

Импульсный химический кислородно-иодный лазер с иницированием продольным электрическим разрядом

Н.П.Вагин, Н.Н.Юрышев

Исследовано влияние длины разрядного промежутка импульсного химического кислородно-иодного лазера с объемной генерацией атомов иода в продольном электрическом разряде на энергетические параметры лазера при различных энергиях и напряжениях разряда, а также составах рабочей смеси (при постоянных давлениях кислорода и иодида). Анализ полученных результатов позволяет объяснить температурными эффектами двукратное снижение удельного энергопотребления при иницировании продольным электрическим разрядом по сравнению с фотолитическим иницированием.

Ключевые слова: химический кислородно-иодный лазер, электрический разряд, синглетный кислород.

1. Введение

Метод импульсной объемной генерации атомов иода в смеси, содержащей синглетный кислород, является наиболее эффективным для обеспечения импульсного режима работы химического кислородно-иодного лазера (КИЛ) с точки зрения получения максимального отношения импульсной мощности к мощности в непрерывном режиме при одинаковом расходе реагентов. Впервые этот метод был реализован при использовании импульсного фотолиза для получения атомов иода из CF_3I [1]. В дальнейшем иницирование лазера импульсным фотолизом позволило достичь удельного энергопотребления 3 Дж/л при давлении кислорода 3 Тор [2].

В [3] была продемонстрирована возможность использования поперечного электрического разряда для иницирования импульсного химического КИЛ с объемной генерацией атомов иода. Такой разряд, позволяя работать при повышенных давлениях рабочей смеси, требует определенных усилий для обеспечения однородности разряда, особенно при увеличении габаритов разрядной камеры. Иницирование генерации продольным разрядом, имея ограничения по давлению рабочей смеси, характеризуется простотой реализации и обеспечивает высокую эффективность импульсного химического КИЛ. Так, в [4] сообщалось о достижении электрического КПД лазера, близкого к 100 %.

Цель настоящей работы – исследование зависимости энергетических параметров лазера от длины разрядного промежутка. Полученные результаты могут быть использованы для построения схем импульсных химических КИЛ с электроразрядным иницированием. В отличие от поперечного разряда, продольный разряд в схеме с поперечным потоком оставляет дополнительную степень свободы, которая может быть использована, напри-

мер, для размещения системы модуляции усиления с помощью эффекта Зеемана.

В данном случае, говоря о продольном разряде, мы имеем в виду такую геометрию разряда, при которой расстояние между электродами заметно превышает поперечный размер разрядного канала. Уменьшение же разрядного промежутка приводит к геометрии разряда, более соответствующей поперечному разряду.

Применение импульсного тлеющего разряда для генерации атомов иода в газовой смеси, содержащей синглетный кислород, является нетривиальной задачей. Действительно, в результате действия электрического разряда образуются электроны, ионы, возбужденные молекулы и продукты диссоциации молекулярных компонентов смеси. Вид и число этих компонентов в общем случае зависят от параметров электрического разряда, главным образом от энергии разряда и приведенной напряженности электрического поля E/N . Кроме того, длина разрядного промежутка определяет сопротивление плазменного канала и, следовательно, вкладываемую в активную среду лазера электрическую энергию.

Таким образом, оптимизация параметров разряда с целью улучшения выходных энергетических характеристик лазера является важной задачей, а вариация длины разрядного промежутка позволяет изменять указанные выше параметры разряда, оставляя неизменным напряжение на конденсаторах.

2. Эксперимент

Схема эксперимента показана на рис. 1. Разрядная камера смонтирована в одном из плеч экспериментальной установки, использованной ранее в опытах с импульсным лазером, иницируемым продольным электрическим разрядом [4]. Она имеет внутренний диаметр 39 мм и изготовлена из полиметилметакрилата. По длине камеры на расстоянии 10 см друг от друга просверлены пять отверстий для установки электродов. В качестве катодов применялись электродные секции импульсных ламп ИФП-20000 диаметром 20 мм, содержащие вольфрамовый электрод. Эти секции вставлены в отверстия

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский проспект, 53;
e-mail: vaginnp@x4u.lpi.ruhep.ru, yuryshev@mail1.lebedev.ru

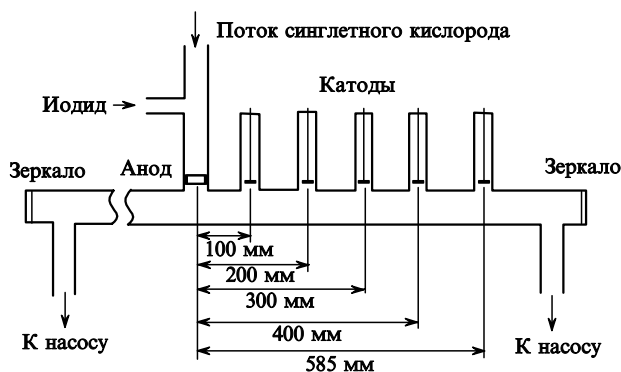


Рис. 1. Принципиальная схема разрядной камеры.

разрядной камеры и герметизированы. В качестве общего анода использован такой же электрод. Для исключения влияния приэлектродных явлений на результаты измерений электроды вынесены из объема резонатора лазера. Таким образом, только процессы в положительном столбе участвуют в создании активной среды лазера. Была испытана также система с подвижными кольцевыми электродами. Однако от нее пришлось отказаться из-за нестабильности получаемых результатов. Электрический разряд, создаваемый батареей конденсаторов, инициировался тиратроном ТГИ-25/1000, обеспечивающим работу при напряжении до 25 кВ. Батарея конденсаторов набиралась из керамических малоиндуктивных конденсаторов емкостью 3,4 нФ. Изменение энергии разряда достигалось вариацией как рабочего напряжения, так и числа конденсаторов в батарее. Синглетный кислород получался в генераторе синглетного кислорода барботажного типа [3, 4].

Критериями эффективности работы лазера служат удельная выходная энергия и КПД. Однако выходная энергия лазера зависит от степени превышения порогового усиления, которая, в свою очередь, зависит от длины усиления на удельные выходные параметры лазера применялся резонатор с пропусканием выходного зеркала 0,8 % (оптимальным в большинстве экспериментов является пропускание около 4 %). В качестве второго зеркала использовалось сферическое зеркало с пропусканием 0,05 %. Выходная энергия излучения лазера ограничивалась внешней диафрагмой диаметром 30 мм, установленной на расстоянии 45 см от выходного зеркала.

Все эксперименты выполнены при парциальных давлениях кислорода и CF_3I , равных 1 и 0,5 Тор соответственно. В качестве буферных газов использовались гелий, азот и гексафторид серы. Диапазоны вариации параметров эксперимента таковы: длина разрядного промежутка 10–58,5 см, напряжение разряда 10–20 кВ, давление буферного газа 2–8 Тор. Энергия лазера измерялась калориметром ИМО-2Н, временная форма импульса регистрировалась германиевым фотодиодом ФД-10Г и запоминающим осциллографом, а затем фотографировалась цифровой камерой.

3. Обсуждение результатов

В отличие от фотолиза, который является селективным инструментом для диссоциации иодидов, электрический разряд взаимодействует со всеми компонентами

рабочей смеси, приводя к образованию электронов, ионов, осколков молекул и т. д., которые могут оказывать заметное влияние на кинетику образования инверсии в импульсном КИЛ. В связи с этим интерпретация результатов представляет весьма сложную задачу. Тем не менее мы попытались выявить общие правила поведения импульсного КИЛ, инициируемого продольным разрядом.

Выходная энергия является одним из ключевых параметров, характеризующих эффективность лазера. На рис. 2 показано влияние длины инициирования на выходную энергию лазера при различных условиях инициирования (напряжении разряда, емкости накопителя) в случае использования гелия в качестве буферного газа. Видно, что выходная энергия растет линейно с длиной инициирования, по крайней мере для тех случаев, когда лазер работает с заметным превышением порогового усиления. Это означает в первом приближении, что удельная выходная энергия слабо зависит от энергии инициирования и приведенной напряженности электрического поля. Указанные параметры оказываются более существенными для генерации атомов иода. Энергия же инициирования влияет, главным образом, через тепловые эффекты, т. е. через увеличение порогового содержания синглетного кислорода и падение усиления слабого сигнала. Отклонение от линейности при длинах инициирования 600 мм может быть связано как с уменьшением содержания синглетного кислорода в процессе заполнения активного объема, так и с неоднородностью разряда.

В случае продольного разряда энергия емкостного накопителя практически полностью вкладывается в активную среду. Это обстоятельство приводит к менее заметному влиянию давления буферного газа на выходную энергию и длительность импульса генерации по сравнению со случаем инициирования поперечным разрядом с резистивной стабилизацией. Данный эффект проявляется в случае использования гелия и практически не зависит от длины разряда.

Иная ситуация наблюдается для азота. В условиях заметного превышения порогового усиления увеличение давления азота при малых длинах разрядного промежутка приводит сначала к слабому, а затем резкому падению выходной энергии. При увеличении длины разрядного промежутка заметное уменьшение энергии наблюдается при меньших давлениях азота. Все это указывает на то, что буферный газ не только изменяет теплоемкость активной смеси, но и заметно изменяет параметры плазмы, а также, может быть, однородность разряда.

Данный эффект более ярко проявляется при использовании гексафторида серы. Будучи сильно электроотрицательным, SF_6 очень сильно влияет на генерацию даже при низких концентрациях. Тем не менее малые длины разрядных промежутков позволяют работать с SF_6 в качестве буферного газа и, следовательно, обеспечивают возможность химической генерации атомов иода при использовании иодистого водорода как донора атомов иода.

В первых экспериментах с импульсным химическим КИЛ, инициируемым электрическим разрядом, было замечено, что достигаемая в нем удельная выходная энергия уступает той, которая получается при фотолизном инициировании. Разные факторы могут быть ответственны за наблюдаемое различие. Это и разрушение синглетного кислорода под действием разряда, и образование

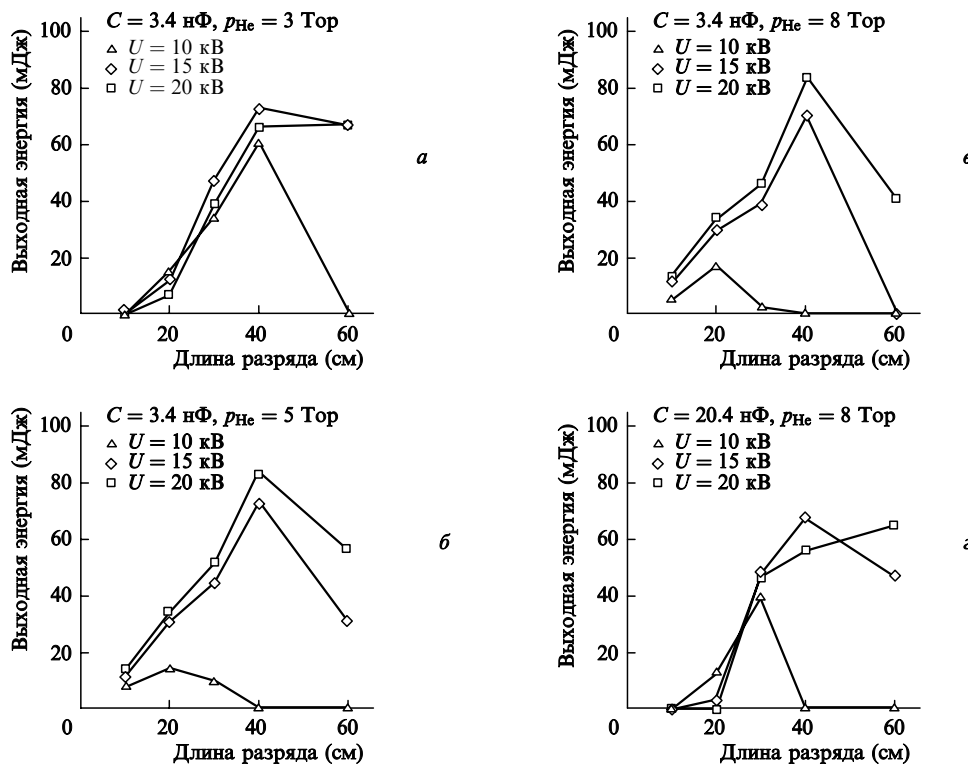


Рис. 2. Зависимости выходной энергии лазера от длины разрядного промежутка при различных зарядных напряжениях U , зарядных емкостях C и давлениях гелия p_{He} .

компонентов, активно тушащих синглетный кислород и возбужденный иод, и нагрев активной среды, приводящий к уменьшению доли энергии, доступной для извлечения.

Типичное значение энергии, необходимое для разрыва связи C–I в алкилиодидах и перфторалкилиодидах, составляет примерно 210 кДж/моль (53 ккал/моль для CF_3I и 54 ккал/моль для CN_3I). При фотолитическом получении атомов иода из указанных иодидов, которые имеют максимум поглощения на длине волны 270 нм, энергетическая «цена» одного атома равна 7.4×10^{-19} Дж (446 кДж/моль). Таким образом, процесс фотодиссоциации имеет экзотермичность 225 кДж/моль. Реально реакция несколько менее экзотермична, т. к. часть атомов иода образуется в возбужденном состоянии $I(^2P_{1/2})$ (92 ккал/моль). Выход возбужденного состояния сильно зависит от сорта иодида и в данном рассмотрении полагается нулевым. Для получения концентрации атомов иода 10^{18} л $^{-1}$, которая соответствует длительности импульса порядка 10 мкс, необходимо обеспечить удельный энергозатрат УФ излучения 0.74 Дж/л. Однако только половина его может перейти в поступательные степени свободы, т. е. в тепло.

Иная ситуация имеет место при использовании электроразрядного инициирования. В этом случае сравнимые длительности импульсов достигаются при удельных запасенных энергиях 8 Дж/л. С учетом затрат энергии на разрыв связи $CF_3 - I$ удельная энергия, которая может перейти в тепло, составляет 7.63 Дж/л, что в двадцать раз превышает значение, полученное для фотолиза.

Поскольку активная среда практически неподвижна за время импульса, ее температура определяется удельной теплоемкостью при постоянном объеме c_V . Для различных компонентов смеси при их парциальных давле-

ниях 1 Тор имеем: $c_V = 3.3 \times 10^{-3}$ Дж·л $^{-1}$ ·К $^{-1}$ для CF_3I , 1.12×10^{-3} Дж·л $^{-1}$ ·К $^{-1}$ для O_2 , 0.67×10^{-3} Дж·л $^{-1}$ ·К $^{-1}$ для Ar, He, 1.11×10^{-3} Дж·л $^{-1}$ ·К $^{-1}$ для N_2 и 4.72×10^{-3} Дж·л $^{-1}$ ·К $^{-1}$ для SF_6 .

Для смеси типичного состава $O_2 : CF_3I : He = 1 : 0.5 : 3$ Тор теплоемкость $c_V = 4.78 \times 10^{-3}$ Дж·л $^{-1}$ ·К $^{-1}$. В этом случае удельная энергия, которая может перейти в тепло, составляет 8.23 Дж/л, что соответствует увеличению температуры на $\Delta T = 1722$ К. Полученное ΔT представляет собой верхний предел роста температуры. Реальное значение будет меньше из-за возбуждения колебательных и вращательных степеней свободы, затрат на ионизацию и образование осколков молекул. Рост температуры приводит к увеличению порогового содержания синглетного кислорода и, следовательно, снижению доли энергии, извлекаемой из активной среды. Действительно, пороговое содержание синглетного кислорода

$$Y_{th} = \frac{1}{1.5 \exp(401K/T) + 1}$$

стремится к предельному значению 0.4 при неограниченном росте температуры. При температуре $T = 2048$ К ($300 + \Delta T$) имеем $Y_{th} = 0.35$ вместо $Y_{th} = 0.15$ при комнатной температуре. Проведенные ранее исследования барботажного генератора синглетного кислорода показали, что содержание синглетного кислорода $Y = 0.5 \pm 0.05$. Удельная извлекаемая энергия лазерного излучения $E_{extr} = (Y - Y_{th})[O_2]h\nu_{las}$. Таким образом, для электродного инициирования $Y - Y_{th} = 0.1 - 0.2$ вместо $Y - Y_{th} = 0.3 - 0.4$ для фотолитического инициирования. Рост температуры может объяснить наблюдаемое различие удельных энергозатрат, получаемых при рассматриваемых способах инициирования.

Измерение порогового содержания синглетного кислорода и температуры было выполнено в специальных экспериментах. Невозбужденный кислород добавлялся к активной среде до срыва генерации. Легко показать, что

$$Y_{th} = \frac{Y_0}{1 + \Phi_{O_2}/\Phi_{Cl_2}},$$

где Y_0 – начальное содержание синглетного кислорода; Φ_{Cl_2} – расход хлора; Φ_{O_2} – расход невозбужденного кислорода, соответствующий срыву генерации. Эксперименты проводились с практически полностью отражающими зеркалами резонатора. Использовалась смесь состава $O_2:CF_3I:N_2 = 1:0.5:3$ Тор, длина разрядного промежутка составляла 40 см. При емкости накопителя $C = 20.4$ нФ и напряжении $U = 20$ кВ имеем $\Phi_{Cl_2} = 83.2$ Тор·л·с⁻¹, $\Phi_{O_2} = 62$ Тор·л·с⁻¹. Полагая, что $Y_0 = 0.45 - 0.55$, легко получить $Y_{th} = 0.26 - 0.31$. Такие пороговые содержания синглетного кислорода соответствуют температурам 326–716 К. В условиях эксперимента удельный энергозатрат составлял 8.6 Дж/л. При удельной теплоемкости активной среды $c_V = 6.1 \times 10^{-3}$ Дж·л⁻¹·К⁻¹ такой энергозатрат должен приводить к повышению температуры на $\Delta T = 1410$ К, что в два раза превышает ΔT , полученное из порогового содержания синглетного кислорода. Это может означать, что не вся вложенная энергия перешла в поступательные степени свободы. Заметим, что затраты энергии на получение атомов иода, т. е. на диссоциацию иодида, ничтожны и здесь не учитываются.

В аналогичном эксперименте, выполненном при запасенной энергии 1.4 Дж ($C = 3.4$ нФ, $U = 20$ кВ), было получено $\Delta T = 280$ К. Оценка же нагрева на основании вложенной энергии и теплоемкости дает $\Delta T = 240$ К, что находится в удовлетворительном согласии со значением, приведенным выше. Отметим, что вследствие слабой зависимости порогового содержания от температуры при высоких значениях последней точность измерений температуры по пороговому содержанию падает с ее увеличением.

Из вышесказанного следует, что в наших условиях химическая эффективность лазера с электроразрядным иницированием имеет предел 20% ($Y_0 = 0.45 - 0.55$, $Y_{th} = 0.26 - 0.31$). Однако в экспериментах по иницированию лазера поперечным разрядом достигнут удельный энергозатрат 0.5 Дж/л при парциальном давлении кислорода 1 Тор. Этот энергозатрат соответствует химической эффективности лазера 10%. Данный факт демонстрирует высокую эффективность извлечения энергии из активной среды импульсного КИЛ с объемной генерацией атомов иода.

Таким образом, импульсный КИЛ с электроразрядным иницированием работает в специфических условиях. В отличие от сверхзвукового непрерывного КИЛ, в котором активная среда находится при относительно низкой температуре (180 К), импульсный КИЛ с электроразрядным иницированием работает при температуре активной среды, близкой к 1000 К. Такая ситуация требует новой информации о температурных зависимостях констант скоростей процессов, определяющих поведение инверсии. Первой из них является температурная зависимость константы скорости энергообмена K между синглетным кислородом и атомарным иодом. Исследование этого процесса при низких температурах, характерных для непрерывного сверхзвукового КИЛ, уделялось

большое внимание, тогда как температурный диапазон свыше 300 К был исследован мало.

В литературе приводятся разные температурные зависимости констант скоростей (в см³/с): $K(T) = 2.3 \times 10^{-8}/T$ [5], $K(T) = 5.12 \times 10^{-12}\sqrt{T}$ [6] (где температура T измерена в кельвинах). Правильная температурная зависимость необходима для адекватного описания работы импульсного КИЛ. Определение концентрации атомов иода по длительности импульса генерации, принятое в настоящей работе, базируется на использовании константы скорости энергообмена при комнатной температуре. Легко видеть, что если справедлива обратно пропорциональная зависимость константы от температуры, то реальные концентрации атомов иода, создаваемые в разряде, в несколько раз больше.

Высокотемпературная активная среда в импульсном КИЛ с электроразрядным иницированием представляет собой в некотором приближении модель активной среды, которая, как можно ожидать, будет формироваться в КИЛ с электроразрядным генератором синглетного кислорода [7]. Действительно, получение синглетного кислорода с содержанием 40% в чистом кислороде с концентрацией 10^{21} л⁻¹ (соответствует давлению 30 Тор при комнатной температуре) требует удельного энергозатрата 125 Дж/л. При эффективности возбуждения синглетного кислорода 50% [7] на нагрев активной среды может пойти до 62 Дж/л. Удельная теплоемкость кислорода при давлении 30 Тор равна 34×10^{-3} Дж·л⁻¹·К⁻¹. Возможно увеличение температуры на $\Delta T = 1823$ К. Снижение температуры может быть достигнуто за счет адиабатического расширения в сверхзвуковом сопле. Однако даже при достижении числа Маха $M = 3$ температура упадет всего до 764 К. Плотность же потока уменьшится более чем на порядок – до 8×10^{19} см⁻³. Сходство ситуаций заключается также в наличии в активной среде атомарных частиц, метастабильных состояний и т. д.

Временные параметры импульса генерации определяются, в основном, удельным энергозатратом в активную среду. Сравнение результатов, полученных для длин иницирования 20 и 60 см, показывает, что примерно близкие длительности импульсов (38 и 44 мкс) имеют место при одинаковом удельном энергозатрате 1.6 Дж/л. Отметим, что при этом приведенные напряженности электрического поля различаются примерно в три раза (5.2×10^{-15} и 1.8×10^{-15} В·см² соответственно).

Как и при иницировании поперечным разрядом, длительность импульса зависит от энергозатрата. При использовании поперечного разряда с резистивной стабилизацией, энергия, запасенная в накопителе, распределяется между стабилизирующими резисторами и плазмой разряда. В отсутствие информации о вольт-амперных характеристиках разряда невозможно определить энергию, вложенную в активную среду. В продольном разряде без балластных сопротивлений практически вся запасенная энергия вкладывается в активную среду. Это позволяет оценить энергозатраты на один атом иода. Так, для импульса длительностью 10 мкс удельный энергозатрат составляет 8.6 Дж/л (53×10^{18} эВ/л), а концентрация атомов иода, определенная по длительности импульса, равна 1.3×10^{18} л⁻¹. Отсюда следует, что энергетическая «цена» одного атома иода равна 41 эВ.

Использование гексафторида серы позволяет уменьшить длительность импульса до 5 мкс при том же энергозатрате. Это указывает на влияние параметров плазмы

на процессы образования атомов иода или на наличие химического механизма, приводящего к их наработке.

4. Заключение

Проведенное исследование влияния длины разрядного промежутка на энергетические параметры импульсного химического КИЛ с объемной генерацией атомов иода показало, что в исследованном диапазоне экспериментальных условий удельный энергопотребление лазера практически не зависит от энерговклада и определяется удельным энергозапасом активной среды.

Показано, что двукратное уменьшение по сравнению с фотолизным иницированием удельного энергопотребления, наблюдаемое при электроразрядном иницировании, может быть объяснено повышением температуры среды. Этот факт косвенно подтверждается измерением порогового содержания синглетного кислорода Y_{th} , состав-

ившего 31 %, что заметно превышает соответствующее комнатной температуре значение $Y_{th} = 15$ %.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке Европейского офиса аэрокосмических исследований и разработок (EOARD) в рамках партнерского проекта МНТЦ № 1864.

1. Басов Н.Г., Вагин Н.П. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1893 (1984).
2. Yuryshv N.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1397**, 221 (1991).
3. Вагин Н.П., Юрышев Н.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 127 (2001).
4. Вагин Н.П., Пазюк В.С., Юрышев Н.Н. *Квантовая электроника*, **22**, 776 (1995).
5. Copeland D.A., Bauer A.H. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **29**, 2525 (1993).
6. Marter T, Heaven M.C., Plummer D. *Chem. Phys. Lett.*, **260**, 201 (1996).
7. Carroll D.L., Solomon W.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 40 (2001).