

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

УДК 621.373.8.038.828

ПЕРСПЕКТИВЫ ЯДЕРНОЙ НАКАЧКИ ЛАЗЕРА ВУФ ДИАПАЗОНА

© 2010 г. Г. Н. Герасимов*, доктор физ.-мат. наук; С. В. Воронцов**, канд. физ.-мат. наук;
Н. В. Завьялов**, доктор физ.-мат. наук; Б. Е. Крылов*, канд. физ.-мат. наук;
С. П. Мельников**, доктор физ.-мат. наук; А. А. Пикулев**;
А. А. Синянский**, доктор физ.-мат. наук; В. А. Тупиков*, доктор техн. наук

* НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

** РФЯЦ – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
г. Саров, Нижегородская обл.

E-mail: gngerasim@yandex.ru

Анализируется возможность использования ядерных излучений (в частности осколков деления урана) для создания мощного источника стимулированного ВУФ излучения. Отправной точкой при анализе являются результаты недавних исследований смеси криптон–ксенон в протяженном разряде постоянного тока, указывающие на возможность непрерывной лазерной генерации в ВУФ области спектра. Имеющийся опыт преобразования кинетической энергии ядерных частиц в лазерное излучение инертных газов (в видимом и ближнем ИК диапазонах) позволяет осуществить однородную накачку протяженных объемов инертных газов при атмосферных давлениях и перевести в спонтанное ВУФ излучение эксимеров 20–30% от вложенной энергии. При этом, по оценкам, мощность квазинепрерывного лазерного ВУФ излучения может достигать 1–2 кВт/л.

Ключевые слова: источники излучения, вакуумная ультрафиолетовая область спектра, стимулированное излучение, инертные газы, накачка ядерными излучениями.

Коды OCIS: 140.0140.

Поступила в редакцию 25.05.2010.

Введение

Создание направленных источников, излучающих в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра (длина волны 10–200 нм), представляет собой важную с практической точки зрения задачу. Высокая энергия фотона (6–120 эВ), достаточная для разрыва химических связей практически любых материалов, делает ВУФ излучение непревзойденным инструментом для фотохимических приложений. Перечислим основные применения ВУФ излучения:

- полировка поверхности, получение сверхгладких поверхностей;
- фотохимическое воздействие на поверхность с целью ее модификации;
- фотоотрыв атомов и молекул, загрязняющих поверхность;
- фоторазложение вредных выбросов турбогенераторов и автомобилей;
- специальные применения в космосе.

Существуют несколько основных типов источников ВУФ излучения: синхротронные излучатели, лазеры на свободных электронах, резонансные лампы, эксимерные излучатели.

Лазеры на свободных электронах и синхротронные излучатели являются достаточно громоздкими установками и поэтому имеют ограниченные возможности применения. Резонансные лампы и эксимерные излучатели лишены этого недостатка.

В резонансных лампах источником ВУФ излучения служат резонансные атомарные переходы, в частности переходы $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ в инертных газах: He (58,4 нм), Ne (73,6 нм), Ar (106,7 нм), Kr (123,6 нм) и Xe (147,0 нм). Широко распространенными источниками ВУФ излучения являются также ртутные лампы низкого давления, излучающие на длине волны 185 нм. Основными недостатками резонансных ламп являются низкое давление среды и эффект самопоглощения, ограничивающие интенсивность излучения этих

источников. Кроме того, на резонансных переходах невозможно достичь инверсии населенностей и, соответственно, получить усиление излучения и лазерную генерацию.

В эксимерных источниках ВУФ диапазона спектра наиболее интенсивное излучение возникает при переходах с различных колебательных уровней нижних электронно-возбужденных состояний $1,3\Sigma_u^+$ димеров инертных газов в основное разлетное состояние $1\Sigma_g^+$. Излучаются очень широкие полосы с максимумом интенсивности в районе 81 нм у гелия, 83 нм – у неона, 126 нм – у аргона, 146 нм – у криптона и 172 нм – у ксенона. Наличие нижнего разлетного состояния $1\Sigma_g^+$ позволяет достаточно легко получить инверсию населенностей на эксимерных переходах $1,3\Sigma_u^+ \rightarrow 1\Sigma_g^+$. Однако короткая длина волны излучения и большая ширина полосы люминесценции эксимерных молекул (15–20 нм) позволяли получить лазерную генерацию только при очень высоких уровнях накачки – не менее 100 кВт/см³ [1].

Сравнительно недавно были опубликованы результаты исследований, выполненных сотрудниками ГОИ им. С.И. Вавилова и университета г. Уппсала (Швеция), которые позволяют надеяться на получение непрерывной лазерной генерации в ВУФ области спектра. Так, в работе [2] было показано, что при горении капиллярного разряда постоянного тока в смеси криптона и ксенона возникает интенсивное вынужденное излучение с длиной волны 147,0 нм.

Важным условием для получения вынужденного усиления в ВУФ диапазоне является организация однородного разряда в инертных газах при атмосферном давлении, что представляет сложную задачу. Использование для накачки активных сред кинетической энергии осколков деления урана позволяет решить эту задачу. Кроме того, параметры низкотемпературной ядерно-возбуждаемой плазмы близки к параметрам плазмы капиллярного разряда [1].

Проведенные во ВНИИЭФ и в других лабораториях исследования показали, что эффективность преобразования кинетической энергии ядерных частиц (в том числе осколков деления урана) в лазерное излучение видимого и ближнего ИК диапазонов может достигать 2–3% [3]. В этом случае генерация происходит на промежуточной стадии релаксационных процессов, на переходах $nd \rightarrow (n+1)p$ атомов инертных газов (Xe, Kr, Ar). На конечной стадии релаксационных процессов происходит формирование димерных молекул инертных газов, распадающих-

ся с излучением ВУФ квантов. Как показывают результаты люминесцентных исследований [3], эффективность преобразования поглощенной энергии в ВУФ излучение молекул Xe_2^* , Kr_2^* , Ar_2^* может достигать 20–30%. Таким образом, использование ядерных излучений для накачки активных сред на основе инертных газов представляется достаточно эффективным инструментом для создания лазера, излучающего в ВУФ диапазоне спектра.

В данной публикации рассматривается возможность использования ядерных излучений (в частности осколков деления урана) для создания мощного источника стимулированного ВУФ излучения на основе инертных газов высокого давления.

1. Стимулированное ВУФ излучение плазмы инертных газов

Результаты исследований оптических свойств низкотемпературной плазмы инертных газов, проводившихся с целью создания эксимерной лазерной среды, излучающей в ВУФ диапазоне, были предметом многих публикаций (см., например, [1]). Идея использования эксимерных молекул для генерации лазерного излучения основана на их физических свойствах, “автоматически” обеспечивающих инверсию населенности возбужденных состояний благодаря “мгновению” опустошению нижнего уровня за счет диссоциации молекул непосредственно после излучательного процесса. Однако реализация такой идеи связана с трудностями принципиального характера. Большая ширина полосы излучения эксимеров предъявляет жесткие требования к мощности накачки рабочих уровней, что входит в противоречие с необходимостью сохранять газовую температуру на возможно низком уровне [1].

В работах сотрудников ГОИ им. С.И. Вавилова и университета г. Уппсала (Швеция) [2, 4–7] была предложена и реализована непрерывная во времени генерация стимулированного ВУФ излучения при использовании криптоновой эксимерной среды. Активная среда при давлениях 50–700 Торр создавалась тлеющим разрядом постоянного тока [5]. Основная идея предложенного метода заключалась в просвечивании активной среды интенсивным излучением с узкой спектральной полосой, расположенной в пределах спонтанной полосы эксимерной молекулы.

Для однородно уширенного контура усиливающей среды (и только в этом случае!) при усло-

вии, что спектральная плотность узкополосного излучения значительно превосходит спектральную плотность широкополосного излучения активной среды, можно добиться значительного снижения порога генерации (в узкой спектральной полосе) по сравнению со случаем свободной генерации в широкой полосе [4]. Этот эффект достигается за счет снижения потерь в среде и увеличения коэффициента усиления малого сигнала (иными словами, в данном случае будет “работать” то же число возбужденных молекул, что и в режиме свободной генерации, но в гораздо более узкой полосе).

При реализации изложенной идеи использовалась смесь Kr–Xe (концентрация ксенона 0,1% и ниже). Эксимерная криптоновая среда просвечивалась узкополосным излучением гетероядерной молекулы Xe^*Kr , возникающим в самом разряде (в области 147,0 нм) при электронно-колебательных переходах между слабосвязанными состояниями смешанной молекулы. Было установлено, что в протяженном разрядном канале может происходить усиление полосы гетероядерной молекулы, сопровождающееся резким снижением интенсивности эксимерной полосы. На рис. 1 приведены спектры излучения, полученные при длине разрядного капилляра 20 см.

При увеличении длины разряда наблюдалось экспоненциальное увеличение интенсивности узкополосного излучения при одновременном затухании спонтанного широкополосного излучения. Различие в спектральной ширине полос криптоновых и гетероядерных эксимеров достигало трех порядков, спектральная плотность интенсивности узкополосного излучения была выше более чем на два порядка.

Были исследованы особенности спектров смесей Kr–Xe (в диапазоне 115–850 нм) для разрядных каналов разной протяженности, а также изучено угловое распределение ВУФ излучения и измерена мощность. В результате исследований был сделан вывод о том, что в разрядных капиллярах большой длины (более 30 см) может развиваться непрерывное во времени стимулированное ВУФ излучение при отсутствии оптического резонатора. Оценки коэффициента усиления активной среды дают очень высокое значение – около $0,1 \text{ см}^{-1}$. Мощность усиленного спонтанного ВУФ излучения для разряда длиной 80 см (внутренний диаметр разрядного капилляра 1,5 мм), измеренная вакуумным калориметром на расстоянии 120 мм от выходного окна разрядной трубки, составила более

10 мВт при вкладываемой в разряд мощности 18 Вт (рис. 2).

Необходимо отметить, что возникает проблема вывода интенсивного узкополосного ВУФ излучения за пределы активной зоны разряда и через выходное окно разрядной трубки [7]. Интенсивность излучения источника может быть существенно снижена вследствие само-

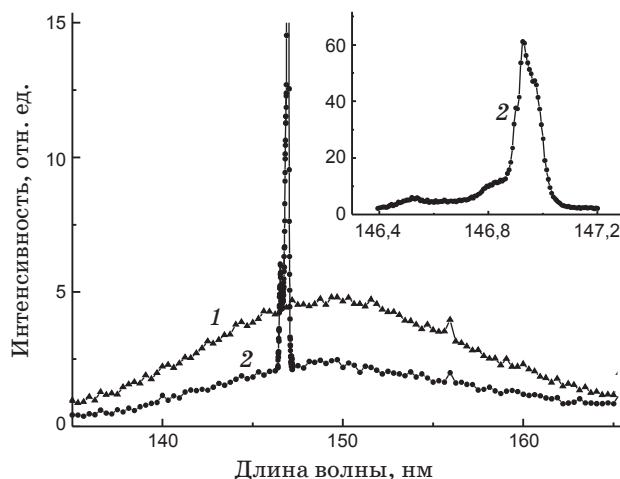


Рис. 1. Эмиссионный спектр димера криптона (1) и смеси Kr–Xe (2). Длина разрядного капилляра 20 см, давление газа 250 Торр, концентрация примеси ксенона 0,05%, разрядный ток 20 мА.

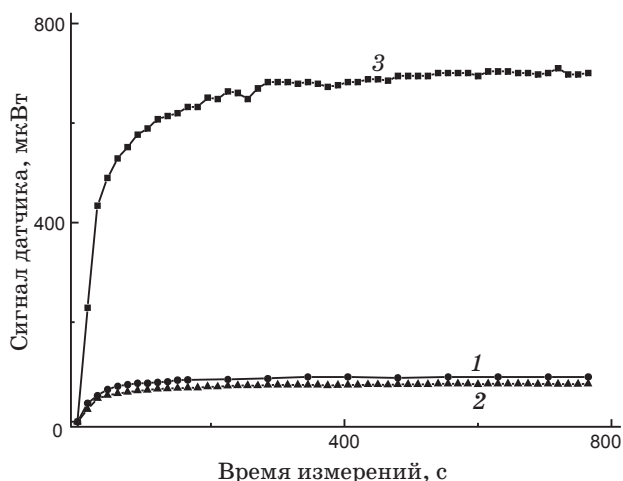


Рис. 2. Результаты измерения мощности ВУФ излучения вакуумным калориметрическим датчиком. 1 – контрольное измерение (сигнал от гелий–неонового лазера мощностью 1,6 мВт), 2 – разряд в чистом криптоне, 3 – разряд в смеси криптон–ксенон (0,025%). Длина разрядного капилляра 80 см, давление газа 600 Торр, разрядный ток 25 мА. Кривые 2 и 3 представляют разность сигналов, полученных без фильтра и с фильтром, “отрезающим” ВУФ излучение.

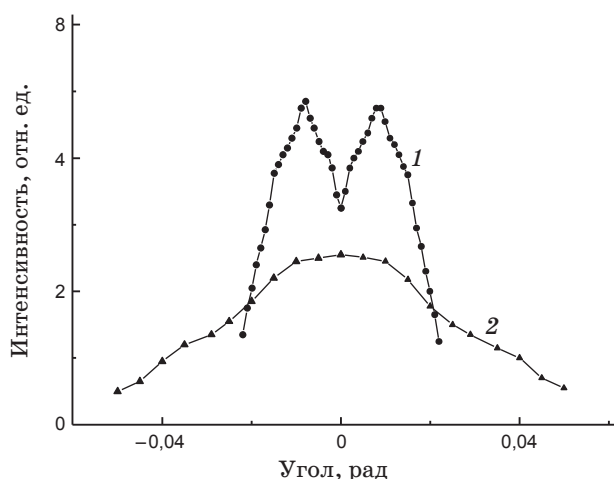


Рис. 3. Угловое распределение излучения разряда. 1 – на длине волны 146,99 нм, 2 – в диапазоне 200–1000 нм. Разряд в смеси криптон–ксенон (0,025%), длина разрядного капилляра 80 см, давление газа 600 Торр, разрядный ток 25 мА.

поглощения и потерь в выходном окне. Для устранения этой проблемы была разработана методика “просветления” окна. Процедура “просветления” включает специальную физико-химическую обработку внутренней поверхности окна во время измерений [6]. Мощность ВУФ излучения при этом многократно возрастает.

При измерениях углового распределения узкополосного ВУФ излучения использовался вакуумный спектрометр ДФС-29 (спектральное разрешение 0,015 нм). В процессе измерений источник разворачивался вокруг вертикальной оси, расположенной вблизи выходного окна разрядной трубки. Измерения показали, что диаграмма направленности узкополосного излучения сужается при увеличении длины разряда и существенно отличается от углового распределения спонтанного излучения. При длине разрядного капилляра 80 см усиливающееся излучение характеризуется угловой расходимостью 4×10^{-2} рад (рис. 3). Учитывая осевую симметрию излучения капилляра, можно говорить об угловой расходимости в телесном угле 10^{-3} стер.

2. Ядерная накачка инертных газов

Для возбуждения активных лазерных сред и люминесцентных ламп ядерными излучениями чаще всего используются продукты ядерных реакций $^{235}\text{U} + n \rightarrow ff$ (ff – осколки деления урана) и $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$. Суммарная кинетическая

энергия осколков деления урана-235 составляет около 170 МэВ, а кинетические энергии продуктов ядерной реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ – протона и тритона – соответственно равны 0,57 и 0,19 МэВ. Свойства низкотемпературной плазмы и процессы заселения возбужденных состояний практически не зависят от вида ионизирующих излучений (осколки деления, γ -кванты, быстрые электроны или протоны и др.) [3].

Пробеги среднего осколка деления урана-235 в различных инертных газах при нормальных условиях представлены в таблице (пробеги протона и тритона для гелия-3 составляют соответственно 48 и 9 мм). Оптимальное отношение пробега осколка деления к диаметру лазерной кюветы находится в пределах 2–3 [3]. Так, для диаметра кюветы 20 мм оптимальное давление гелия составляет около 3 атм, неона – 1 атм, аргона – 0,5, криптона – 0,3, а ксенона – 0,25.

При накачке лазеров ядерными излучениями в качестве источников нейтронов в основном используются импульсные ядерные реакторы с разными длительностью (3×10^{-5} – 1×10^{-1} с) и флюенсом (10^{13} – 10^{17} см $^{-2}$) нейтронного импульса. Максимальные удельные мощности накачки газовых сред до 5×10^3 Вт/см 3 реализуются при размещении лазерных кювет с урановыми слоями внутри активных зон импульсных реакторов с длительностью импульса порядка 100 мкс.

К настоящему времени во ВНИИЭФ и в других лабораториях исследованы газовые лазеры с ядерной накачкой (ЛЯН), которые излучают в широком диапазоне спектра 390–5600 нм примерно на 50 переходах атомов Хе, Кр, Ар, Не, С, N, Cl, O, Hg, Cd, I, ионов Cd^+ , Zn^+ , Hg^+ , молекулы СО и молекулярного иона N_2^+ . Наиболее эффективная генерация была получена на ИК переходах $nd \rightarrow (n+1)p$ атомов Ар, Кр и Хе ($n = 3, 4, 5$ для Ар, Кр и Хе соответственно). В условиях ядерной накачки генерация на этих переходах наблюдалась для 26 линий в диапазоне 1,15–3,51 мкм. При этом использовались чистые инертные газы, а также их двойные и тройные смеси: Хе, Кр, Ар, Не–Хе, Ар–Хе, Не–Не(Ар)–Хе и др. [3, 8].

Пробеги среднего осколка деления в различных инертных газах (при нормальных условиях)

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Пробег, мм	140	36	24	17	13

Физической основой получения генерации лазерного излучения с использованием плазмы инертных газов при ядерной накачке является селективное заселение возбужденных состояний атомов в рекомбинационно-неравновесном режиме. Селективное заселение возбужденных атомных состояний в основном обусловлено механизмом диссоциативной рекомбинации, приводящей к эффективному избирательному заселению верхних рабочих лазерных уровней. Рисунок 4 на примере газоразрядной плазмы аргона демонстрирует резкую трансформацию спектра излучения при переходе к режиму диссоциативной рекомбинации, приводящей к заселению наиболее глубоких возбужденных состояний аргона [9].

Эффективность преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение на переходах $3d \rightarrow 4p$ атома Ar составляла 0,1–0,6%, на переходах $4d \rightarrow 5p$ атома Kr – 0,1–0,6 %, а на переходах $5d \rightarrow 6p$ атома Xe – 0,2–2,5%. Для линий атома Xe с длинами волн 1,73, 2,03 и 2,65 мкм, которые начинаются с общего верхнего уровня $5d[3/2]_1^0$, получены максимальные для ЛЯН энергетические параметры: мощность лазерного излучения до 30 кВт, эффективность преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение 2–3% [3, 8].

На конечной стадии релаксационных процессов с участием $(n+1)s$ -состояний происходит образование димерных (эксимерных) молекул

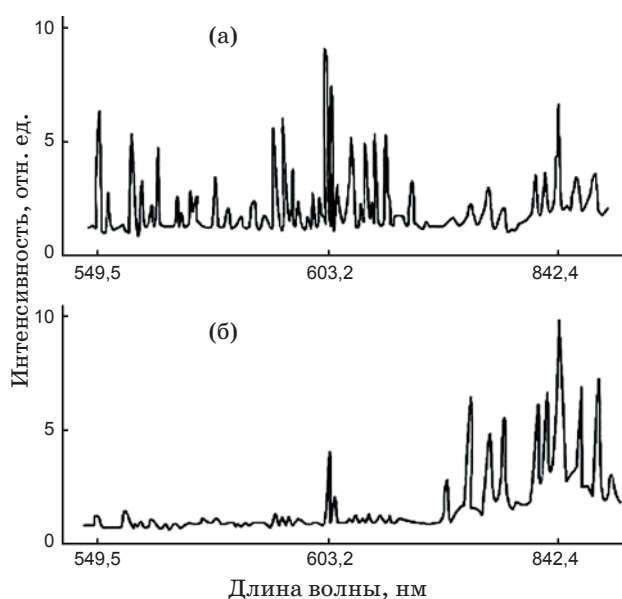


Рис. 4. Изменение спектра излучения аргона при переходе к режиму диссоциативной рекомбинации [9]. Спектр послесвечения аргоновой плазмы при давлении газа 3 (а) и 6 Торр (б).

инертных газов на различных колебательных подуровнях первых возбужденных состояний $1,3\Sigma_u^+$. Учитывая что энергия фотона эксимерного перехода $1,3\Sigma_u^+ \rightarrow 1\Sigma_g^+$ на порядок выше энергии фотона ИК переходов $nd \rightarrow (n+1)p$, можно заключить, что в энергию спонтанного излучения димеров инертных газов может трансформироваться существенная часть от вложенной в газ энергии.

Как показывают результаты люминесцентных исследований (см., например, обзор в монографии [3]), при возбуждении инертных газов ионизирующими излучениями эффективность преобразования поглощенной энергии в ВУФ излучение молекул Xe_2^* , Kr_2^* и Ar_2^* может достигать 20–30%. Схема получения эксимерного излучения в чистом ксеноне представлена на рис. 5.

Из вышеизложенного видно, что ядерная накачка представляется достаточно эффективным инструментом для создания лазера, излучающего в ВУФ диапазоне спектра. Действительно, использование ядерных излучений для накачки инертных газов позволяет достичь следующих целей:

- получить однородную накачку инертных газов при атмосферных давлениях,
- возбуждать протяженные объемы газа (длиной несколько метров),
- перевести в ВУФ излучение эксимеров 20–30% от вложенной энергии,
- осуществить накачку активной среды сразу в нескольких лазерных кюветах, объединенных в “пакет”, без использования дополнительных источников энергии.

ВУФ лазер с ядерной накачкой может представлять собой длинную (порядка 1 м) цилиндрическую трубку диаметром 5–20 мм, окруженную замедлителем, на внутреннюю поверхность которой нанесен слой урана-235 толщиной около 5 мг/см². Меньшие диаметры кюветы позволяют сузить диаграмму направленности лазерного излучения и использовать более высокие давления газовых смесей. Кювета на концах загерметизирована окнами, изготовленными из кристалла MgF_2 (одно из окон может быть заменено алюминиевым зеркалом). Кювета заполняется смесью инертных газов с полным давлением 0,5–4 атм и облучается нейтронным потоком ядерного реактора. Для повышения мощности ВУФ излучения можно использовать несколько идентичных лазерных кювет, заключенных в общую трубу, снабженную окнами из MgF_2 .

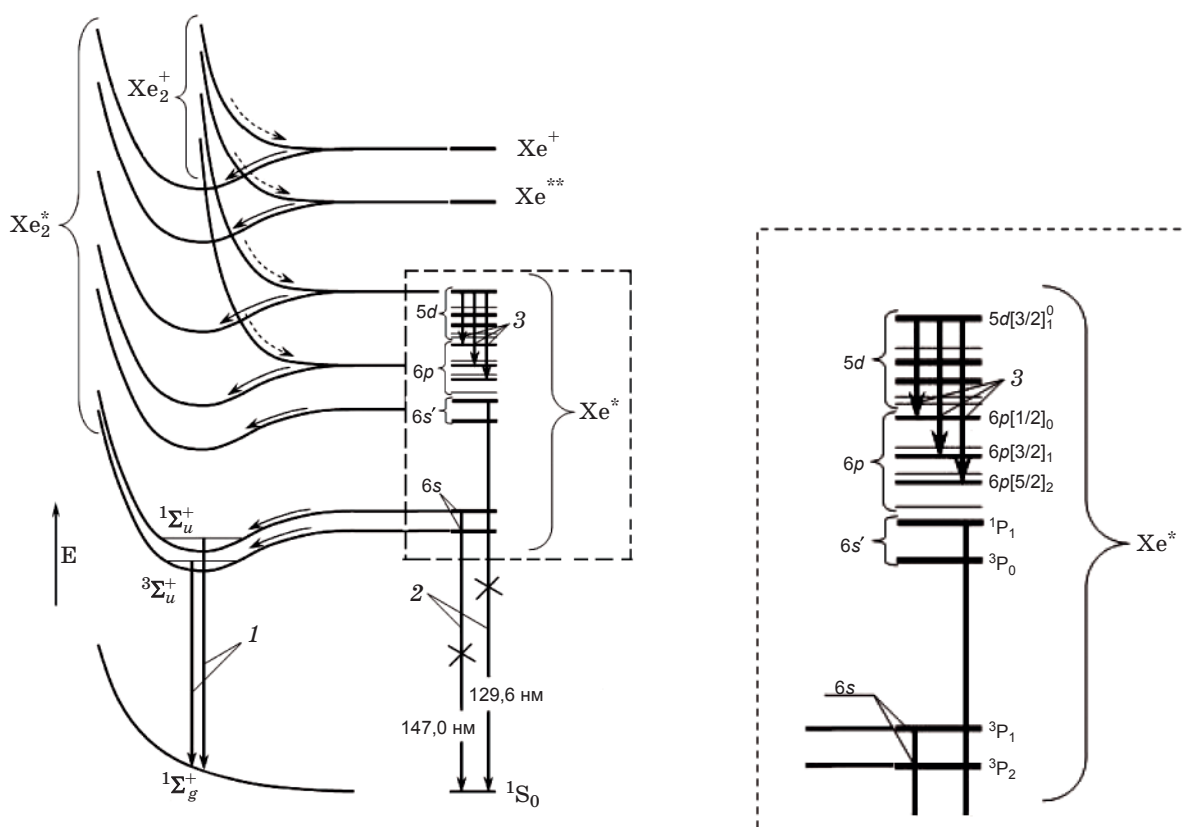


Рис. 5. Схема энергетических уровней ксенона, поясняющая получение эксимерного излучения. 1 – эксимерное ВУФ излучение, 2 – резонансный переход, 3 – основные ИК переходы $5d \rightarrow 6p$ атома ксенона (1,73, 2,03 и 2,65 мкм).

Во ВНИИЭФ для исследования ЛЯН чаще всего используется экспериментальный комплекс, в состав которого входят импульсный реактор ВИР-2М (длительность импульса около 3 мс), различного типа лазерные установки и методики для регистрации лазерных характеристик [10, 11]. Для размещения лазерных кювет можно использовать различные экспериментальные каналы реактора или нижний реакторный зал. Наиболее удобные условия для проведения экспериментов обеспечиваются в нижнем реакторном зале при использовании лазерной установки ЛУНА-2М с плоскими урановыми слоями длиной 200 см.

Из данных, приведенных в разделе 1, следует, что при возбуждении капиллярным разрядом смеси Кг–Хе (давление порядка 0,3 атм, концентрация ксенона не более 0,1 %) высокое значение коэффициента усиления порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$ (узкая полоса вблизи 147,0 нм) наблюдается при довольно низкой удельной мощности накачки – не более 10 Вт/см^3 . В месте расположения урановых слоев установки ЛУНА-2М плотность потока

тепловых нейтронов составляет $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что позволяет получить среднюю по длине уранового слоя мощность накачки $40\text{--}60 \text{ Вт/см}^3$ (для приведенных выше оптимальных давлений инертных газов). При таком уровне накачки мощность спонтанного эксимерного ВУФ излучения с 1 л инертного газа составит 10–20 кВт. Если удастся перевести 10% энергии эксимеров в вынужденное направленное излучение в узкой спектральной полосе, мощность квазинепрерывного лазерного ВУФ излучения может достигать 1–2 кВт/л.

Заключение

Анализ возможных путей создания направленных источников, излучающих в ВУФ области спектра, показал следующее:

- наиболее эффективными средами, излучающими в ВУФ области спектра, являются эксимеры инертных газов;
- “просвечивание” активной среды узкой спектральной линией позволяет получить вы-

нужденное усиление на эксимерных переходах при низких уровнях накачки;

- использование ядерных излучений позволяет получить однородную накачку протяженных объемов инертных газов при атмосферных давлениях;

- эффективность преобразования энергии ядерных реакций в ВУФ излучение эксимеров составляет десятки процентов от вложенной энергии;

- при использовании ядерной накачки возможно масштабирование лазерных источников ВУФ излучения.

Таким образом, ядерная накачка представляется эффективным и удобным инструментом для создания лазера, излучающего в ВУФ диапазоне спектра. В дальнейшем предполагается проведение совместных работ в этом направлении сотрудниками ГОИ и ВНИИЭФ.

Исследования газового разряда выполнены при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00614-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Яковленко С.И. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 822 с.
2. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Arnesen A. Механизм генерации стимулированного ВУФ излучения димера Xe^*Kr в капиллярном разряде постоянного тока // Оптический журнал. 2007. Т. 74. № 9. С. 3–10.
3. Мельников С.П., Сизов А.Н., Синянский А.А. Лазеры с ядерной накачкой. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2008. 440 с.
4. Герасимов Г.Н., Халин Р., Крылов Б.Е. ВУФ спектры криптон-ксеноновых смесей охлаждаемого разряда постоянного тока // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 2. С. 210–215.
5. Krylov B., Gerasimov G., Morozov A., Arnesen A., Hallin R., Heijkenskjold F. Energy transfer studies in krypton-xenon mixtures excited in a cooled DC discharge // The European Physical Journal D. 2000. V. 8. P. 227–239.
6. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Arnesen A. Параметры излучения в вакуумной УФ области капиллярного разряда постоянного тока в смеси криптона с ксеноном // Опт. и спектр. 2006. Т. 100. № 6. С. 904–909.
7. Герасимов Г.Н., Халин Р., Жукова Е.В., Крылов Б.Е., Морозов А.О., Хайкеншельд Ф., Арнесен А., Кононова О.Н. Влияние коротковолнового излучения разряда на пропускание окна из фтористого магния // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 3. С. 29–34.
8. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. Research on development of continuous nuclear-laser setups in VNIIEF // Proc. SPIE. 1999. V. 3686. P. 43–55.
9. Герасимов Г.Н. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. III-2. Часть 1. Оптические свойства низкотемпературной плазмы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. С. 405.
10. Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С., Мельников С.Ф., Левицкий И.В., Маслов Г.Н., Павловская Л.М., Самодуров Л.А., Гладков В.С. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1990. В. 3. С. 3–15.
11. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Мельников С.Ф., Синянский А.А. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М для исследования лазеров с ядерной накачкой // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. В. 2/3. С. 63–68.