

# Исследование зависимости удельной выходной мощности лазера на хлориде меди от радиального профиля температуры газовой плазмы\*

Р.Садиги-Бонаби, Ф.Солтанморади, Р.Мохаммадпур, М.Таваколи, М.Занд

*Описана конструкция лазера на хлориде меди и осуществлена процедура его оптимизации, для чего проведено исследование зависимости выходной мощности от типа буферного газа. Измерены ток и напряжение разряда при оптимальном давлении буферного газа. После оптимизации параметров модулятора исследовано влияние диаметра диафрагмы на удельную выходную мощность. При использовании диафрагмы, создающей в газоразрядной трубке оптимальный температурный градиент, получена удельная мощность 123 Вт/л без каких-либо добавок примесей.*

**Ключевые слова:** лазер на хлориде меди, буферный газ, радиальный профиль температуры, удельная выходная мощность.

## 1. Введение

С момента демонстрации в 1966 г. [1] первого лазера на парах меди (ЛПМ) его выходная мощность возросла с 20 мВт (при частоте следования импульсов 600 Гц и диаметре трубки 1 см) до нескольких сотен ватт в широком диапазоне частот следования импульсов (1–100 кГц) при КПД более 1% [2]. ЛПМ нашли применение в самых разных областях науки, например в медицине (дерматология и фотодинамическая терапия) и технологии (накачка жидкостных лазеров для всевозможных применений, включая выделение изотопов, и т. д.) [3, 4].

Для увеличения мощности и эффективности ЛПМ были предложены различные методы оптимизации [5–8]. Однако получение высоких значений мощности и КПД требует установления оптимальной рабочей температуры ЛПМ в районе 1500 °С, что сопряжено со множеством технических проблем. В частности, в случае использования системы задающий генератор–усилитель мощности, например при лазерном разделении изотопов в атомных парах, для получения оптимальной выходной мощности этим лазерам требуется значительное время: почти 45 мин предварительной подготовки для прогрева газоразрядной трубки и еще 45 мин для достижения максимальной выходной мощности.

Для преодоления этой трудности было предложено использовать соли меди, температура испарения которых варьируется в диапазоне 400–600 °С (в зависимости от типа соли). Благодаря этому выход на рабочий режим

занимает только 10 мин. Несмотря на данное преимущество, лазеры на парах солей меди (ЛПСМ) не лишены недостатков, один из которых – меньший, чем объем активной среды, диаметр пучка лазерного излучения, что отмечалось многими авторами [8–10]. Это связано с малыми электронной температурой и температурой газа вблизи стенок трубки, тогда как для получения однородного разряда необходимо поддерживать высокую температуру электронов по всему ее поперечному сечению. Инверсная населенность в ЛПМ и ЛПСМ формируется системами импульсного электрического тока, сходными с аналогичными системами для лазеров на парах других металлов, например на парах золота, свинца и марганца. Самоограниченные переходы с резонансного (г) на метастабильный (м) уровень играют важную роль в формировании промежуточной инверсии в лазерах на парах металлов. На рис.1 изображены постоянные скорости возбуждения атомов меди для г- и м-уровней, рассчитанные на основе поперечных сечений в предположении, что функция распределения энергии электронов имеет вид функции Максвелла [11]. Как видно из рис.1, пороговая температура электронов  $T_e$  для скорости возбуждения г-уровня составляет 1.54 эВ. Из этого следует, что для

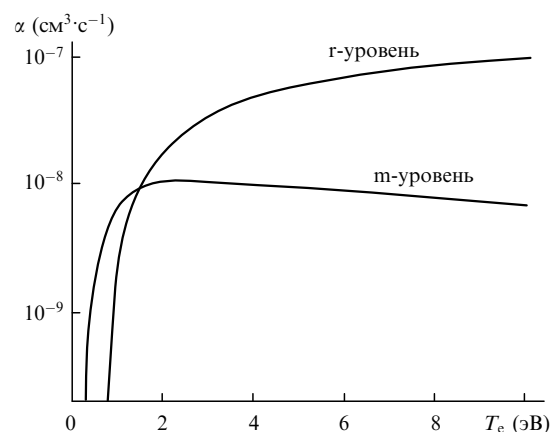


Рис.1. Влияние электронной температуры на постоянные скорости возбуждения резонансного (г) и метастабильного (м) уровней атома меди.

\*Перевод с англ. В.В.Кошечкиной

R.Sadighi-Bonabi, R.Mohammadpour, M.Tavakoli. Physics department, Sharif University of Technology, P.O.Box:11365-9161, Tehran, Iran; e-mail: sadighi@sharif.ir

F.Soltanmoradi. Bonab Research Center, P.O.Box: 56515-196, Bonab, Azerbaijan province, Iran

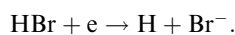
M.Zand. Laser Research Center, AEOI, P.O.Box: 11365-8486, Tehran, Iran

Поступила в редакцию 21 февраля 2006 г., после доработки – 27 июня 2006 г.

эффективной накачки ЛПМ необходимо, чтобы почти сразу же после подачи импульса возбуждения поле в плазме (которое определяет величину  $T_e$ ) было достаточно сильным, т. е. импульсы напряжения должны иметь крутой передний фронт, что и было подтверждено экспериментально [9].

### 1.1. Добавление водорода

Во многих работах [12–15] сообщается об улучшении параметров генерации ЛПМ и частично ЛПСМ при введении небольшого количества водорода. В последних работах сравнивается эффективность лазеров на  $\text{CuBr}-\text{H}$  и  $\text{HvBrID}$  (Hydrogen Bromide in Discharge) [16]. Повышение эффективности и особенности импульсов тока и напряжения можно объяснить диссоциативным присоединением холодных электронов к молекулам  $\text{HBr}$ . Схематически этот процесс можно представить следующим образом:



При энергии электрона 0.28 эВ поперечное сечение процесса составляет  $2.7 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ , причем оно быстро уменьшается с увеличением энергии электрона [16]. Этот процесс уменьшает число электронов и атомов меди в метастабильном состоянии, оставшихся от импульса предыонизации, и слабо влияет на электроны с высокими энергиями, а также в большей степени способствует возбуждению резонансного уровня, нежели метастабильного, и, следовательно, повышает выходную мощность и эффективность.

Следует отметить, что добавление водорода приводит и к некоторым побочным эффектам, таким как большее потребление энергии, переходящей в плазму во время импульса возбуждения, диссоциация и возбуждение колебательных переходов молекулы водорода. Кроме того, из-за энергии, освобождающейся во время термализации возбужденных колебательных переходов молекулы водорода, замедляется процесс релаксации плазмы между двумя импульсами [15]. Другие проблемы, возникающие при добавлении водорода, связаны с конкретным типом ЛПСМ. Например, в случае молекулы  $\text{HCl}$  влияние присоединения к ней электрона значительно меньше, чем в случае молекул  $\text{HBr}$  и  $\text{HI}$  [9].

### 1.2. Другие методы

В последнее время были исследованы альтернативные методы повышения эффективности ЛПМ. В работе

[7] Чанг исследовал кинетику плазмы в ЛПМ при помощи генетических алгоритмов и предложил удалять холодные электроны из активной среды при накачке лазера, т. е. поддерживать высокую температуру стенок, что позволит увеличить инверсную населенность. Хотя при этом электронная температура и температура газа в разряде продолжают оставаться высокими, резкий температурный перепад в сечении газоразрядной трубки все еще сохраняется. Уменьшить температурный градиент во всем рабочем объеме достаточно сложно.

В настоящей работе для изоляции холодных областей вблизи стенок трубки от области активного разряда использовались кварцевые диафрагмы. В сконструированном лазере на хлориде меди исследовалось влияние различных буферных газов на величину выходной мощности. После определения оптимальных давлений для этих газов были проведены измерения напряжения, тока разряда и лазерного излучения. Для ограничения зоны разряда использовались диафрагмы с разными диаметрами отверстий. Была измерена удельная интенсивность на выходе лазера и рассчитан радиальный профиль температуры плазмы. После оптимизации этих параметров было точно выверено давление паров хлорида меди при помощи регулировки расстояния между осью разряда и источником излучения, а также подобраны параметры модулятора. Проведенная оптимизация позволила получить удельную выходную мощность 123 Вт/л. На настоящий момент это максимальная удельная выходная мощность, достигнутая в ЛПСМ с диаметром канала более одного сантиметра без использования каких бы то ни было присадок, например водорода.

## 2. Экспериментальная установка

На рис.2 показана схема сконструированного  $\text{CuCl}$ -лазера. Газоразрядная трубка длиной 80 см с внутренним диаметром 20 мм была сделана из плавленого кварца. Расстояние между электродами составляло 30 см. Внутри трубки на равном расстоянии друг от друга находились четыре кварцевые диафрагмы. В конструкции был предусмотрен специальный резервуар, расположенный в десятисантиметровом рукаве посередине трубки между двумя электродами. В резервуар помещалось 3 г хлорида меди, что достаточно для двадцатичасовой работы лазера. Из-за большого расстояния между источником лазерного излучения и осью разряда необходимо было контролировать давление паров  $\text{CuCl}$  при помощи нагревателя резервуара (независимо от температуры, обусловлен-

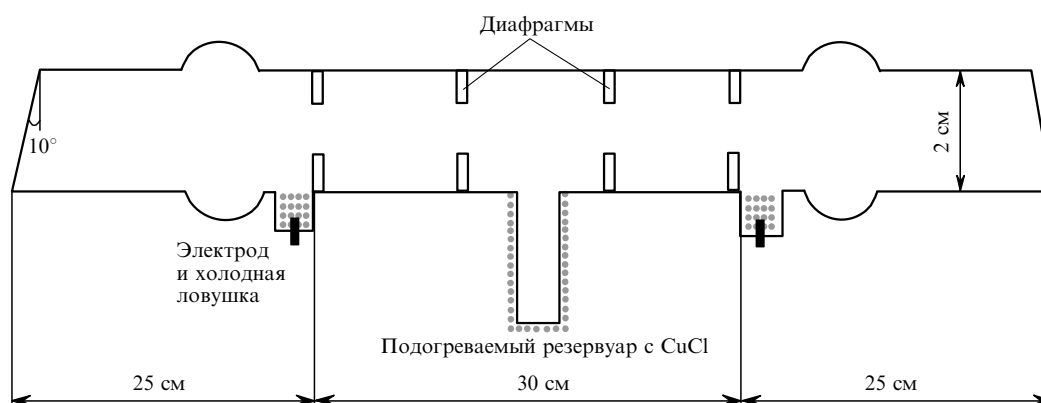


Рис.2. Схема поперечного сечения трубки из плавленого кварца для  $\text{CuCl}$ -лазера.

ной разрядом в трубке). Между электродом и окном из стекла БК7 находились две холодные ловушки, которые задерживали пары и предотвращали загрязнение лазерных окон. Лазерная трубка была обернута изолирующим материалом, толщина которого менялась в зависимости от мощности электрического разряда. Резонатор образовывали два зеркала – глухое, с коэффициентом отражения 99 %, и выходное, с коэффициентом отражения 8 %. Температура внешней стенки трубки постоянно контролировалась присоединенным к ней ртутным термометром. Из-за опасности наводок в электронике и чрезвычайно высокого уровня ради шумов от оборудования использовать электронный термометр не представлялось возможным. Парциальное давление газа при оптимальных условиях составляло 0.3 Тор (для CuCl) и 30 Тор (для Ne).

Выбор параметров накачки зависит от стабильности работы тиратрона, управляемого обратным отрицательным напряжением на аноде. Равномерная работа лазера может быть обеспечена правильным выбором параметров схемы, в том числе низкой индуктивностью тиратрона и газоразрядной трубки и оптимальной емкостью накопительного конденсатора [17–19]. Такой подход ранее уже использовался авторами для оптимизации ХеСl-лазера. Были выявлены основные факторы, ограничивающие максимально допустимые скорости нарастания фронта импульса и обратного напряжения на тиратроне [20, 21]. В настоящей работе для оптимального согласования схемы с волновым сопротивлением накопительный конденсатор емкостью 1.1 нФ разряжался через низкоиндуктивный тиратрон TG11-1000/25 с воздушным охлаждением; обостряющий конденсатор емкостью 0.5 нФ и индуктивность 174 мкГц на проход были соединены параллельно с трубкой. Ток и напряжение разряда, а также профиль лазерных импульсов измерялись при помощи осциллографа Tektronix модели TDS2024 (200 МГц).

### 3. Результаты экспериментов

В проведенном эксперименте время нарастания импульса напряжения вдоль газоразрядной трубки уменьшалось при росте собственной частоты колебаний. Это достигалось за счет описанной выше оптимизации параметров схемы. Было исследовано влияние на генерацию различных буферных газов и давления паров. После выбора оптимальных условий была проведена оптимизация выходной мощности при помощи диафрагм.

#### 3.1. Буферные газы

Исследовалось влияние различных типов буферных газов (Ne, He, Ar) на выходную мощность, для чего снимались осциллограммы напряжения, тока и лазерных импульсов. На рис.3 построена зависимость выходной мощности от давления буферного газа. Видно, что тип буферного газа оказывает существенное влияние на выходную мощность; так, в случае использования Ar генерация не наблюдалась. На рис.4, 5 и 6 представлены типичные осциллограммы напряжения, тока и лазерных импульсов для различных буферных газов при их оптимальном давлении. Установлено, что использование Ne в качестве буферного газа вместо Ne существенно уменьшает пиковый ток – с 150 А (рис.4) до 90 А (рис.5). Отсюда следует, что при использовании Ne сопротивление плазмы возрастает. Это происходит по двум причинам.

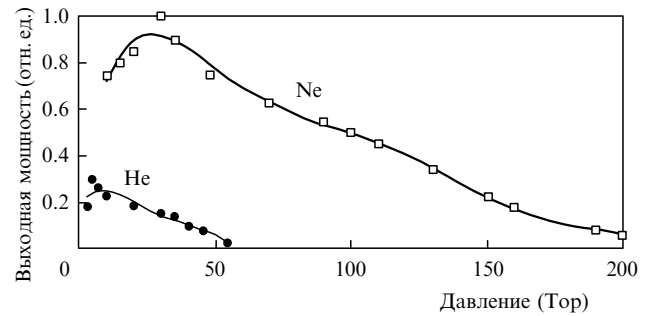


Рис.3. Зависимости выходной мощности лазера от давления буферных газов He и Ne.

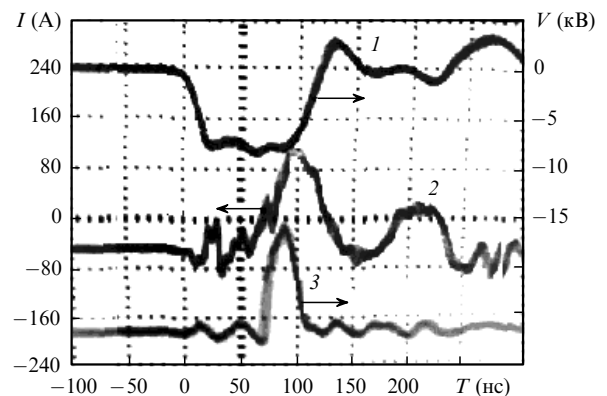


Рис.4. Осциллограммы напряжения (1), тока (2) и лазерного импульса (3) CuCl-лазера с трубкой длиной 30 см и внутренним диаметром 13 мм при давлении буферного газа Ne 30 Тор.

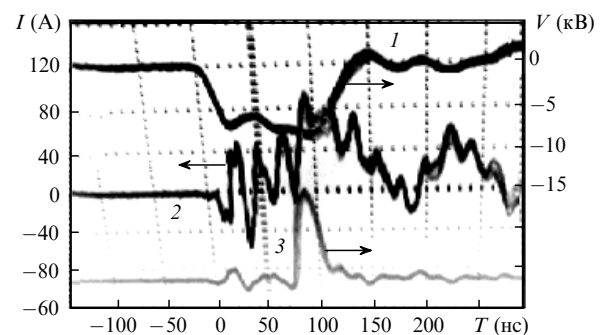


Рис.5. Осциллограммы напряжения (1), тока (2) и лазерного импульса (3) CuCl-лазера с трубкой длиной 30 см и внутренним диаметром 13 мм при давлении буферного газа Ne 5 Тор.

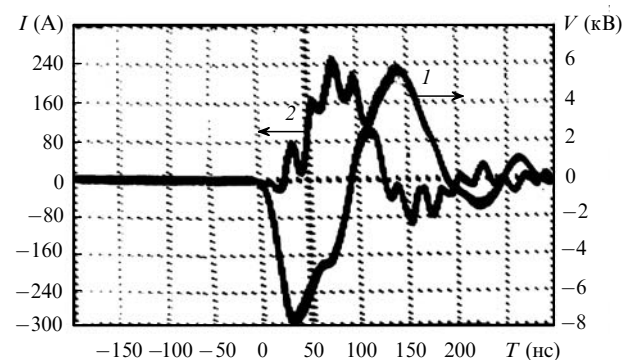


Рис.6. Осциллограммы напряжения (1), тока (2) и лазерного импульса (3) CuCl-лазера с трубкой длиной 30 см и внутренним диаметром 13 мм при давлении буферного газа Ar 10 Тор.

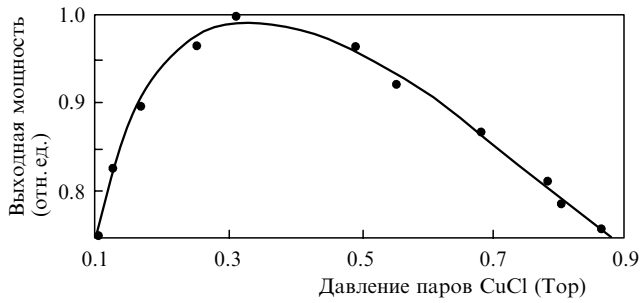


Рис.7. Зависимость средней выходной мощности лазера от давления паров CuCl при давлении буферного газа Ne 30 Тор.

1. Энергия ионизации Ne (24.59 эВ) гораздо больше энергии ионизации He (21.56 эВ), что в случае Ne дает меньшее число электронов при одинаковых приложенных полях.

2. Атомный вес He меньше, чем вес Ne; таким образом, скорость передачи энергии при упругих электронных столкновениях выше, что ведет к большим энергетическим потерям при каждом столкновении.

Благодаря этому использование He в качестве буферного газа не позволяет получить приемлемое распределение электронов, поскольку некоторое количество электронов с малой энергией в плазме заселяет нижние энергетические уровни и ухудшает лазерную генерацию. Если же буферным газом является Ar, пиковый ток значительно увеличивается (240 А). Это указывает на уменьшение сопротивления плазмы, обусловленное меньшим потенциалом ионизации Ne (15.76 эВ) и его большим по сравнению с He атомным весом. Уменьшение сопротивления плазмы ведет к значительному рассогласованию сопротивлений газоразрядной трубки и внешней схемы, что подтверждается значительными колебаниями напряжения и тока на рис.6. Видно, что импульс тока имеет максимальное значение при очень малом уровне напряжения, поэтому в трубке присутствует очень много электронов с низкой энергией, что может привести к срыву лазерной генерации.

### 3.2. Давление паров хлорида меди

Одним из наиболее важных параметров оптимизации лазера является давление паров CuCl. Было установлено, что при расстоянии между осью разряда и источником CuCl в 10 см давлением паров можно управлять независимо от температуры разряда, используя внешний нагреватель. На рис.7 показана зависимость средней выходной мощности от давления паров CuCl.

## 4. Оптимизация лазера на заданную выходную мощность

После подбора параметров электрической схемы и модулятора были проведены измерения удельной выходной мощности с использованием двух типов диафрагм при оптимальных условиях работы (давление Ne 30 Тор, давление CuCl 0.3 Тор). Сначала в газоразрядную трубку были помещены четыре диафрагмы с внутренним диаметром 13 мм, при этом активный объем сократился до 40 см<sup>3</sup>. Для такой конфигурации была измерена зависимость средней выходной мощности от температуры стенок трубки при различных частотах следования импульсов. Результаты приведены на рис.8, из которого следует, что оптимальная рабочая температура стенок составляет

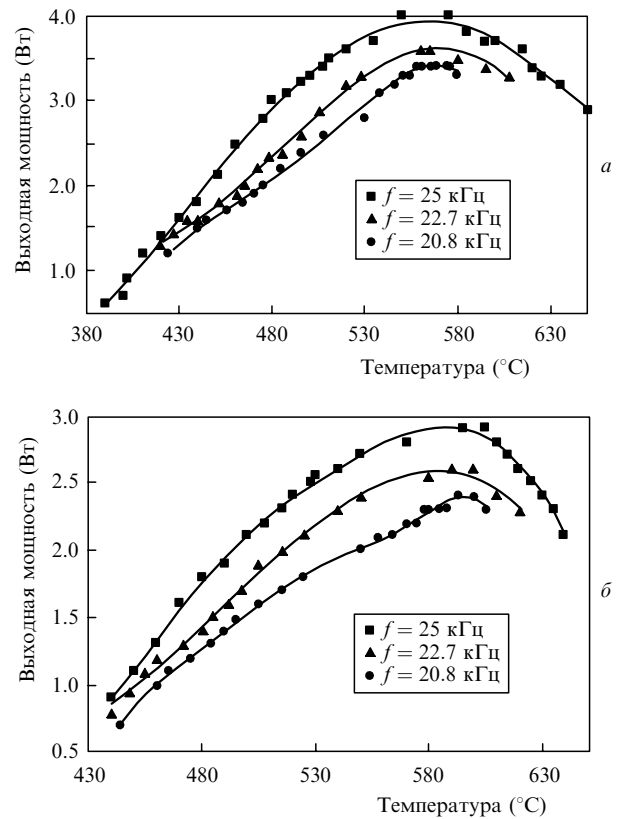


Рис.8. Зависимости средней выходной мощности от температуры стенок трубки при различных частотах следования импульсов и диаметрах диафрагмы 13 (а) и 10 мм (б).

560 °С. Также видно, что максимальная выходная мощность 4 Вт достигнута при частоте следования импульсов 25 кГц и плотности подаваемой средней электрической мощности 9 Вт/см<sup>3</sup> (включая электроды и потери в схеме), что соответствует удельной выходной мощности 100 Вт/л.

Затем при прочих равных условиях в трубку были установлены кварцевые диафрагмы диаметром 10 мм, что сократило активный объем до 23.5 см<sup>3</sup>. Была измерена зависимость средней выходной мощности от температуры стенок трубки при различных частотах следования импульсов. Результаты измерений приведены на рис.8,б. При использовании этих диафрагм рабочая температура возросла до 600 °С. В этих условиях максимальная выходная мощность 2.9 Вт была достигнута при частоте следования импульсов 25 кГц и плотности входной мощности 12 Вт/см<sup>3</sup> (включая электроды и потери в схеме), что соответствует удельной выходной мощности 123 Вт/л.

### 4.1. Радиальный профиль температуры газовой плазмы

Известно, что наличие диафрагм вызывает изменения радиального профиля температуры газовой плазмы в активной среде [9]. Поперечное сечение газоразрядной трубки показано на рис.9. Диафрагмы разделяют внутреннее пространство трубки на две области. Электрический разряд сосредоточен в зоне I радиусом  $R_1$ . Предполагается, что входная мощность в этой области распределена равномерно. В области II, расположенной между диафрагмами и стенкой трубки ( $R_1 < r < R_2$ ), вклад мощности равен нулю.

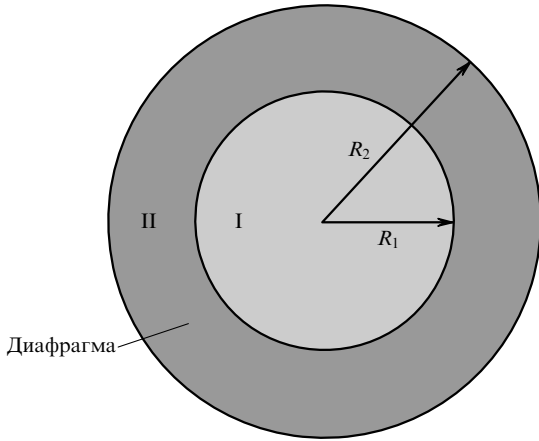


Рис.9. Поперечное сечение газоразрядной трубки с диафрагмой.

Стационарное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\vec{\nabla}(S\vec{\nabla}T) + P_v = 0, \tag{1}$$

где  $S$  – теплопроводность;  $T$  – температура газа;  $P_v$  – мощность в области I в единице объема. В предположении, что температура газа меняется только в радиальном направлении, уравнение (1) преобразуется к виду

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( rS \frac{dT}{dr} \right) + P_v = 0. \tag{2}$$

Зависимость теплопроводности буферного газа Ne от температуры имеет следующий вид [24]:

$$S = 9.7 \times 10^{-4} T^{0.685}. \tag{3}$$

При учете граничных условий на стенках и в центре трубки и в предположении непрерывности распределения температуры решение (2) для зоны II имеет вид

$$T_2(r) = \left( T_w^{1.685} + \frac{1.685}{2 \times 9.7 \times 10^{-4}} P_v R_1^2 \ln \frac{R_2}{r} \right)^{0.593}. \tag{4}$$

Для зоны I

$$T_1(r) = \left[ T_b^{1.685} + \frac{1.685}{4 \times 9.7 \times 10^{-4}} P_v (R_1^2 - r^2) \right]^{0.593}, \tag{5}$$

где

$$T_b = \left( T_w^{1.685} + \frac{1.685}{2 \times 9.7 \times 10^{-4}} P_v R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1} \right)^{0.593}; \tag{6}$$

$T_w$  – температура стенок трубки.

Решение этих уравнений позволяет получить радиальный профиль температуры газовой плазмы при различных условиях. Результаты вычислений приведены на рис.10. Кривая 1 показывает распределение температуры в поперечном сечении трубки диаметром 20 мм без диафрагм. В этом случае температура газовой плазмы изменялась от 2340 К в центре до 863 К на стенке трубки. Температура резервуара составляла 693 К. Из-за низкой температуры электронов и газа вблизи стенок диссоциация молекул CuCl и инверсная населенность атомов меди имеют место в центральных областях. Таким образом,

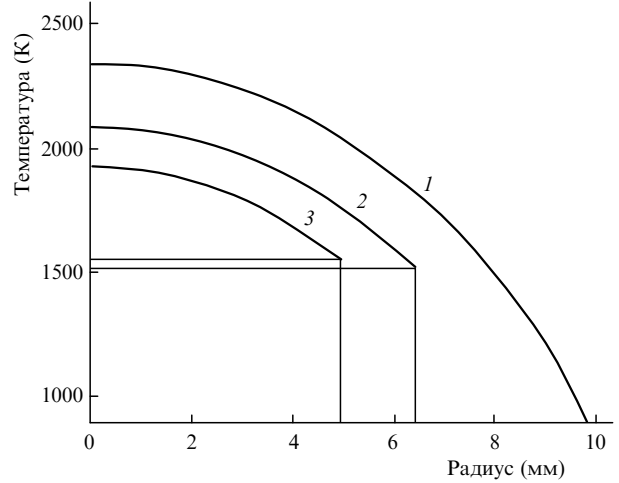


Рис.10. Радиальный профиль температуры газовой плазмы в поперечном сечении при внутреннем диаметре трубки 20 мм (без диафрагм) и плотности входной мощности 9 Вт/см<sup>3</sup> (1), а также при диафрагме диаметром 13 мм и плотности входной мощности 9 Вт/см<sup>3</sup> (2) и диафрагме диаметром 10 мм и плотности входной мощности 10 Вт/см<sup>3</sup> (3).

не представляется возможным использование всего объема трубки в качестве активной среды, что ведет к уменьшению удельной выходной мощности. Кроме того, из-за низкой теплостойкости плавленого кварца невозможно еще более увеличить температуру стенок.

Температурный профиль при использовании диафрагмы диаметром 13 мм и оптимальной рабочей температуре стенок 560 °С (мощность излучения лазера 4 Вт) показан кривой 2. Видно, что радиальный профиль температуры стал гораздо более равномерным. Температура в центре области I составляет 2085 К, на ее периферии – 1513 К. Таким образом, при данных условиях электроны с высокой энергией могут находиться на любом расстоянии от центра.

Температурный профиль при установке диафрагмы диаметром 10 мм и оптимальной рабочей температуре стенок 600 °С (мощность лазера 2.9 Вт) показан на рис.10 кривой 3. Температура в центре области I составляет 1929 К, на ее периферии – 1545 К. Для получения такого профиля необходимо было поднять входную удельную мощность до 12 Вт/см<sup>3</sup>. В этих условиях удельная выходная мощность достигает 123 Вт/л. В данном случае радиальный профиль температуры газовой плазмы был гораздо равномернее, чем в предыдущем случае. Это позволяет увеличить количество электронов с высокой энергией во всем объеме и повысить тем самым удельную выходную мощность.

### 5. Заключение

В данной работе была проведена оптимизация удельной выходной мощности CuCl-лазера, осуществляемая с помощью регулировки скорости нарастания фронта управляющего токового импульса тиратрона, изменения типа буферного газа и давления паров хлорида меди, а также ограничения рабочего объема посредством диафрагм. Была исследована зависимость удельной выходной мощности от температурного профиля. Результаты получены в предположении, что температура стенок никак не влияет на давление паров CuCl, поскольку оно полностью определяется внешним нагревателем. Таким

Табл.1.

Актив- ная среда	Внутренний диаметр трубки (мм)	Длина трубки (см)	Выходная мощность (Вт)	Удельная выходная мощность (Вт/л)	Литера- тура
CuCl	11	40	3	79	[23]
CuCl	18	90	6.3	27.5	[24]
CuCl	25	100	12.5	25.5	[25]
CuCl	18	55	13.2	94	[26]
CuBr	18	55	13.2	94	[26]
CuI	12	45	2.6	51	[27]
CuCl	30	70	18.5	37	[28]
CuBr	22	75	3.6	12.6	[24]
CuBr	20	50	3.2	20	[29]
CuBr	12	45	2.1	41	[30]
CuBr	20	60	4.2	22	[30]
CuBr	22	75	7.8	27	[30]
CuBr	20	65	17.5	85.7	[31]
CuBr	20	50	6	38	[13]
CuBr	20	50	5.3	33.8	[32]
CuCl	20	50	3.5	22.3	[32]
CuBr	25	80	11	28	[33]
CuBr	13	33	3.5	80	[22]
CuCl	10	30	2.9	123	Настоящая работа
CuCl	13	30	4	100	Настоящая работа

образом, зависимость удельной выходной мощности от температуры стенок демонстрирует только ее зависимость от радиального распределения температуры газовой плазмы. При использовании диафрагм с внутренними диаметрами 13 и 10 мм максимальная удельная выходная мощность составила 100 и 123 Вт/л соответственно. В табл.1 приведены результаты экспериментов, проведенных в ряде работ. Видно, что полученная в настоящей работе удельная выходная мощность является максимальной для существующих лазеров на галидах меди без присадок типа водорода.

Авторы приносят благодарности господам Khorasani и Salehinia за изготовление источника питания, а также господину Kia за помощь в осуществлении данного проекта.

1. Walter W.T., Solimen N., Piltch M., Gould G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 474 (1966).
2. Iseki Y., Watanabe I., Nona E. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 5181 (2002).
3. Батенин В.М., Генералов Н.А. *Квантовая электроника*, **35**, 484 (2005).

4. Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Угольников С.А., Королева М.Е., Казарян М.А. *Квантовая электроника*, **31** (3), 191 (2001).
5. Ohzu Akira, Kato Masaaki, Maruyama Yolchiro. *Rev. Sci. Instr.*, **71**, 2228 (2000).
6. Chang T., Alger T.W., et al. *Conf. Lasers and Electrooptics CLEO' 1994* (Anaheim, CA, 1994).
7. Chang C. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **33**, 1169 (2000).
8. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **35**, 578 (2005).
9. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **27** (2), 183 (1999).
10. Saito H., Shiraiwa Y., Ishiicawa T. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2113 (2001).
11. Carman R.Y., Brown D.J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
12. Astadjov D.N., Sabotinov N.V., Vuchkov N.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1927(1988).
13. Astadjov D.N., Isaev A.A., Petrash G.G., Ponomarev I.V., Sabotinov N.V., Vuchkov N.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1966 (1992).
14. Sabotinov N.V., Vuchkov N.K., Astadjov D.N. *Opt. Commun.*, **95**, 55 (1993).
15. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **33**, 1047 (2003).
16. Sabotinov N.V., Dimitrov K.D., Vuchkov N.K., Astadjov D.N., Kirkov V.K., Little C.E., Jones D.R. *Techn. Dig. Conf. CLEO Europe* (Hamburg, Germany, 1996, p. 6).
17. Юдин Н.А. *Квантовая электроника*, **25**, 795 (1998).
18. Юдин Н.А. *Квантовая электроника*, **32**, 815 (2002).
19. Astadjov D.N., Dimitrov K.D., Little C.E., Sabotinov N.V., Vuchkov N.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1358 (1994).
20. Sadighi-Bonabi R., Lee F.W., Collins C.B. *J. Appl. Phys.*, **53**, 8508 (1982).
21. Sadighi-Bonabi R. *PhD Thesis* (Dallas, University of Texas, 1983).
22. Little C.E. *Metal Vapor Lasers* (New York: John Wiley & Sons, 1999).
23. Исаев А.А., Казарян М.А., Леммерман Г.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **3** (8), 1800 (1976).
24. Markova S.V., Petrash G.G., Cherezov V.M. *Proc. Lebedev Phys. Inst.*, **181** (Nova Science Commack, 1989, p. 23).
25. Nerheim N.M., Bhanji A.M., Russell G.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (9), 686 (1978).
26. Казарян М.А., Петраш Г.Г., Трофимов А.Н. *Квантовая электроника*, **7** (3), 583 (1980).
27. Andrews A.J., Tobin R.C., Webb C.E. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **13**, 1017 (1980).
28. Абас-Оглы Я.Р., Абоян С.А., Абросимов Г.В. и др. *Квантовая электроника*, **8** (3), 648 (1981).
29. Астаджов Д.Н., Вучков Н.К., Исаев А.А., Петраш Г.Г. и др. *Квантовая электроника*, **14** (2), 396 (1987).
30. Казарян М.А., Петраш Г.Г., Трофимов А.Н. *Квантовая электроника*, **7** (3), 583 (1980).
31. Marazov O.R., Manev E.G. *Opt. Commun.*, **78** (1), 63 (1990).
32. Sabotinov N.V., Vuchkov N.K., Astadjov D.N. *Opt. Commun.*, **95**, 55 (1993).
33. Isaev A.A., Petrash G.G., Little C.E., Jones D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33** (6), 919 (1997).