_{pump} = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ [42–44]; для образования Gd^{36+} в наноструктурированной мишени $I_{pump} \sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Далее спектр регистрируется в режиме ионизации Ni-подобного иона, при этом временные оптические затворы обеспечивают регистрацию излучения из плазмы за время ионизации. Временные характеристики излучения линий РЛ из плазмы рассчитываются в нашей модели.

Проблема упрощается для случая, когда необходимо только достижение значительного коэффициента конверсии (высокого энергетического выхода РЛ), при этом точность измерения лазерных линий может быть несколько ниже. В этом случае достаточно использовать $I_{\text{pump}} \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ при достаточно высоком значении E_{pump} , которое обеспечивает высокотемпературную плазму, в которой Ni-подобная стадия еще не достигнута после взаимодействия мишени с импульсом накачки. Далее происходит ионизация ионов до образования Ni-подобной стадии. Регистрацию излучения РЛ желательнее производить с использованием оптических затворов.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у неё нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Matthews D.L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 2. P. 110.
- [2] *Rosen M.D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 2. P. 106.
- [3] *McGowan B.J., Maxon S., Hagelstein P.L., Keane C.J., London R.A., Matthews D.L., Rosen M.D., Scofield J.H., Whelan D.L.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 19. P. 2157.
- [4] *McGowan B.J. et al.* // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. N 7. P. 2326.
- [5] *Daido H., Kato Y., Murai K., Ninomiya S., Kodama R., Yuan G., Oshikane Y., Takagi M., Takabe H.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. N 6. P. 1074.
- [6] *Chen B.K. et al.* // Appl. Phys. B. 2012. V. 106. N 4. P. 817.
- [7] *Chou M.-C., Lin P.-H., Lin C.-A., Lin J.-Y., Wang J., Chen S.-Y.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. N 6. 063904.
- [8] *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. 2005. V. 71. N 6. 061804.
- [9] *Whitney K.J., Dasgupta A., Pulsifer P.E.* // Phys. Rev. E. 1994. V. 50. N 1. P. 468.
- [10] *Ivanov L.N., Ivanova E.G., Molchanov A.G., Knight L.V.* // Physica Scripta. 1996. V. 53. P. 653.
- [11] *Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V.* // Phys. Rev. A. 1993. V. 48. N 6. P. 4365.
- [12] *Иванова Е.П.* // Опт. и спектр. 2014. Т. 117. № 2. С. 179; *Ivanova E.P.* // Opt. Spectrosc. 2014. V. 117. N 2. P. 179.
- [13] *Иванова Е.П., Зиновьев Н.А.* // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 3. С. 207. *Ivanova E.P., Zinoviev N.A.* // Quantum Electronics. 1999. V. 27. N 3. P. 207.
- [14] *Ivanova E.P., Ivanov A.L., Zinoviev N.A., Knight L.V.* // SPIE. 1999. V. 3735. P. 266.
- [15] *Ivanova E.P., Zinoviev N.A.* // Phys. Lett. A. 2000. V. 274. N 5–6. P. 239.
- [16] *Ivanova E.P., Zinoviev A.N.* // J. Phys. IV. France. 2001. V. 11. Pr 2–151.
- [17] *Иванова Е.П., Зиновьев А.Н., Найт Л.В.* // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 8. С. 683; *Ivanova E.P., Zinoviev N.A., Knight L.V.* // Quantum Electronics. 2001. V. 31. N 8. P. 683.
- [18] *Иванова Е.П., Иванов А.Л.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 5. С. 957; *Ivanova E.P., Ivanov A.L.* // JETPh. 2005. V. 127. N 5. P. 957.
- [19] *Иванова Е.П., Виноходов А.Ю.* // Квант. электрон. Т. 43. № 12. С. 1099.
- [20] *Ivanova E.P.* // Laser Phys. Lett. 2015. V. 12. N 10. P. 105801.
- [21] *Ivanova E.P.* // Laser Phys. 2017. V. 27. N 5. P. 055802.
- [22] *Ivanova E.P.* // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15. N 9. P. 0930267.
- [23] *Иванова Е.П., Иванов А.Л.* // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 11. С. 1013.
- [24] *Иванова Е.П.* // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 10. С. 917.
- [25] *Ivanova E.P.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. N 4. P. 042824.
- [26] *Ivanova E.P.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. N 4. P. 043829.
- [27] *Иванова Е.П.* // Квант. электрон. 2012. Т. 42. № 12. С. 1100.
- [28] *Brady D.J. et al.* // Nature. 2012. V. 486. N 7403. P. 386.
- [29] *Mocek T., Sebban S., Maynard G., Zeitoun Ph., Faivre G., Hallou A., FaJardo M., Kazamias S., Cros B., Aubert D., de Lachéze-Murel G., Rousseau J.P., Dubau J.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. N 17. P. 173902.
- [30] *Lemoff B.E., Barty C.P.J., Harris S.E.* // Opt. Lett. 1994. V. 19. N 8. P. 569.
- [31] *Lemoff B.E., Yin G.Y., Gordon III C.L., Barty C.P.J., Harris S.E.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. N 9. P. 1574.
- [32] *Daido H.* // Rep. Prog. Phys. 2002. V. 65. N 10. P. 1513.
- [33] *Иванова Е.П.* // Опт. и спектр. 2015. Т. 118. № 4. С. 535; *Ivanova E.P.* // Opt. Spectrosc. 2015. V. 118. N 4. P. 535.
- [34] *Nilsen J.* // J. Opt. Soc. Am. B 1997. V. 14. N 6. P. 1511.
- [35] *Nilsen J., Dunn J., Osterheld A.L., Li Y.* // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. N 4. R2677.
- [36] *Siegrist M., Jia F., Balmer J.* // Proceedings of the Conference „X-ray Lasers 2014“. Springer Proceedings in Physics. 2014. V. 169. P. 89–93.
- [37] *Иванова Е.П.* // Опт. и спектр. 2018. Т. 125. № 2. С. 147.
- [38] *Stearns D.G., Rosen R.S., Vernon S.P.* // Appl. Opt. 1993. V. 32. N 34. P. 6952.
- [39] *Skulina K.S., Alford C.S., Bionta R.M., Makowiecki D.M., Gullikson E.M., Soufli R., Kortright J.B., Underwood J.H.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 19. P. 3727.
- [40] *Makhotkin I.A., Zoethout E., Van de Kruijs R., Yakunin N., Louis E., Yakunin A.M., Banine V., Bijkerk F.* // Optics Express. 2013. V. 21. N 24. P. 29894.
- [41] *Enright G.D., Villeneuve D.M., Dunn J., Baldis H.A., Kieffer J.C., Pépin H., Chaker M., Herman P.R.* // J. Opt. Soc. Amer. 1991. V. 8. N 10. P. 2047.
- [42] *Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Stiel H., Vogt U., Randolph W., Karpov W., Sandner W., Nickles P.V.* // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. N 3. P. 036404.
- [43] *Mori M., Shiraishi T., Takahashi E., Suzuki H., Sharma L.B., Miura E., Kondo K.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. N 7. P. 3595.
- [44] *Ter-Avetisyan S., Vogt U., Stiel H., Schnürer M., Will I., Nickles P.V.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. N 9. P. 5489.
- [45] *Chenais-Popovich C., Malka V., Gathier J.-C. et al.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 65. N 4. P. 046418.
- [46] *Trebes J.E. et al.* // Science. 1987. V. 238. N 4826. P. 517.
- [47] *Barysheva M.M., Pestov A.E., Salaschenko N.N., Toropov M.N., Chkhalo N.I.* // Usp. Phys. Nauk. 2012. V. 182. N 7. P. 727.