

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

- 3 **Механизм генерации стимулированного ВУФ излучения димера Xe^*Kr в капиллярном разряде постоянного тока**
Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Arnesen A.
- 11 **Оптимальная методология количественного анализа больших массивов сольватохромных и сольватофлуорохромных данных**
Кириллова А.Ю., Бахшиев Н.Г.
- 16 **Спектры пропускания и отражения слоистой анизотропной среды с хаотической ориентацией оптических осей ее элементов**
Симоненко Г.В., Моренко Р.А., Тучин В.В.
- 20 **Аппроксимация угловых передаточных характеристик волоконных световодов**
Кизеветтер Д.В.
- 30 **Расчет мод фотонно-кристаллического световода разностным методом**
Котляр В.В., Шуюпова Я.О.

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

- 40 **Кристаллы для эффективного преобразования и управления лазерным излучением**
Андреев И.А., Ивлева Л.И.

РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

- 45 **Зеркальные объективы, основанные на применении центрально-симметричных planoидных зеркал**
Чупраков С.А.

ИКОНИКА – НАУКА ОБ ИЗОБРАЖЕНИИ

- 50 **Алгоритмы восстановления цифровых оптических изображений, искаженных импульсными шумами**
Самойлин Е.А.

ГОЛОГРАФИЯ

- 56 **Голографические диффузоры на галоидосеребряных фотоэмульсионных слоях**
Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н.

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

- 61 Экспериментальные исследования дальности действия и всепогодности телевизионных и тепловизионных приборов наблюдения**

Шипунов А.Г., Семашкин Е.Н., Черноусов А.А., Громов А.Н., Романов А.Р., Воробьев В.В., Матюшин А.Ю.

ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

- 66 Спектральные свойства метафосфатных иттербиевых стекол, активированных ионами эрбия**

Асеев В.А., Златов А.С., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федоров Ю.К.

- 70 Кристаллы CsJ для среднего инфракрасного диапазона**

Кудин А.М., Митичкин А.И., Чаркина Т.А., Заславский Б.Г., Загоруйко Ю.А., Васецкий С.И., Матейченко П.В., Реброва Т.П.

- 73 Лазерные технологии изготовления индивидуальных имплантатов и матриц для тканевой инженерии**

Попов В.К., Евсеев А.В., Антонов Е.Н., Баграташвили В.Н., Коновалов А.Н., Панченко В.Я., Барри Дж.Дж., Уитакер М.Дж., Хоудл С.М.

- 80 Формирование выпуклых микроструктур на поверхности полимерных материалов при лазерном облучении**

Малышев А.Ю., Агарева Н.А., Мальшакова О.А., Битюрин Н.М.

ИНФОРМАЦИЯ

- 87 Коллективная монография “Оптика наноструктур”**

- 88 Третий Международный форум “ОПТИКА-2007”**

Сдано в набор 31.05.07. Подписано в печать 00.00.07. Формат бумаги 60×84/8.

Бумага офсетная № 1. Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная.

Заказ № 00. Отпечатано в ООО «ЦТТ». Тираж 300 экз. Цена подписная.

Адрес типографии: 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия, д. 16.

Качество графических материалов соответствует представленным оригиналам.

Научный редактор **В.П. Белошеев**

Корректор **Т.Л. Широкова**

УДК 621.373.8.038.828

МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ СТИМУЛИРОВАННОГО ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИМЕРА Xe^*Kr В КАПИЛЛЯРНОМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

© 2007 г. Г. Н. Герасимов*, Б. Е. Крылов*, R. Hallin**, A. Arnesen**

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

** Физический факультет университета г. Упсала, г. Упсала, Швеция

E-mail: Gen@GG13091.spb.edu

Экспериментально исследован эмиссионный спектр капиллярного разряда постоянного тока в криптона с малой ($\leq 0,1\%$) примесью ксенона в диапазоне длин волн 115–850 нм. Показано, что основная доля энергии излучения сосредоточена в узкой спектральной ВУФ полосе, примыкающей к резонансной линии ксенона 146,96 нм и принадлежащей гетероядерной молекуле Xe^*Kr . Измерена мощность узкополосного ВУФ излучения и его угловое распределение. Сделан вывод о природе возникновения узкополосного ВУФ излучения как об усиленном спонтанном излучении, вызванном просвечиванием широкополосной усиливающей среды узкополосной “затравкой”.

Коды OCIS: 140.0140.

Поступила в редакцию 09.04.2007.

Введение

Оптические свойства газоразрядной плазмы постоянного тока в смеси криптона и ксенона были предметом обсуждения в наших предыдущих публикациях [1–3]. Было показано, что интенсивное узкополосное ВУФ излучение вблизи 147 нм, доминирующее в ВУФ спектре исследуемой смеси, может быть идентифицировано как электронно-колебательный спектроскопический переход между слабосвязанными 1_u -, 0_u^+ -состояниями гетероядерной молекулы Xe^*Kr (рис. 1) [4–8]. В [8] было экспериментально доказано, что при определенных условиях исследуемая плазма представляет собой усиливающую среду с высоким коэффициентом усиления, а механизм возбуждения исследуемого спектра связан с передачей энергии от ионизованного и возбужденного криптона атомам ксенона, составляющим малую долю примеси в криптона (0,1% и ниже). При этом возникновение интенсивного узкополосного ВУФ спектра сопровождается заметной деградацией широкополосного излучения димеров криптона [2].

В настоящей работе в широкой области спектра (от 115 нм до 850 нм) исследованы особенности излучения капиллярного разряда постоянного тока в смеси криптона и ксенона для разрядных каналов разной длины. Измерено угловое распределение ВУФ излучения, определена его мощность. Сделан вывод о том, что в найденных экспериментальных условиях в длинных капиллярных разрядах в отсутствие оптического резонатора существует непре-

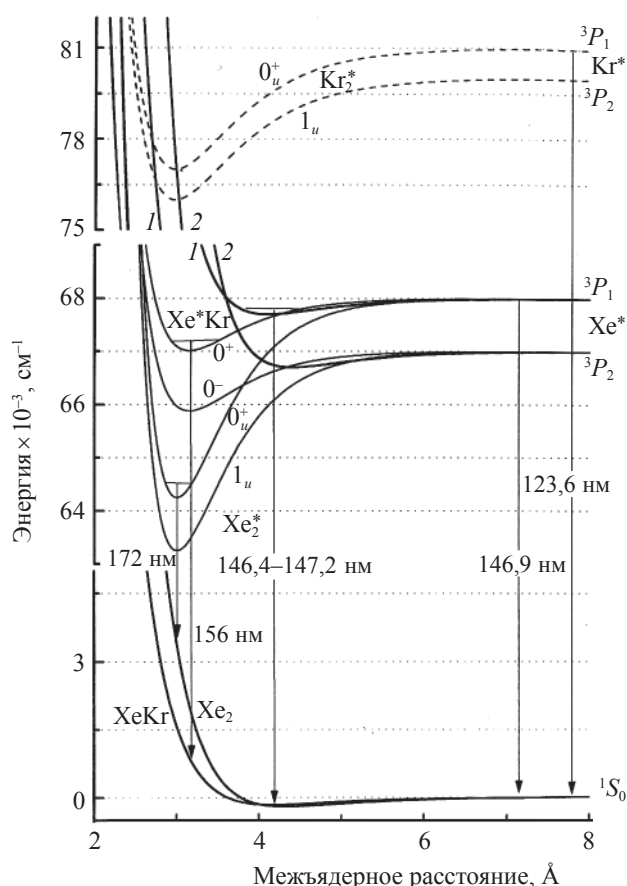


Рис. 1. Термы наиболее глубоких возбужденных состояний криптона, ксенона, гомоядерных димеров ксенона, криптона и гетероядерного димера Xe^*Kr , объясняющие возникновение узкополосного спектра вблизи резонансной линии ксенона 146,961 нм.

рывное во времени стимулированное ВУФ излучение.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка достаточно подробно описана в работах [1–3, 9–11], здесь же кратко напомним ее основные особенности.

Капиллярные разрядные трубки длиной от 10 до 80 см с внутренним диаметром 1,5 мм изготавливались из кварца. Для предотвращения осаждения на окна трубки металла, распыленного с катода в ходе разряда, два холодных электрода впаивались в боковые отrostки. Сила разрядного тока составляла 20–40 мА.

Установка содержала два канала регистрации оптического спектра: вакуумный ультрафиолетовый (115–200 нм) и длинноволновый (200–850 нм). Излучение выводилось через окна толщиной 2 мм, изготовленные из кристалла MgF_2 и установленные перпендикулярно оси разрядной трубки на расстоянии 5–7 мм от разрядного канала.

Вакуумная система позволяла откачивать разрядные трубки до остаточного давления 2×10^{-7} Торр и наполнять их специально приготовленной газовой смесью.

Для исключения катафорезного разделения газов в процессе эксперимента газовая смесь прокачивалась через разрядный капилляр с помощью специального фена, позволявшего регулировать скорость потока газа в капилляре.

Измерения мощности узкополосного ВУФ излучения проводились с помощью калиброванного детектора коротковолнового излучения SXUV20 (производства фирмы IRD) и калориметрического детектора, модифицированного для работы в ВУФ области.

Излучаемый ВУФ спектр регистрировался метровым вакуумным спектрометром нормального падения. Максимальное спектральное разрешение составляло 0,015 нм. В качестве детектора использовался работающий в режиме счета фотонов фотоумножитель с магний-фторовым окном и йод-теллуриевым фотокатодом. Время накопления выбиралось в пределах 0,1–0,5 с, максимальная скорость счета достигала 10^6 имп/с. Длинноволновая часть спектра регистрировалась спектрометром, с оптической схемой монохроматора Черни–Турнера. В качестве приемника излучения использовался CCD детектор. Его спектральное разрешение было не хуже 0,05 нм. Спектр записывался в диапазоне длин волн 200–850 нм. В этом диапазоне наблюдались известные спектры атомов криптона и ксенона. Атомных линий или молекулярных полос, принадлежащих примесям, в этом диапазоне длин волн не обнаружено.

Экспериментальная установка позволяла регистрировать основные спектроскопические атомарные и молекулярные переходы криптона и ксенона, давая достаточно полное представление о концентрации их возбужденных состояний и об их радиационных каналах заселения и разрушения.

Измерение мощности ВУФ излучения

Анализ полученных в работе экспериментальных результатов в значительной степени был основан на сравнении мощностей ВУФ излучения разрядных трубок разной длины с последующим более детальным сопоставлением их эмиссионных спектров.

Эксперименты с регистрацией ВУФ излучения сопряжены с трудностями, связанными с неизбежной потерей прозрачности фтористого магния из-за воздействия на него ВУФ излучения [9]. Поэтому измерение мощности проводилось двумя способами, когда детектор SXUV20 помещался за окном источника либо при его расположении непосредственно внутри разрядного объема. И в первом, и во втором случаях электрический сигнал, поступающий с детектора, сравнивался с сигналом, когда светочувствительная площадка детектора закрывалась фильтром, “обрезающим” ВУФ область спектра. В качестве фильтра использовалась стеклянная пластинка либо воздушная прослойка между детектором и выходным окном источника излучения. Разность этих сигналов определяла мощность ВУФ излучения. Чувствительность детектора до и после эксперимента контролировалась по излучению гелий-неонового лазера (628 нм) известной мощности.

В экспериментах с короткой трубкой (20 см) из-за малой величины сигнала использовался только один способ измерения, когда детектор помещался внутри разрядного объема. В таких экспериментах фотоувствительная площадка приемника находилась на расстоянии 5–7 мм от излучающего разряда. Результаты измерения мощности, излучаемой короткой трубкой, показали, что мощность в ВУФ области была на пределе чувствительности использовавшейся методики и не превышала 0,2 мВт.

Измерения мощности ВУФ излучения капилляра длиной 80 см проводились двумя вышеназванными способами. Для обоих способов было характерно быстрое падение чувствительности датчика в ходе измерений. Например, в экспериментах, в которых датчик находился непосредственно в разрядном объеме, его чувствительность к ВУФ излучению необратимо падала в течение одного цикла измерений (примерно 20–25 минут) более чем в 20 раз и, хотя максимальный сигнал детектора дос-

тигал значений 20–30 мВт, точность этих измерений оказалась низкой из-за быстрой деградации чувствительности приемника излучения. Тем не менее, на основании этих измерений мощности ВУФ излучения можно утверждать, что для короткой и длинной трубок она отличается примерно на два порядка величины.

Теоретическая же оценка мощности ВУФ излучения для случая длинного и короткого капиллярного разрядов в предположении спонтанного излучения показывает, что это отличие не может превышать нескольких десятков процентов. Такое различие измерений и оценки можно объяснить только существованием стимулированного ВУФ излучения, нарастающего с длиной разряда.

Ввиду важности выводов, сделанных на основании измерений детектором SXUV20, и низкой надежности результатов измерений мощности ВУФ излучения длинных капиллярных разрядов, измерения мощности были продублированы с использованием калориметрического метода. Результаты этих измерений опубликованы в работе [11]. Измерения дали надежные, стабильные результаты, показавшие, что за окном самой длинной разрядной трубки, использовавшейся в экспериментах, мощность узкополосного ВУФ излучения достигает более 10 мВт. Учитывая реальную величину пропускания ВУФ излучения окном, видно, что эти измерения согласуются с результатами, полученными при использовании полупроводникового датчика SXUV20. Экспериментально было также показано, что это излучение распространяется в меньшем телесном угле по сравнению с излучением других областей спектра [15].

Таким образом, измерения мощности излучения и его направленности подтвердили выводы о его

стимулированной природе. Для выяснения механизма генерации ВУФ излучения были исследованы спектры излучения разрядов разной длины в широкой области длин волн (от 115 до 850 нм).

Спектры излучения капиллярных разрядов разной длины

Регистрация эмиссионных ВУФ спектров имеет характерные для этого диапазона трудности из-за разницы в пропускании окон, использовавшихся в опытах невоспроизведения отбора излучения и других экспериментальных параметров при замене разрядных трубок. Для того чтобы минимизировать связанные с этим ошибки, в работе использовалась специальная методика [9].

На рис. 2 представлен спектр излучения чистого криптона в капиллярном разряде длиной 10 см. Спектр регистрировался при совмещении оси разряда и оптической оси спектрометра. На рис. 2а показана ВУФ область излучения разряда. Она представляет собой в основной своей части непрерывное излучение, простирающееся от 120 до 200 нм и принадлежащее двухатомной молекуле криптона. На спектре видны линии примеси углерода и полосы молекулы СО. Рис. 2б дает представление о спектре излучения криптона в диапазоне длин волн от 400 до 850 нм.

Малая примесь ксенона (0,1%) оставляет практически без изменения видимую и ближнюю инфракрасную области спектра (рис. 3), но сильно изменяет ВУФ спектр криптона. Интенсивность континуума криптона в этом случае уменьшается примерно вдвое. Вблизи резонансной линии ксенона возникает интенсивное узкополосное излучение, определенное ранее как излучение резонансной

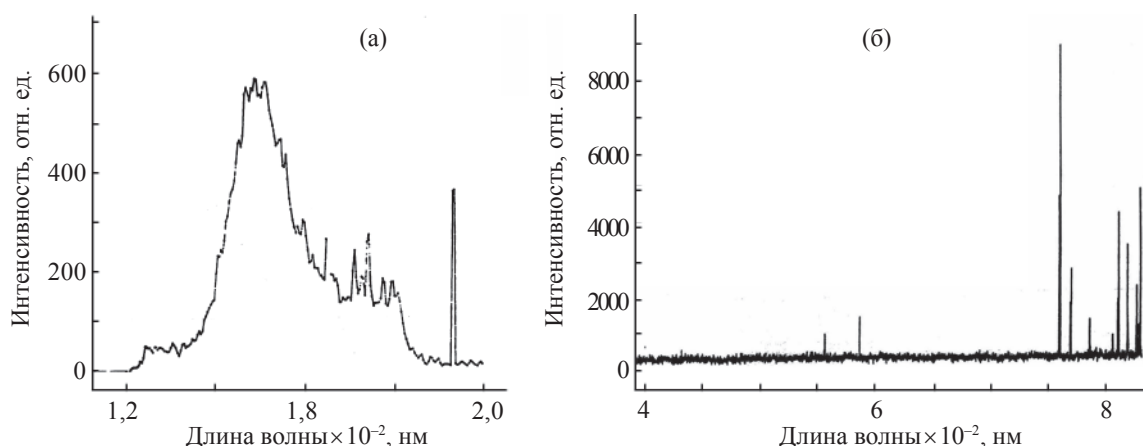


Рис. 2. Спектры излучения разряда в криптоне. Длина трубки 10 см, разрядный ток 20 мА. а – ВУФ область спектра (115–200 нм), б – спектр излучения трубки в диапазоне длин волн 400–850 нм.

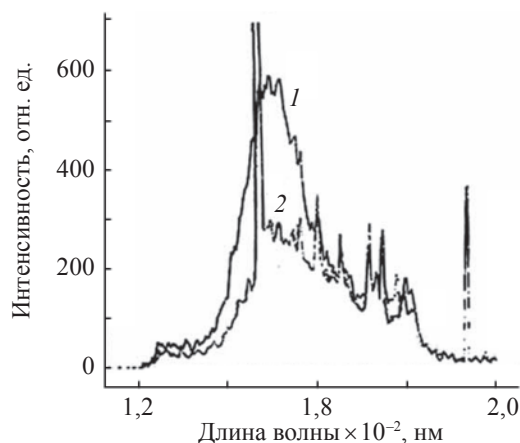


Рис. 3. Спектры излучения разряда. Длина трубки 10 см, разрядный ток 20 мА. ВУФ область спектра. 1 – спектр чистого криптона, 2 – спектр смеси криптона с 0,1% ксенона.

линии ксенона [12, 13] и идентифицированное впервые в работе [1] как спектроскопический переход между слабосвязанными термами гетероядерной молекулы Xe^*Kr . Оценка энергии, излучаемой в этой полосе, выполненная по спектрограмме, показывает, что она в два раза больше разности энергий широкополосного излучения димера криптона в чистом газе и в смеси. Другими словами, убыль широкополосного излучения димера криптона при добавлении 0,1% ксенона превышает в два раза узкополосным излучением гетероядерной молекулы Xe^*Kr .

Эта оценка позволяет сделать вывод о мощном механизме передачи энергии возбуждения от димера криптона гетероядерной молекуле Xe^*Kr , но этот механизм должен был бы заметно трансформировать и длинноволновую часть атомного излучения криптона. В действительности же, как показывает эксперимент, длинноволновая часть спектра исследуемого разряда смеси (0,1% ксенона) представлена практически только атомными линиями криптона. Спектр не претерпел заметных изменений по сравнению со спектром чистого криптона. Кроме интенсивных атомных линий, характерных для разряда в чистом газе, в спектре смеси (в исследуемом диапазоне длин волн) появились две слабые атомные линии ксенона (~ 823 нм – переход на метастабильный уровень $^3P_2$ и ~ 828 нм – переход на резонансный уровень $^3P_1$).

Сравнение спектра, излучаемого капиллярным разрядом вдоль и поперек его оси, показывает, что наиболее яркие линии криптона, относящиеся к резонансному $^3P_1$ и метастабильному $^3P_2$ состояниям, сильно реабсорбированы (чего не наблюдается на линиях атома ксенона). Известно [14, 15], что вели-

чина поглощения атомных переходов с точностью до константы определяется произведением трех параметров: заселенностью нижнего уровня, вероятностью перехода и протяженностью излучающего слоя. Поскольку вероятности исследуемых переходов криптона и ксенона хорошо известны [16–18], то можно сопоставить заселенность возбужденных атомных состояний криптона и ксенона. Оценка показывает, что концентрация возбужденного ксенона составляет величину, не превышающую несколько процентов от концентрации возбужденного криптона. Это означает, что если появление гетероядерных димеров Xe^*Kr , излучающих интенсивные узкополосные ВУФ спектры, связано с конверсией атомов возбужденного ксенона Xe^* ($^3P_1$ и $^3P_2$), то их возникновение будет приводить к появлению спонтанного узкополосного ВУФ излучения существенно меньшей интенсивности по сравнению с континуумом криптона. Поэтому возникновение экспериментально наблюдаемого интенсивного узкополосного излучения, сопоставимого с интенсивностью криптонового континуума, требует другого объяснения.

Спектры излучения разряда в чистом криптоне в такой же смеси при тех же разрядных токах, но в трубке длиной 60 см, показаны на рис. 4 и 5. Эмиссионный спектр разряда в чистом криптоне качественно ничем не отличается от спектра короткой трубки. В ВУФ области доминирует то же молекулярное излучение, а длинноволновая область представлена теми же атомными линиями криптона.

Качественные изменения эмиссионного спектра при добавлении примеси ксенона идентичны изменениям, наблюдавшимся в экспериментах с короткой трубкой. Примесь ксенона и в этом случае приводит к ослаблению спектра димера криптона. Од-

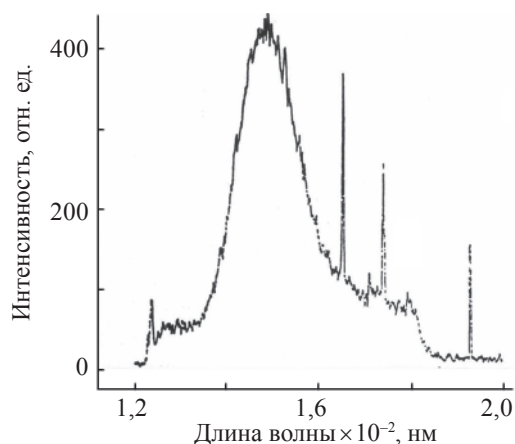


Рис. 4. Спектр излучения разряда, в криптоне. Длина трубки 60 см, разрядный ток 20 мА, ВУФ область спектра.

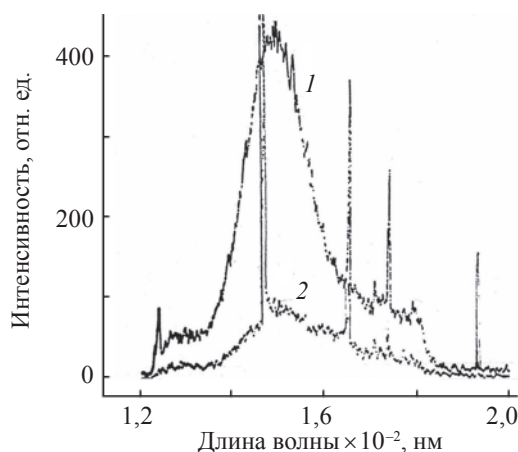


Рис. 5. Спектры излучения разряда. Длина трубки 60 см, разрядный ток 20 мА, ВУФ область спектра. 1 – спектр чистого криптона, 2 – спектр смеси криптона с 0,1% ксенона.

нако континуум криптона ослабел здесь примерно в пять раз, в то время как в коротком разряде он уменьшился вдвое. Этот результат не укладывается в представления о механизме передачи энергии возбуждения только за счет процессов столкновения.

Дискуссия

Обсуждение возможного механизма возникновения узкополосного вынужденного ВУФ излучения в исследуемом разряде показало, что ряд достоверно установленных экспериментальных фактов находится в противоречии с любым объяснением, связанным с передачей энергии только за счет атомно-молекулярных столкновений. В числе таких фактов следует указать на низкую концентрацию атомов примеси ксенона в основном и возбужденных состояниях, а также резкое падение интенсивности континуума криптона в протяженных разрядах исследуемой смеси. (Падение интенсивности континуума может быть вызвано двумя причинами: уменьшением концентрации излучающих димеров криптона и падением прозрачности окна под действием мощного ВУФ излучения.)

Объяснение всех экспериментально наблюдаемых эффектов, по мнению авторов, следует искать в процессах передачи энергии из широкой спектральной полосы излучения димера криптона в узкую полосу ВУФ излучения с участием фотонов. Для этого обратимся к известному методу, развиваемому в лазерной физике в последние годы и получившему название “injection seeding”, когда при определенных условиях происходит трансформация широкополосного спонтанного излучения в узкую полосу вынужденного излучения.

Метод injection seeding заключается в генерации лазерного излучения при просвечивании широкополосной однородно уширенной усиливающей среды достаточно интенсивным узкополосным излучением (“затравкой”). При этом лазерное излучение, развивающееся в резонаторе, практически копирует (“mimic”) спектр узкополосной затравки. Характеризуя основные свойства метода, в работах [19, 20], в частности, отмечается следующее.

Инжектируемое (или просвечивающее) излучение должно проходить сквозь усиливающую широкополосную среду, возможно более полно совпадая с ней геометрически.

Спектральная полоса излучения инжектируемого пучка должна перекрываться с полосой собственного спонтанного излучения усиливающей среды и быть уже ее.

Мощность просвечивающего излучения должна превышать мощность спонтанного излучения усиливающей среды в полосе просвечивающего излучения.

Помимо этих обязательных требований указывается на ряд “желательных” условий для достижения возможно более эффективной узкополосной генерации широкополосной средой при ее просвечивании узкополосным излучением.

В частности, просвечивание резонатора необходимо начинать сразу же с возникновением инверсии и достижением положительного коэффициента усиления в просвечивающей полосе, не дожидаясь момента, когда инверсия станет достаточной для преодоления порога генерации широкополосной средой. Иначе достичь желаемого эффекта значительно труднее, поскольку тогда просвечивающее узкополосное излучение должно обладать существенно большей мощностью, чтобы “победить” собственную генерацию среды.

Усиливающая среда должна обладать однородно уширенным контуром либо квазиоднородно уширенным контуром, т. е. когда время “перемешивания” однородно уширенных контуров, составляющих весь спектр усиливающей среды, будет меньше времени их радиационного разрушения.

Просвечивающее излучение может быть импульсным или непрерывным во времени. При импульсной инжекции длительность просвечивающего излучения будет достаточной, если она превышает время двукратного прохождения света через оптический резонатор.

Просвечивание может осуществляться как лазерным излучением, так и спонтанным, причем излучение может попадать в резонатор извне или зарождаться внутри него. Например, для инжекции может использоваться узкополосная люминесценция самой лазерной среды [20].

Не останавливаясь на остальных свойствах описываемого метода, автор отсылает читателя к оригинальной литературе, полагая, что перечисленных свойств достаточно для объяснения приведенных выше экспериментальных результатов. Физическая сущность метода *injection seeding*, по утверждению авторов работы [19], заключается в том, что узкополосное излучение при прохождении среды “усиливается с большим темпом”, чем собственное широкополосное излучение усиливающей среды. Это означает, что инжектируемое узкополосное излучение в условиях, удовлетворяющих методу *injection seeding*, имеет больший коэффициент усиления по сравнению с коэффициентом усиления широкополосной среды.

Действительно, если через единицу площади инверсной среды со спектральной шириной $\Delta\nu_0$ проходит более узкополосное излучение $\Delta\nu_1$ со спектральной плотностью ρ_ν , то мощность излучения на выходе из усиливающей среды будет состоять из двух составляющих: падающего на среду излучения $I_0 = \rho_\nu \Delta\nu_1 c$ и излучения, возникающего за счет вынужденных переходов $\Delta I = \rho_\nu B \Delta N h \nu L$. В предположении отсутствия поглощения, а также пренебрегая собственным спонтанным излучением и вызванным им вынужденным излучением, на выходе усиливающей среды длиной L будем иметь

$$I = \rho_\nu \Delta\nu_1 c + \rho_\nu B \Delta N h \nu L = I_0 (1 + B \Delta N h \nu L / \Delta\nu_1 c). \quad (1)$$

Учитывая, что $A/B = 8\pi h \nu^3 / c^3$ [14], получаем

$$I = I_0 (1 + A \Delta N \lambda^2 L / 8\pi \Delta\nu_1).$$

Здесь A и B – коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных переходов, c – скорость света, ΔN – инверсия.

То есть в первом приближении для усиливающей среды экспоненциальный множитель κL оценивается величиной

$$\kappa L = A \Delta N \lambda^2 L / 8\pi \Delta\nu_1. \quad (2)$$

Согласно (2) возможность усиления узкополосного излучения зависит от спектральной ширины просвечивающего излучения. Однако этот, на первый взгляд, “оптимистический” вывод справедлив только для случая, когда выполнены требования метода *injection seeding*, в частности, если просвечивающее излучение обладает большей мощностью по сравнению с мощностью шумов спонтанного излучения широкополосной усиливающей среды. Только в этом случае при прохождении узкополосного излучения сквозь усиливающую среду оно в конечном счете выиграет в конкуренции с широкополосным излучением (в резонаторе или в протя-

женной активной среде), что приведет и к “перекатке” энергии в это узкополосное излучение, повторяющее по своему спектральному составу контур узкополосной затравки.

Суть предлагаемого в настоящей работе объяснения практически ничем не отличается от механизма усиления с введением узкополосной затравки [19, 20]. Основное отличие предложенного метода состоит лишь в том, что метод узкополосной затравки, как правило, используется для генерирующих сред (хотя предпочтительно работать с такими средами, не доводя их инверсии до пороговых условий), в то время как в данном случае авторы имеют дело с широкополосной усиливающей средой, в которой генерация лазерного излучения затруднена, а непрерывная во времени и вовсе невозможна [21].

В поддержку обоснования предлагаемого метода сделаем несколько замечаний о природе широкополосного континуума криптона.

Природа континуума димера криптона (как и континуумов других инертных газов) и условия его формирования из возбужденных атомов достоверно установлены [22]. ВУФ континуумы формируются за счет оптических переходов из возбужденного связанного состояния в основное несвязанное. Каждому возбужденному электронному состоянию можно соотнести несколько десятков колебательных термов. Колебательный терм возбужденной молекулы обладает осциллирующей волновой функцией с числом максимумов, превышающим на единицу номер колебательного квантового числа ν . Волновые функции всех состояний имеют два главных максимума (исключая нулевое колебательное состояние, у которого волновая функция имеет всего один максимум, соответствующий равновесному межъядерному расстоянию), локализованных вблизи классических поворотных точек колебательного движения молекулы. Спектр излучения эксимерной молекулы формируется в результате наложения спектров, получаемых при радиационных переходах с каждого заселенного колебательного уровня в основное несвязанное состояние. Интенсивность возникающего спектра и ее распределение зависят от величин интегралов перекрытия, дипольных моментов перехода, заселенностей колебательных уровней. Взаимное расположение верхнего и нижнего состояний, а также формы волновых функций являются определяющими факторами, от которых в основном и зависит ширина контура спектроскопического перехода между ними в эксимерной молекуле. Наибольшей шириной обладают контуры, соответствующие переходам из нулевых колебательных состояний. Ширина этого контура на полувысоте для криптона составляет более 5000 см^{-1} .

Оптический переход из каждого колебательного состояния представляет собой однородно уширенный контур. При повышенных давлениях (как правило, более 500 торр) скорость перемешивания состояний колебательных уровней достигает скорости их радиационного распада и континуум в целом может рассматриваться как однородно уширенный.

Заключение и выводы

Резюмируя обсуждение механизма возникновения стимулированного узкополосного ВУФ излучения в капиллярном разряде постоянного тока в смеси криптона и ксенона, отметим следующее.

Малая добавка ксенона в плазме криптона приводит к передаче энергии возбуждения атомам ксенона и последующему формированию гетероядерных молекул, излучающих узкополосный ВУФ спектр [23, 24].

При этом лишь незначительная доля возбужденных молекул криптона участвует в формировании узкополосного ВУФ излучения гетероядерных димеров. Возникшее же узкополосное ВУФ излучение, проходя через инверсную среду, усиливается с более высоким коэффициентом усиления, чем широкополосное спонтанное излучение димера криптона (по сути дела, реализуется случай self-seeding эффекта [20], который в данном случае уместно назвать методом injection-lasing, поскольку этот метод приводит к генерации вынужденного излучения в средах, где генерация лазерного излучения была затруднена, а в непрерывном режиме практически не реализуема). Только такой механизм формирования интенсивного узкополосного ВУФ излучения непротиворечиво объясняет все особенности экспериментов, описанные выше.

Авторы выражают благодарность физическому факультету университета г. Упсала (Швеция), где была выполнена основная часть экспериментальной работы, РФФИ за финансовую поддержку исследования (грант № 06-08-01051).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gerasimov G., Hallin R., Krylov B., Volkova G., Heijkenskjold F., Morozov A. Amplification of ~ 147 nm radiation from discharge in the heavy inert gases // Pros. SPIE. International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Laser 11, 27–30 September, 1997. V. 3402. P. 322–327.
2. Krylov B., Gerasimov G., Morozov A., Hallin R., Arnesen A., Heijkenskjold F. Energy transfer studies in krypton-xenon mixtures excited in a cooled dc discharge // Eur. Phys. J. 2000. V. 8. P. 227–239.
3. Герасимов Г.Н., Халлин Р., Крылов Б.Е. ВУФ спектры криптон-ксеноновых смесей охлаждаемого разряда
4. Freeman D.E., Yoshino K., Tanaka Y. Vacuum ultraviolet absorption spectra of binary rare gas mixtures and the properties of heteronuclear rare gas van der Waals molecules // J. Chem. Phys. 1977. V. 67. № 8. P. 3462–3481.
5. Castex M.C. Experimental determination of the lowest excited Xe₂ molecular states from VUV absorption spectra // J. Chem. Phys. 1977. V. 66. № 9. P. 3854–3865.
6. Devdariani A.Z. et al. Interactions of noble gas atoms // Ann. Phys. (France). 1989. V. 14. № 5. P. 467–604.
7. Jansik B., Schimmelpfennig B., Agren H. Relativistic study of vuv radiation properties from Kr-Xe gas mixtures // Phys. Rev. A. 2003. V. 67. P. 042501–042513.
8. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Халлин Р., Морозов А.О., Арнесен А., Хайкеншельд Ф. Вынужденное излучение смесей инертных газов в ВУФ диапазоне // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 3. С. 376–383.
9. Герасимов Г.Н., Жукова Е.В., Крылов Б.Е., Халлин Р., Морозов А.О., Арнесен А., Кононова О.Н. Влияние коротковолнового излучения разряда на пропускание окна из фтористого магния // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 3. С. 29–34.
10. Gerasimov G., Krylov B., Loginov A., Zvereva G., Arnesen A., Heijkenskjold F. The vacuum ultraviolet spectrum of krypton and xenon excimers excited in a cooled dc discharge // Appl. Phys. B. 1998. V. 66. P. 81–90.
11. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Халлин Р., Арнесен А. Параметры излучения в вакуумной УФ области капиллярного разряда постоянного тока в смеси криптона и ксенона // Опт. и спектр. 2006. Т. 100. № 6. С. 904–909.
12. Ori Chesnovsky Baruch. Raz, J. Jortner Electronic Energy Transfer in Rare Gases // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. № 6. P. 3301–3307.
13. Cook J.D., Leihner P.K. Collisional and radiative excitation transfers in Kr-Xe mixtures: Quenching of Kr // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. № 1. P. 90–98.
14. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. Госатомиздат, 1963.
15. Митчелл А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы. М.–Л.: ОНТИ. 1937.
16. Логинов А.В., Груздев П.Ф. Ксенон. Радиационные времена жизни уровней // Опт. и спектр. 1976. Т. 41. В. 2. С. 176–179.
17. Груздев П.Ф., Логинов А.В. Радиационные времена жизни уровней. Kr1 // Опт. и спектр. 1975. Т. 38. В. 6. С. 1056–1058.
18. Веролайнен Я.Ф., Ошерович А.Л. Времена жизни уровней ксенона // Опт. и спектр. 1969. Т. 27. В. 1. С. 31–35.
19. Norman P. Barnes, James C. Norman Injection Seeding. 1. Theory // IEEE JQE. 1993. V. 29. № 10. P. 2670–2683.

20. *Rafailov E. U., Birkin D. J. L., Wilson S., Avrutin E. A.* Non-resonant Self-Injection Seeding of a Gain-Switched Diode Laser // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. 2001. V. 7. № 2. P. 287–292.
21. Справочник по лазерам. Т. 1 / Под редакцией А.М. Прохорова. М.: Советское радио, 1978 г.
22. *Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Логинов А.В., Щукин С.А.* Ультрафиолетовое излучение возбужденных молекул инертных газов // *УФН*. 1992. Т. 162. № 5. С. 123–157.
23. *Gerasimov G.* Excimer media gain // *Spectroscopy Letters*. 2001. V. 34. № 2. P. 191–197.
24. *Герасимов Г.Н.* Оптические спектры бинарных смесей инертных газов // *УФН*. 2004. Т. 47. № 2. С. 149–168.
-