

СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОЙ СРЕДЫ $O_2(^1\Delta)$ - $I(^2P_{1/2})$ С ВНЕШНИМ ГЕНЕРАТОРОМ АТОМОВ ЙОДА

П.А. Михеев¹, Н.И. Уфимцев¹, А.И. Воронов¹, А.П. Торбин^{1,2}, И.О. Юдин², В.Н. Аяззов¹

¹Самарский филиал Физического института им П.Н. Лебедева РАН

²Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королева

Поступила в редакцию 24.11.2011

Проведено сравнение двух методов получения кислородно-йодной лазерной среды: с помощью диссоциации I_2 в потоке синглетного кислорода (традиционный метод) и с внешней наработкой атомов йода в плазме электрического разряда. Свойства электроразрядного генератора и активной среды исследовались с помощью лазероиндуцированной флюоресценции и эмиссионной спектроскопии. I_2 или CH_3I в несущем потоке Ag использовался как донор атомов йода. Около 50% молекул CH_3I продиссоциировало в электроразрядном генераторе. 2.6% электрической мощности от вложенного в разряд тратилось на диссоциацию CH_3I . Сразу после разряда поток йода состоял на 80-90% из атомов и на 10-20% из молекул I_2 . Однако, из-за рекомбинации в ходе транспортировки, только 20-50% атомов йода достигали места инъекции в поток кислорода. Было обнаружено, что при наработке атомов йода в разряде из CH_3I время жизни энергии, накопленной в синглетном кислороде, было примерно на 30% больше по сравнению с традиционной химической диссоциацией I_2 в потоке синглетного кислорода.

Ключевые слова: Кислородно-йодный лазер, электроразрядный генератор, плазма, йод, синглетный кислород, рекомбинация, CH_3I , I_2 .

1. ВВЕДЕНИЕ

Активная среда химического кислородно-йодного лазера (ХКИЛ) обычно создается путем инъекции паров молекулярного йода в поток кислорода, находящегося в возбужденном синглетном Δ -состоянии – $O_2(^1\Delta)$. Молекулы йода диссоциируют в потоке $O_2(^1\Delta)$, и полученные атомы, возбуждаемые на состояние $I(^2P_{1/2})$ (I^*) в столкновениях с синглетным кислородом, служат источником лазерного излучения. С точки зрения эффективности лазера существуют два фактора потерь энергии, связанных между собой процессом химической диссоциации. Во-первых, около 10% молекул $O_2(^1\Delta)$ тратится на диссоциацию I_2 – эта часть энергии может быть конвертирована в лазерное излучение, если вместо молекулы использовать атомы йода. Как видно из

[1], устранение процесса диссоциации способно увеличить химическую эффективность ХКИЛ на 40%. Во-вторых, I_2 дезактивирует I^* , что приводит к потерям энергии и ограничению оптимальной концентрации атомов йода [1] и, следовательно, ненасыщенного коэффициента усиления. При отсутствии I_2 в активной среде, оптимальная концентрация [I] и коэффициент усиления могут быть увеличены. Таким образом, инъекция атомов йода в поток синглетного кислорода является самым очевидным направлением улучшения характеристик ХКИЛ.

В плазме тлеющего разряда может эффективно нарабатываться атомарный йод в ходе диссоциации йодсодержащих молекул. В первых экспериментах [2,3] с разрядами постоянного тока I_2 использовался как донор атомов йода в несущих газах He или Ag. Микроволновые и радиочастотные типы разрядов также были опробованы в качестве источников плазмы. В [2] было обнаружено, что диссоциируют только 20 – 40% молекул I_2 , но, тем не менее, увеличение выходной лазерной мощности наблюдалось в обоих случаях [2,3]. В недавней работе [4] тлеющий разряд постоянного тока использовался для внешней наработки атомов йода в сверхзвуковом ХКИЛ. В этой работе только 2% йодных молекул было развалено в разряде, но даже очень маленькая доля предварительно продиссоциированного йода привела к увеличению лазерной мощности на 80% при относительно низких расходах йода. Однако при увеличении расхода йода на 30% выходная мощность лазера уже не зави-

Михеев Павел Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник.

E-mail: mikheyev@fian.smr.ru

Уфимцев Николай Иванович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник.

E-mail: mikheyev@fian.smr.ru

Воронов Анатолий Игнатьевич, ведущий инженер.

E-mail: mikheyev@fian.smr.ru

Торбин Алексей Петрович, студент СГАУ.

E-mail: torbinalex@gmail.com

Юдин Илья Олегович, студент СГАУ.

E-mail: zaboyka199@mail.ru

Аяззов Валерий Николаевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник.

E-mail: azyazov@fian.smr.ru

села от наличия или отсутствия разряда. Авторы [2-4] объяснили увеличение мощности более благоприятными условиями в активной среде для диссоциации I_2 , которая возникала благодаря наличию атомов I , необходимых для запуска цепи реакций диссоциации. Низкий уровень диссоциации I_2 объясняется малыми значениями поперечного сечения взаимодействия I_2 с электронами и низкой концентрацией электронов в плазме разряда.

В [5-8] было обнаружено, что метил-йодид CH_3I может быть использован в качестве подходящего донора атомов йода. Вагин и др. [5, 6] изучали импульсный ХКИЛ с наработкой атомов йода с помощью импульсного разряда. Были получены лазерные импульсы длительностью 10 мкс при плотности атомов йода до $1,8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Не было обнаружено неблагоприятного воздействия продуктов реакций, инициируемых электрическим разрядом, на энергию лазерных импульсов. Непрерывный электроразрядный генератор атомов йода был изучен в [7, 8]. Плотность атомов йода $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ была достигнута при давлении газа-носителя Ag около 30 Торр и температуре газа на выходе 350-500 К.

В традиционном ХКИЛ смесь газа-носителя и I_2 используется при давлении ≥ 20 Торр и температуре около 320-330 К. Повышенная температура газа (по сравнению с комнатной) необходима, чтобы предотвратить конденсацию паров йода на стенках тракта транспортировки и инжектора [9-12]. Высокие температуры газа нежелательны, поскольку эффективность лазера падает с увеличением температуры активной среды. Чем выше давление в йодном потоке, тем более эффективные схемы смешения могут быть использованы. По этой причине необходимо, чтобы полное давление газа превышало 20 Торр, а концентрация атомов йода была порядка 10^{16} см^{-3} . Однако, существуют два фактора ограничивающие давление газа. При увеличении давления, во-первых, тлеющий разряд становится неустойчивым, во-вторых, возрастает скорость гомогенной рекомбинации йода.

Необходимо получить ответы на вопросы, касающиеся целесообразности применения электроразрядных генераторов атомов йода в непрерывном ХКИЛ. Во-первых, какие молекулы следует выбрать в качестве донора атомов йода? Важным фактором здесь является то, что йод не содержащие продукты диссоциации не должны оказывать неблагоприятного эффекта на лазерную среду. Во-вторых, достаточно ли велик нагрев газа в разряде, чтобы оказать пагубное влияние на среду ХКИЛ? Ответы на эти вопросы должны быть получены экспериментально: на первый вопрос в связи с недостатком подробной

информации о соответствующих элементарных процессах, а на второй – поскольку неизвестна доля энергии разряда, идущая на разогрев газа.

Целью данной работы является демонстрация преимущества предварительной диссоциации йода. В ней представлено непосредственное сравнение двух методов приготовления активной среды ХКИЛ: традиционного, с диссоциацией йода в потоке синглетного кислорода, и с внешней наработкой атомов йода в электрическом разряде.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данной работе для воссоздания условий работы ХКИЛ использовалась проточная камера. Установка была оборудована химическим струйным генератором синглетного кислорода (ГСК) и генератором паров йода, описанном в [13, 14]. Экспериментальная установка также содержала электроразрядный генератор атомов йода.

2.1. Генератор атомов йода

Электроразрядный генератор атомов йода с коаксиальными электродами был подробно описан в [8]. Отличительной чертой этого генератора является относительно низкая напряженность электрического поля в плазме разряда из-за малого расстояния между электродами – всего лишь 4 мм. Относительно низкая напряженность и, следовательно, низкая энергия электронов позволили осуществлять эффективную диссоциацию галогеносодержащих молекул через процессы диссоциативного прилипания и диссоциации электронным ударом. Более того, коаксиальная конфигурация электродов облегчает процесс эффективного удаления тепла из зоны разряда, уменьшая тем самым температуру газа. Внутренний электрод (анод) был сделан из медной трубки внешним диаметром 10 мм. Внешний электрод (катод) представлял собой сделанный из нержавеющей стали полый цилиндр с внутренним диаметром 18 мм. Оба электрода термостабилизировались водой при температуре 330 К. Экспериментально было определено, что при более низкой температуре воды тлеющий разряд в газовой смеси с йодосодержащими молекулами становится менее устойчивым. Длина разряда вдоль потока составляла 10 см. В качестве несущего газа использовался аргон. В данной работе в качестве донора использовался I_2 по очевидным причинам, а также CH_3I из-за того, что он обладает большим сечением диссоциативного прилипания, и существуют примеры его успешного использования в подобных условиях [5,6].

Конструкция электродов обеспечивала вихревое движение газовых смесей Ag/CH_3I (или I_2)

в зоне разряда между ними. Давление Ar в генераторе составляло 20 Торр при расходе $G_{Ar} = 2.5$ ммоль/с. Ток разряда от стабилизированного источника мог регулироваться в пределах от $I_d = 0.8$ до 1.5 А. Напряжение разряда при установленном значении I_d варьировалось от 290 до 350 В с линейной зависимостью от расхода CH_3I . Из известных энергии вложенной в плазму и энергии связи С-И (234 кДж/моль) была определена доля энергии потраченной на диссоциацию CH_3I - 2.6%.

Процесс образования атомов йода в плазме разряда сопровождается их рекомбинацией, поэтому в потоке несущего газа присутствуют как атомы, так и молекулы йода. Их соотношение заранее неизвестно, поскольку оно зависит от параметров разрядного устройства. Более того, часть атомов йода рекомбинирует во время транспортировки до места инъекции. Скорость рекомбинации йода сильно зависит от температуры несущего газа, которая падает в течение транспортировки от разряда до активной среды.

Концентрации I_2 в проточной камере измерялась с использованием метода лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ). В этих экспериментах поток синглетного кислорода имитировался Ar с расходом 2,5 ммоль/с. ЛИФ на переходе $I_2(B-X)$ возбуждался второй гармоникой ($\lambda = 532$ нм) малогабаритного непрерывного неодимового лазера с диодной накачкой WL-LAG532-5. Переизлученный свет с длиной волны около 580 нм селектировался монохроматором и детектировался фотоумножителем. Подробное описание экспериментальной установки представлено в работе [8]. Ширина линии излучения пробного лазера была меньше, чем расстояние между вращательными линиями перехода $I_2(B-X)$. Было обнаружено, что контролируемая настройка частоты излучения лазера могла быть достигнута с помощью небольших изменений температуры его корпуса. При изменении температуры корпуса на 1 К за 30 секунд диапазон излучаемых длин волн уверенно перекрывал разность длин волн между двумя или тремя вращательными линиями перехода $I_2(B-X)$. Калибровка производилась с помощью известной концентрации I_2 , определенной по поглощению света на 500 нм в камере длиной 45 см. Было проверено, что CH_3I с концентрациями используемых в экспериментах, практически никак не влиял на сигнал ЛИФ. Данный метод позволяет определять $[I_2] \geq 10^{13}$ см⁻³ в объеме с характерными размерами в несколько миллиметров.

Было обнаружено, что увеличение температуры газа в зоне разряда, достаточно мало, и ее оценочная величина не превышает 30 К. Сигнал ЛИФ зависел от температуры из-за изменений

населенности нижних энергетических уровней $I_2(X, v=0)$, доплеровской ширины поглощающих вращательных йодных линий и полной концентрации йода. Однако оценки, полученные с использованием численного моделирования, показывают, после того, как газ покидает зону разряда температура газового потока уменьшается из-за теплоотвода на стенки и разбавления более холодным буферным газом. Примерно через 6 мс температура газового потока становится приблизительно равной той, при которой производилась калибровка системы измерения I_2 , поэтому температурной зависимостью сигнала ЛИФ можно пренебречь.

В экспериментах использовались сопловые блоки двух типов. Первый – грабельного типа, состоящий из ряда равноудаленных друг от друга десяти закрытых с одного конца никелевых трубок с внутренним диаметром 1,8 мм. На противоположных сторонах боковых стенок трубок было просверлено по 5 отверстий диаметром $\approx 0,5$ мм. Отверстия, просверленные в шахматном порядке, предназначались для инъекции йода перпендикулярно в поток синглетного кислорода. Второй тип соплового блока представлял собой струйный вариант, состоящий из десяти отверстий с внутренним диаметром 1,4 мм, равномерно расположенных вдоль верхней стенки проточной камеры. Оба инжектора обеспечивали расход Ar 2,5 ммоль/с при давлении 20 Торр внутри электроразрядного генератора. Ширина проточной камеры составляла 5,1 см. Лазерный луч для возбуждения ЛИФ попадал в поток через отверстие в боковой стенке проточной камеры (на расстоянии 5 см по потоку от места инъекции). Сигнал ЛИФ наблюдался через верхнюю стенку камеры перпендикулярно лазерному лучу.

2.2. Проточная камера и система обработки данных

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, детальное описание установки приведено в [13,14]. Синглетный кислород нарабатывался в струйном генераторе синглетного кислорода (ГСК) в результате хлорирования щелочного раствора перекиси водорода (ЩРПВ). Температура ЩРПВ поддерживалась равной 260 ± 1 К. Поток кислорода с $G_{O_2} = 2,5$ ммоль/с из ГСК попадал в выполненную из органического стекла проточную камеру с газопроводом, поперечное сечение которого составляло $1,1 \times 5,1$ см² (рис. 1). Величина объемной скорости откачки в ГСК и проточной камере регулировалась с помощью щелевых кранов. Ar с расходом $G_{Ar} = 2,5$ ммоль/с использовался как несущий газ для I_2 и CH_3I . Расход I_2 G_{I_2} был

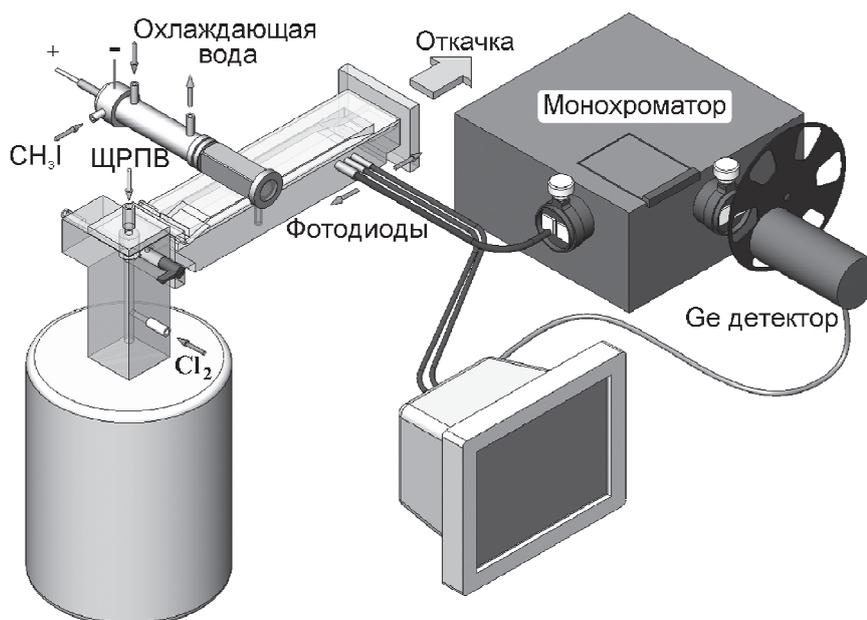


Рис. 1. Экспериментальная установка

определен с помощью измерения $[I_2]$ (с использованием поглощения света на длине волны 500 нм) и расхода несущего газа. Относительное содержание йода составляло $\xi_{I_2} = G_{I_2} / G_{O_2} = 0,5 \div 1,8 \%$. Наибольшая $[I^*]$ была достигнута с использованием соплового блока грабельного типа. Было сделано предположение, что I_2 диссоциирует полностью и температура составляла 400 К. Расход CH_3I измерялся с помощью калиброванного объемного расходомера и регулировался в пределах $G_{CH_3I} = 0,06$ до 0,2 ммоль/с. Около 50 % йодида CH_3I диссоциировало в разрядном генераторе, обеспечивая такой же диапазон изменений $[I^*]$, как и при использовании I_2 .

После прохождения зоны разряда, газовая смесь, содержащая атомы и молекулы (при наличии разряда) или только молекулы йода (при отсутствии разряда), инжектировалась в поток синглетного кислорода через вышеупомянутые инжекторы. Давление в проточной камере во всех экспериментах составляло $\approx 2,5$ Торр. Выход синглетного кислорода $Y = [O_2(^1\Delta)] / ([O_2(^1\Delta)] + [O_2(^3\Sigma)])$ составлял $0,5 \pm 0,1$, где $[O_2(^1\Delta)]$ и $[O_2(^3\Sigma)]$ – концентрации кислорода в синглетном и основном состоянии соответственно.

Распределение электронно-возбужденных компонентов – $I_2(B)$, $I(^2P_{1/2})$, $O_2(^1\Delta)$ по длине потока находилось с помощью эмиссионной спектроскопии. Оптическое излучение, прошедшее сквозь стенку диагностирующей камеры, попадало на вход Si и Ge фотодиодов и оптоволоконного жгута, как показано на рис. 1. Оптические фильтры и монохроматоры использовались для разделения полос излучения среды. Si фотодиод с фильтром, пропускающим свет ви-

димого диапазона, детектировал излучение на переходе $I_2(B \rightarrow X)$. Для детектирования излучение от перехода $I^* \rightarrow I$ ($\lambda = 1315$ нм) использовался Ge фотодиод с ИК широкополосным фильтром. Излучение $O_2(^1\Delta \rightarrow ^3\Sigma)$ ($\lambda = 1268$ нм) выделялось монохроматором и регистрировалось Ge приемником, охлажденным жидким азотом. Два фотодиода и конец оптоволоконного жгута были помещены на платформу, передвигающуюся вдоль потока, как показано на рис. 1. Свет по оптоволокну доставлялся к входной щели монохроматора. Прерыватель с индукционным датчиком, генерировавшим синхронные импульсы, для дальнейшей цифровой обработки сигналов располагался напротив Ge приемника. Все сигналы подавались на АЦП и обрабатывались с помощью персонального компьютера с использованием программы LabView. Пространственное разрешение всех фотоприемников задавалось апертурами диаметром 2 мм. Апертуры Si и Ge приемников ограничивали обзор центральной части потока. Угол обзора оптоволоконного жгута по высоте ограничивался высотой канала проточной камеры, а по горизонтали числовой апертурой монохроматора.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

3.1. Измерения концентрации I_2

Концентрации I_2 измерялись как на выходе разрядного генератора, так и в проточной камере на расстоянии 5 см по потоку от места инжекции. Было обнаружено, что 80-90% йода на выходе генератора состояло из атомов. Результаты измерения концентрации I_2 представлены на рис. 2.

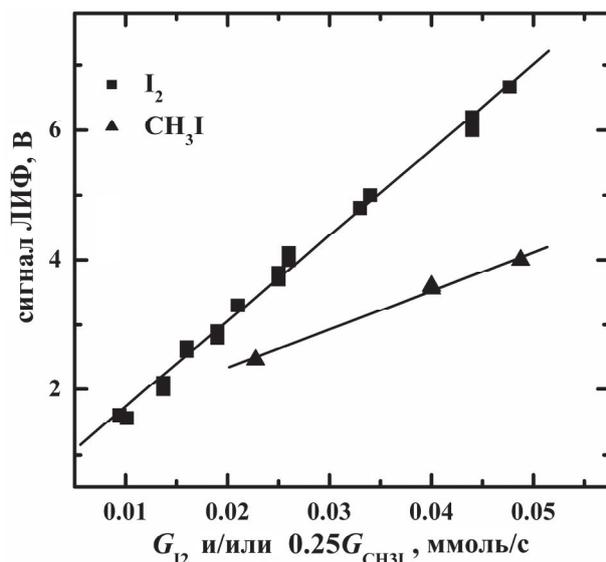


Рис. 2. Зависимости сигнала ЛИФ от расхода I_2 и $0.25 \times CH_3I$ в электроразрядном генераторе и струйном инжекторе. Давление внутри генератора составляет 20 Торр, ток разряда – 1,2 А. Около 50% CH_3I продиссоциировало

В начале, смесь Ag/I_2 инжектировалась в поток при отсутствии разряда. В этом случае измеренные сигналы ЛИФ (A_1) на рис. 2 обозначены квадратами и представляют собой функцию от расхода I_2 . Затем, газовая смесь Ag/CH_3I пропусклась через электроразрядный генератор при токе в 1,2 А. В данном случае измеренные сигналы ЛИФ (A_2) на рис. 2 обозначены треугольниками и представляют собой функцию от j расхода CH_3I , так как в этих экспериментах диссоциировало только около половины молекул CH_3I . Доля продиссоциировавшего йода находится по формуле $\eta_1 = 1 - A_2/A_1$, и для струйного инжектора она принимала значения от 0,3 до 0,5, увеличиваясь с потоком CH_3I . Следовательно, заметная доля атомов йода рекомбинировала при транспортировке от генератора до инжектора. Часть атомов рекомбинировала в трубках инжектора грабельного типа, и поэтому с ним η_1 была ниже – от 0,2 до 0,4.

3.2. Характеристики активной среды ХКИЛ

На Рис.3 представлен типичный пример экспериментальных данных при использовании инжектора грабельного типа и $\xi_{I_2} = 0,7\%$. Кривые показывают распределение атомов I^* и молекул $I_2(V)$ и $O_2(^1\Delta)$ по потоку. Ноль на оси абсцисс совпадает с положением йодного инжектора. Кривые 1 и 3 показывают поведение $[I^*]$ и $[I_2(V)]$, а кривая 2 – $[O_2(^1\Delta)]$. Значения, отложенные на кривой 2, в диапазоне от 0 до 3 см есть сумма сигналов от излучения на переходах $O_2(^1\Delta - ^3\Sigma)$ и $I_2(V-X)$ в ИК области спектра вблизи 1268 нм.

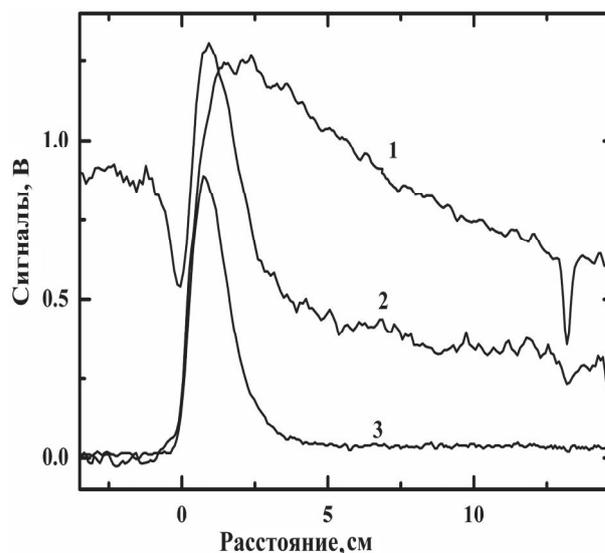
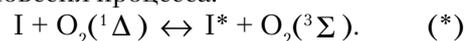


Рис. 3. Распределение относительных концентраций электронно-возбужденных частиц вдоль потока при $\xi_{I_2} = 0,7\%$. 1 – I^* , 2 – $O_2(^1\Delta)$, 3 – $I_2(V)$. За начало отсчета принято место расположения йодного инжектора

При $x \geq 3$ см вкладом излучения на переходе $I_2(V-X)$ на значения кривой 2 можно пренебречь. Сигнал $O_2(^1\Delta)$ вверх по потоку от инжектора почти в два раза больше наблюдаемого на $x=4$ см. Такое падение сигнала объясняется разбавлением кислородного потока йодным в узле смешения. При отсутствии йодного потока сигнал $O_2(^1\Delta)$ был практически постоянным по всей длине проточной камеры. Провал на 13 см отображает положение репера, выполненного в виде непрозрачной узкой полочки, и использовался для дополнительного контроля позиции фотоприемника. Из полного расхода O_2 и Ar – $G_{O_2} + G_{Ar} = 5$ ммоль/с, температуры потока ≈ 400 К и давления газа 2,5 Торр была оценена скорость потока которая составила приблизительно 10^4 см/с.

Предположив, что при использовании инжектора грабельного типа все молекулы I_2 продиссоциировали, максимальная $[I^*]$ может быть оценена с помощью выражения $[I^*] = 2K_{eq} Y[I_2] / (K_{eq} Y + 1 - Y)$, где $K_{eq} = 0,75 \exp(402/T)$ – константа равновесия процесса.



Основываясь на том же предположении, была оценена концентрация $[I^*]$ для случая струйного инжектора при температуре среды $T=400$ К и CH_3I в качестве донора.

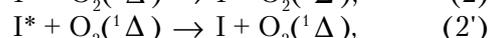
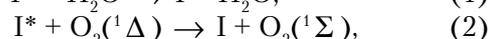
В обоих случаях с увеличением йодной концентрации происходило заметное смещение максимума I^* вверх по потоку к соплу. Например, для случая с грабельным сопловым блоком и I_2 в качестве донора было получено, что при $\xi_{I_2} = 0,45\%$ сигнал I^* представлял собой плато на интервале [3-5] см, при $\xi_{I_2} = 1,1\%$ плато отсут-

ствовало, и максимум сигнала приходился на 2 см, а при $\xi_{12} = 1.8\%$ - примерно на 1,7 см. Максимум $I_2(B)$ смещался подобным же образом в пределах от 2 до 0,7 см, он всегда находился ближе к инжектору, чем максимум I^* .

Когда I_2 в потоке аргона пропускаться через включенный разряд, максимум I^* так же смещался вверх по потоку к соплу. Так например, для $\xi_{12} = 1,1\%$ максимум $[I^*]$ при наличии разряда достигался на 1 см от сопла, а при его отсутствии – на 2 см. Молекулы I_2 плохо диссоциируют в подобном типе разряда, но даже малое количество атомов I , высвобожденных в плазме разряда, увеличивало скорость диссоциации в 2 раза.

Типичные распределения $[I^*]$, $[I_2(B)]$ и $[O_2(^1\Delta)]$ по потоку, в котором CH_3I выступал в качестве донора, были такими же, как и в случае с I_2 . Это указывает на то, что существенная доля атомов йода успевала прорекомбинировать за время транспортировки. Однако наличие атомов йода в потоке приводило к снижению скорости релаксации энергии, запасенной в синглетном кислороде.

Из общепринятой кинетики ХКИЛ [16] следует, что дезактивация возбужденных атомов в основном происходит в следующих реакциях:



при константах скорости $k_1 = 2 \times 10^{12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $k_2 = 1,1 \times 10^{13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $k_2' = 1,1 \times 10^{13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $k_3 = 3,8 \times 10^{11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

В реакции (*) происходит только перераспределение электронной энергии между кислородом и йодом. Убыль электронной энергии из системы осуществляется в реакциях (1), (2) и (3). Принимая во внимание, что $O_2(^1\Sigma)$ быстро тушится водой до $O_2(^1\Delta)$, скорость потерь $O_2(^1\Delta)$ находится по формуле:

$$\frac{d[O_2(^1\Delta)]}{dt} = -k_1[I^*][H_2O] - (k_2 + k_2')[I^*][O_2(^1\Delta)] - k_3[I^*][I_2] \quad (4)$$

Скорость дезактивации синглетного кислорода определяется наклоном кривой 2 на рис.3. К сожалению, из-за излучения полосы $I_2(B-X)$ трудно охарактеризовать наклон $[O_2(^1\Delta)]$ точно. Однако благодаря быстрому резонансному обмену энергией в процессе (*) устанавливается квазистационарное равновесие между атомами йода и молекулами кислорода. Концентрации $[I]$, $[I^*]$, $[O_2(^1\Delta)]$ и $[O_2(^3\Sigma)]$ жестко связаны между собой отношением: $K_{eq}[O_2(^1\Delta)][I] = [O_2(^3\Sigma)][I^*]$. Последнее выражение показывает, что с помощью скорости затухания $[I^*]$ можно сравнивать скорости релаксации энергии в различных экспериментальных ситуациях.

Было обнаружено, что наклон кривой $[I^*]$ (рис. 3) может быть разбит на два участка первый от ≈ 2 до 8 см, а второй – от ≈ 8 см до конца кривой. Каждый участок аппроксимировался экспоненциальной функцией. Так как область наибольшего коэффициента усиления совпадает с максимумом $[I^*]$, скорость спада первой экспоненты представляет наибольший интерес для ХКИЛ, показывая время жизни энергии τ , накопленной в синглетном кислороде.

Скорость спада была определена с помощью аппроксимации кривых $[I^*]$ методом наименьших квадратов на участке от 2 до 8 см. На рис. 4 изображены полученные с двух серий экспериментов зависимости скорости спада от концентрации $[I^*]$ в максимуме. Данный график показывает линейную зависимость скорости спада от концентрации возбужденных атомов йода. Угол наклона аппроксимирующей прямой определяет константу скорости дезактивации K ($\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$) запасенной энергии. Полученные методом наименьших квадратов значения K из трех различных серий экспериментов, проведенных за несколько дней, представлены в табл. 1. Из данной таблицы видно, что скорость тушения $O_2(^1\Delta)$ была на 30% меньше для CH_3I , чем для I_2 . Из анализа спектра перехода

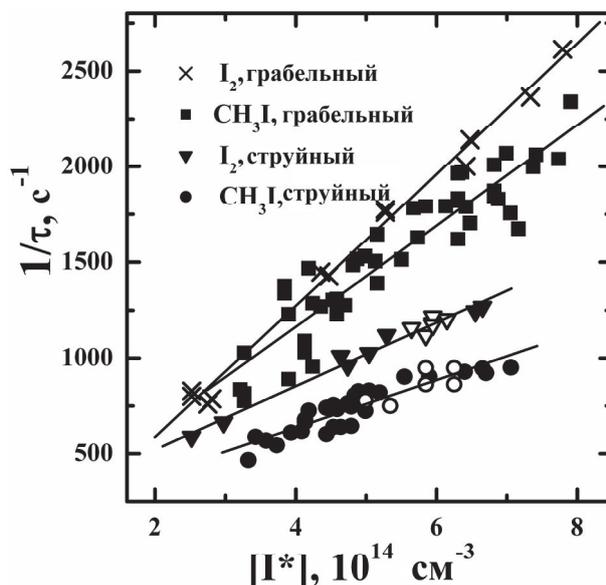


Рис. 4. Зависимость скорости спада от максимума $[I^*]$. Два верхних набора точек (“ CH_3I , грабельный” и “ I_2 , грабельный”) были получены при использовании соплового блока грабельного типа, ξ_{12} изменялась от 0,5% до 1,8%. Два нижних (“ CH_3I , струйный” и “ I_2 , струйный”) – при использовании струйного инжектора. Незакрашенными кружочками отмечены результаты эксперимента при наличии разряда. Незакрашенными треугольниками – при постоянном потоке CH_3I и различных токах разряда. Эти точки показывают, что нагрев газа не оказывает видимого эффекта на состояние лазерной среды

Таблица 1. Константы скорости деактивации K ($\text{см}^3\text{с}^{-1}$) запасенной энергии из рис. 4.

	K [$\text{см}^3\text{с}^{-1}$], донор I_2	K [$\text{см}^3\text{с}^{-1}$], донор CH_3I
Инжектор	3.0×10^{-12}	2.2×10^{-12}
грабельного типа	3.4×10^{-12}	2.6×10^{-12}
Струйный инжектор	1.9×10^{-12}	1.4×10^{-12}

$\text{O}_2(^1\Delta) \rightarrow \text{O}_2(^3\Sigma)$ был оценен рост температуры в потоке на расстоянии 8 см от места инъекции, который составил около 10%, поэтому тепловые эффекты не принимались во внимание.

Два разных типа инжекторов использовались в данных экспериментах для оценки скорости рекомбинации йодных атомов в зоне транспортировки от электроразрядного генератора атомов йода до места смешения йодного и кислородного потоков. Оказалось, что они заметно различались, как следует из результатов представленных на рис. 4. Из графиков видно, что максимальная величина $[I^*]$ для инжектора грабельного типа была на $\approx 40\%$ выше, чем у струйного, что указывало на лучшее смешение компонентов. Различия между скоростями спада для доноров атомов йода I_2 и CH_3I были ярче выражены у струйного инжектора, чем у грабельного. Однако, в данных экспериментах не проводилось контроля содержания водяных паров, что не позволяет сделать точных выводов о влиянии различных типов инжекторов.

Чтобы объяснить относительно высокие значения K влиянием высокой температуры несущего йод газа, были проведены эксперименты при наличии и отсутствии разряда. В качестве донора использовался I_2 . В данных экспериментах ток разряда не превышал 0,8 А, потому что при более высоких значениях разряд становился неустойчивым. На рис. 4 результаты экспериментов при наличии разряда обозначены незакрашенными кружочками. Как видно из графика, все точки лежат на той же линии в пределах экспериментальной ошибки. Никаких эффектов, связанных с изменениями температуры, возникающими при наличии или отсутствии разряда, замечено не было. Эти результаты также указывают на то, что I_2 плохо диссоциирует в данном типе разряда.

В том случае, когда CH_3I использовался в качестве донора, максимум $[I^*]$ возрастал с увеличением тока разряда при постоянном расходе CH_3I . Однако, в этом случае измеренные скорости спада (незакрашенные треугольники) лежат на одной линии в пределах экспериментальной ошибки, указывая снова только на зависимость от максимума $[I^*]$ и на то, что влияние нагрева йодного потока в разрядной зоне не сказывается заметно на скорость релаксации электронной энергии. Конечно, йодной поток, проходя через разрядную, зону нагревается (по оценкам на несколько десятков градусов), но в процессе транс-

портировки температура потока падает за счет теплоотвода до температуры стенок тракта.

4. ВЫВОДЫ

Электроразрядный генератор атомов йода с коаксиальными электродами и CH_3I в качестве донора позволяет нарабатывать атомы йода с концентрацией до $\approx 10^{16}\text{см}^{-3}$ и давлением несущего газа в зоне разряда около 20 Торр. Была достигнута приблизительно 50% диссоциация CH_3I . Измеренные с помощью ЛИФ концентрации I_2 в точке инъекции показали, что значительная доля атомов йода прорекомбинировала в течение транспортировки из-за гомогенной и гетерогенной рекомбинации. В зависимости от расхода CH_3I и типа инжектора йодный поток содержал 20-50% атомов.

Было обнаружено, что время жизни синглетного кислорода на 30% больше, когда йод нарабатывался в разряде из CH_3I , по сравнению с традиционной диссоциацией I_2 в потоке синглетного кислорода. По этой причине использование генератора атомов йода в ХКИЛ может увеличить время жизни инверсии в лазерной среде. Это важно для создания эффективного резонатора, которому необходима протяженная зона с положительным коэффициентом усиления по длине потока. В настоящее время с этой целью в газовую среду подмешивается гелий для увеличения скорости потока в резонаторе. Практическим недостатком данного подхода является высокая стоимость гелия. В схемах с более дешевыми газами в качестве разбавителя, таких как N_2 [9, 10, 12, 13] или CO_2 [11], приемлемая длина активной среды может быть создана при использовании внешнего генератора атомов йода. Недавние сравнительные испытания ХКИЛ показали что эффективность лазера в режиме с внешней наработкой атомов йода выше чем в режиме с традиционной схемой приготовления активной среды [15].

Темп релаксации энергии, накопленной в синглетном кислороде, меньше при использовании разрядного генератора атомов йода по сравнению с их традиционным химическим получением. Это указывает на то, что продукты от диссоциации метилйодида либо незначительно, либо вовсе не оказывают негативного эффекта на характеристики активной среды. Нагрев ак-

тивной среды за счет разбавления кислородного потока несущим йод более горячим буферным газом также не оказывает негативного влияния.

Работа выполнена при поддержке гранта №РФФИ 11-02-00613-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carroll D.L., Solomon W.C., King D., Fockler L., Stromberg D., Sexauer M., Milmo A. and Sentman L.H. Advanced mixing nozzle concept for COIL // Proc. of the Int. Conf. on Lasers 1999, ed. V.J. Corcoran, STS Press, McLean VA. 2000. P. 69–77.
2. Endo M., Sugimoto D., Okamoto H., Nanri K., Uchiyama T., Takeda S., Fujioka T. Output power enhancement of a chemical oxygen-iodine laser by predissociated iodine injection // Jpn. J. Appl. Phys. 2000. Vol.39. P. 468-474.
3. Wakazono T., Hashimoto K., Takemoto T. The study of chemical oxygen-iodine laser using RF discharge dissociation of I_2 // Proc. SPIE. 1998. Vol.3574. P.290-294.
4. Katz A., Dahan Z., Rybalkin V., Waichman K., Barmashenko B. D., Rosenwaks S. Power enhancement in chemical oxygen-iodine lasers by iodine predissociation via corona/glow discharge // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol.90. P.161122/7.
5. Вагин Н.П., Пазюк В.С., Юрьшев Н.Н. "Импульсный химический кислородно-йодный лазер с объемной наработкой атомов йода в электрическом разряде" // Квантовая Электроника. 1995. Т.22. №8 С.776-778.
6. Вагин Н.П., Юрьшев Н.Н. Импульсный химический кислородно-йодный лазер, инициируемый поперечным электрическим разрядом // Квантовая Электро-ника. 2001. Т.31, № 2. С.127-131.
7. Михеев П.А., Шепеленко А.А., Воронов А.И., Купряев Н.В. Получение атомарного йода в потоке газа при разложении метилиодида тлеющим разрядом постоянного тока // Квантовая Электроника. 2002. Т.32. №1. С.1-4.
8. Mikheyev P. A., Shepelenko A. A., Voronov A. I., Kupryaev N. V. Production of iodine atoms by dissociating CH_3I and HI in a dc glow discharge in the flow of argon // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol.37. P.3202-3206.
9. Zagidullin M.V., Nikolaev V.D., Svistun M.I., Khvatov N.A. Oxygen-iodine ejector laser with a centrifugal bubbling singlet-oxygen generator // Quantum Electron. 2005. Vol.35. P. 907-908.
10. Rybalkin V., Katz A., Barmashenko B.D., Rosenwaks S. Nearly attaining the theoretical efficiency of supersonic chemical oxygen-iodine lasers // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol 85, №.24, P.5851-5853.
11. Antonov I.O., Azyazov V.N., Mezhenin A.V., Popkov G.N., Ufimtsev N.I. Chemical oxygen-iodine laser with CO_2 buffer gas // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol.89. P.051115/3.
12. Yang T.T., Bhowmik A., Burde D. et al. "20-Kw nitrogen diluent chemical oxygen-iodine laser" // Proc. SPIE. 2002. Vol.4760. P.537.
13. Azyazov V.N., Mikheyev P.A., Ufimtsev N.I., Fomin E.V., Antonov I.O. and Heaven M.C. Formation of $I_2(B^3\Pi_0)$ in the presence of $O_2(a^1\Delta)$ // J. Appl. Phys. 2007. Vol.102. P.123108/7.
14. Azyazov V.N., Heaven M.C. Role of $O_2(b)$ and $I_2(A', A)$ in Chemical Oxygen-Iodine Laser Dissociation Process // AIAA Journal. 2006. Vol. 44. №.7. P.1593-1600.
15. Mikheyev P.A., Zagidullin M.V., Azyazov V.N. Chemical oxygen-iodine laser with external production of iodine atoms in CH_3I/Ar dc glow discharge // Appl. Phys. B. 2010. Vol.101. P.7-10.

CHARACTERISTICS OF $O_2(^1\Delta)$ - $I(^2P_{1/2})$ LASER MEDIUM WITH EXTERNAL IODINE ATOMS GENERATOR

P.A. Mikheyev¹, N.I. Ufimtsev¹, A.I. Voronov¹, I.O. Yudin², A.P. Torbin^{1,2}, V.N. Azyazov¹

¹ Samara Branch of P.N. Lebedev Physical Institute

² Samara State Aerospace University named after S.P. Korolev

The properties of active medium of oxygen-iodine laser with with external iodine atoms electric discharge generator was studied. The discharge generator and the active medium were studied using laser induced fluorescence and emission spectroscopy. CH_3I was used as atomic iodine precursors. About 50% of the iodine contained in CH_3I molecules was extracted in the generator. Right after the discharge 80-90% of the iodine flow consisted of atoms and 10-20 % of iodine molecules. It was found that the lifetime for the energy stored in singlet oxygen was about 30% longer, when atomic iodine was produced from CH_3I in the discharge, as compared to the conventional chemical dissociation of I_2 in the singlet oxygen flow.

Key words: dc glow discharge generator, oxygen-iodine laser, low-temperature plasma, iodine, singlet oxygen, recombination, CH_3I , I_2 .

Pavel Mikheyev, Ph.D., Senior Researcher.

E-mail: mikheyev@fian.smr.ru

Nikolay Ufimtsev, Ph.D., Senior Researcher.

E-mail: mikheyev@fian.smr.ru

Anatoliy Voronov, Senior Engineer.

E-mail: mikheyev@fian.smr.ru

Alexey Torbin, Student. E-mail: torbinalex@gmail.com.

Iliya Yudin, Student. E-mail: zaboyka199@mail.ru

Valeriy Azyazov, Doctor of Science, Leading Researcher.

E-mail: azyazov@fian.smr.ru