

О.В. Жданев, Г.С. Евтушенко

## Теоретический анализ влияния радиальных вставок на генерационные характеристики лазера на парах меди

Томский политехнический университет  
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 24.12.2002 г.

Выполнен теоретический анализ влияния радиальных вставок на параметры плазмы лазера на парах меди. Использование профилированного рабочего канала приводит к повышению энергетических, частотных характеристик и качества выходного излучения лазера на парах меди. Показано, что улучшение параметров лазера на парах меди с профилированным рабочим каналом происходит вследствие повышения степени радиальной однородности температуры газа и уменьшения диффузионной длины.

### Введение

Одним из наиболее распространенных методов повышения средней мощности генерации лазеров на парах металлов является повышение частоты следования импульсов возбуждения [1, 2].

Другим возможным способом повышения генерационных характеристик лазеров на парах металлов является масштабирование активной среды лазера цилиндрической конфигурации при продольном импульсно-периодическом разряде [1, 2]. На сегодняшний день лучшие результаты по удельной средней мощности генерации реализованы в газоразрядных трубках (ГРТ) малого объема (рис. 1) [3, 4].

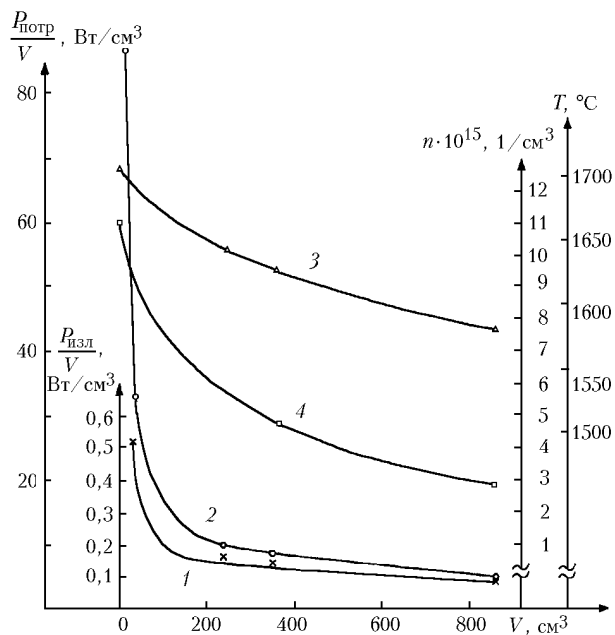


Рис. 1. Зависимости удельной потребляемой мощности активным элементом (1) и удельного энергозатрата с него (2), температуры разрядного канала (3), концентрации атомов меди (4) от объема активной среды

Эти параметры получены при относительно высоких частотах повторения импульсов возбуждения [5–7]. В то же время лучшие результаты по эффективности (практическому КПД) получены в ГРТ большого диаметра [8, 9] при низких частотах следования импульсов возбуждения и пониженных удельных энергозатратах, которые для ГРТ диаметром 6–12 см составляют 1,5–0,5 Вт/см<sup>3</sup>. При увеличении удельного энергозатрата выше некоторого значения происходит снижение как удельной излучаемой энергии, так и удельной средней мощности генерации. Это сопровождается появлением сильной радиальной неоднородности мощности генерации. К одним из наиболее существенных факторов, ограничивающих увеличение генерационных характеристик с ростом энергозатрата, относится радиально-неоднородный перегрев активной среды, что приводит к существенному дефициту атомов рабочего элемента на оси ГРТ.

Проведенные исследования [3, 4] показали, что существует сильная корреляция между концентрацией паров меди и удельной излучаемой мощностью (см. рис. 1). Таким образом, для достижения высокой эффективности работы лазеров на парах металлов с большим объемом активной среды необходимо создание конструкции, которая обеспечивала бы рабочую температуру разрядного канала без перегрева.

Одним из возможных путей при создании такой конструкции является применение профилированного рабочего канала путем введения радиальных вставок. К началу исследования существовали следующие мнения о механизмах влияния радиальных вставок на генерационные характеристики лазера на парах меди.

В работе [10] описана конструкция лазера на парах меди (ЛПМ) с введенной в рабочий канал разделительной перегородкой. Авторы данной работы связывают влияние радиальной вставки с двумя факторами:

- 1) с уменьшением температуры электронов, что приводит к снижению предимпульсного значения концентрации атомов меди в метастабильном состоянии;
- 2) с возрастанием сопротивления разряда, что должно приводить к улучшению согласования с разрядным контуром.

Увеличение сопротивления разряда в [10] объясняется увеличением частоты электрон-атомных столкновений и

снижением равновесной концентрации электронов:  $\rho = 1/\sigma = m_e v/e^2 n_e$ , где  $m_e$  – масса;  $e$  – заряд электрона;  $n_e$  – концентрация электронов;  $v$  – эффективная частота электронных столкновений. Однако авторы работы [10] не приводят объяснений, связывающих введение радиальной вставки в рабочий канал с описанными выше изменениями параметров плазмы. Кроме того, использование предложенной в работе [10] конструкции активного элемента приводит к радиальной неоднородности температуры газа вследствие радиальной неоднородности конструкции вставки и, как следствие, радиальной неоднородности параметров плазмы: температуры и концентрации электронов, концентрации паров меди, что приводит к снижению как энергии генерации, так и качества выходного пучка.

Из литературы также известна конструкция ГРТ с набором коаксиально расположенных цилиндрических тепловых экранов [11, 12]. Однако при использовании такой конструкции авторам работы [12] удалось обеспечить условия для зажигания и поддержания однородного по сечению разряда только при низком давлении буферного газа неона  $p_{Ne} = 4$  торр.

Для устранения данных недостатков и реализации высокочастотной накачки лазера на парах меди с активным элементом большого объема была разработана конструкция ГРТ с радиальными вставками развитой поверхности из керамики 22ХС (рис. 2) [13].

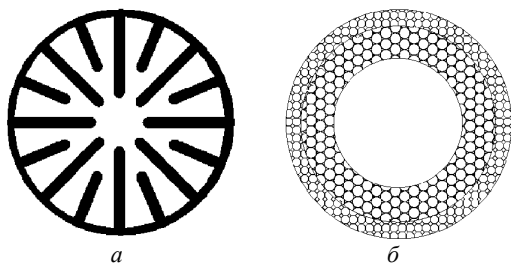


Рис. 2. Схематическое изображение поперечного сечения рабочего канала ГРТ (а) и поперечного сечения рабочего канала ГРТ, использовавшегося при расчете теплового поля (б)

Введение радиальной вставки позволило реализовать устойчивый режим работы при гораздо больших удельных и общих энергозатратах, чем для лазера на парах меди с ГРТ обычной цилиндрической конструкции.

Плазма разряда в парах металлов характеризуется существенной нестационарностью многих физических параметров и чрезвычайно сложна для оптимизации, так как изменения параметров накачки (частоты следования импульсов, напряжения, тока) жестко ограничены теплофизическими свойствами лазерных кювет. В частности, при высоких энергозатратах, вследствие низкой теплопроводности буферного газа, необходимо обеспечить дополнительный отвод тепла из центральной части рабочего

канала. Такими возможностями обладает разработанный активный элемент.

В данной статье проведен теоретический анализ влияния радиальных вставок на генерационные характеристики лазера на парах меди.

## Расчет температурного поля активного элемента

Температура газа газоразрядной трубки является одним из наиболее значимых параметров лазера на парах меди, влияя на энергетические и частотные характеристики. Измерение температуры газа в широком диапазоне экспериментальных условий является не всегда выполнимой задачей. В этих условиях, а также для интерпретации имеющихся экспериментальных данных наиболее целесообразно применение численных расчетов температурного поля в ГРТ. Оценка максимального значения температуры газа в ГРТ может быть получена в предположении, что вся энергия, получаемая электронами в процессе накачки, передается частицам газа [14]. В работах [13, 14] показано, что в саморазогреваемых лазерах с продольным возбуждением активной среды реализуется неоднородное радиальное распределение температуры газа, соответствующее неоднородному энергозатрату в разряд. Выносом же энергии накачки на стенки ГРТ за счет излучения и диффузии электронов пренебрегается. Впрочем в случае относительно коротких ГРТ (когда отношение длины трубки к ее диаметру меньше 40–50) с выносом энергии посредством излучения следует считать [12].

При расчете радиального теплового поля, как и в работе [15], использовались три модельных распределения удельного энергозатрата.

1. Равномерное  $Q_1(r) = P_0$ , энергозатрат на оси ГРТ  $Q_1(0) = P_0$ .
2. Параболическое

$$Q_2(r) = 2P_0(1 - r^2/R_d^2),$$

энергозатрат на оси ГРТ  $Q_2(0) = 2P_0$ .

3. Треугольное

$$Q_3(r) = 3P_0(1 - r/R_d),$$

энергозатрат на оси ГРТ  $Q_3(0) = 3P_0$ .

При неизменном для всех энергозатратов  $P_0$  обеспечивается одинаковая погонная мощность накачки

$$P_{ni} = 2\pi \int_0^{R_d} Q_i(r) r dr.$$

Теплофизические данные по корундовой 22ХС и бромелитовой ВеО керамикам и буферному газу неону взяты из [17–19] и приведены в табл. 1.

Таблица 1

Теплофизические данные по корундовой 22ХС и бромелитовой ВеО керамикам и буферному газу неону

Параметр	Буферный газ неон	Керамика 22ХС	Керамика ВеО
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	484	3780	3010
Теплопроводность, Вт/м·К	$8,96 \cdot 10^{-4} \cdot T_g^{0,683}$	32	15
Теплоемкость, Дж/кг·К	1030	1080	2080
Удельная теплоемкость $C_p \cdot \rho$	$4,9852 \cdot 10^5$	$4,0824 \cdot 10^6$	$6,2608 \cdot 10^6$
Температуропроводность (для 1500 К)	$2,6539 \cdot 10^{-7}$	$7,8385 \cdot 10^{-6}$	$2,3958 \cdot 10^{-6}$

Установление радиального распределения температуры газа, находящегося в объеме, ограниченном стенками, происходит путем переноса энергии, выделяющейся в разряде, через многокомпонентную газовую смесь к стенкам радиальной вставки, затем через керамику к стенке ГРТ, а затем через стенку в окружающее пространство. В импульсно-периодическом разряде температура газа циклически изменяется, увеличиваясь в течение импульса возбуждения и уменьшаясь в послесвечении. Если выполняется соотношение [20, 21]:

$$\tau_{\text{охл}} \cong \frac{pR^2}{6AT_g^{1,683}} \gg \frac{1}{f},$$

где  $R$  – радиус трубки;  $p$  – давление буферного газа;

$$A = 2,7 \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^2 \cdot \text{торр}}{\text{с} \cdot \text{К}^{1,683}},$$

то можно принять, что величина пульсаций температуры газа мала относительно её среднего значения. Таким образом, при рассмотрении высокочастотного режима работы ЛПМ решение тепловой задачи для такой системы можно провести путем сведения к задаче о стационарном тепловом режиме эквивалентной системы вложенных цилиндров с граничными условиями первого и третьего рода (см. рис. 2).

Поскольку коэффициенты теплопроводности для керамик в десятки раз больше, чем для буферного газа, то первоначальную задачу можно разбить на три. Первая и вторая задачи заключаются в нахождении стационарного температурного поля в керамиках 22ХС и ВеО соответственно при постоянном потоке тепла к их внутренним поверхностям. Для радиальной вставки поток тепла будет равен средней вводимой мощности на единицу длины ГРТ с граничными условиями первого рода на её поверхности. При этом для расчета температурного поля стенки ГРТ нам будут известны температура поверхности вставки и граничные условия третьего рода на внешней стороне ГРТ. Третья задача – нахождение стационарного поля температур цилиндра, заполненного буферным газом неонем, с граничными условиями первого рода при температуре поверхности, задаваемой решением задачи 1.

## Математическая постановка задачи

1. Для зоны 1 ( $r < R_1$ ) уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах [22]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_1(r) r \frac{\partial T_1(r)}{\partial r} \right) = -Q(r).$$

Граничные условия

$$\frac{dT_1(0)}{dr} = 0 \text{ и } T_1(R_1) = T_2(R_1),$$

причем

$$\lambda_1(r) = \alpha T^\beta(r),$$

где  $Q(r)$  – удельный энергосклад в разряд;  $\lambda_1$  – коэффициент теплопроводности буферного газа;  $\alpha = 8,96 \cdot 10^{-6} T_g^{0,683}$

[Вт/(см·К)];  $\beta = 0,683$ ;  $T_1(r)$  – функция температуры газа в зоне 1.

2. Для зоны 2 ( $R_1 < r < R_2$ )

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_2 r \frac{\partial T_2(r)}{\partial r} \right) = 0.$$

Граничные условия:

$$\lambda_2 \frac{dT_2(R_1)}{dr} = -P_i \text{ и } T_1(R_1) = T_2(R_1),$$

причем

$$\lambda_2 = \frac{S_1 \lambda_1 + S_2 \lambda_2}{S},$$

где  $S_1$  – площадь поперечного сечения рабочего канала ГРТ, занятая радиальными вставками;  $S_2$  – площадь поперечного сечения рабочего канала ГРТ, не занятая радиальными вставками;  $S$  – площадь поперечного сечения рабочего канала ГРТ.

3. Для зоны 3 ( $R_2 < r < R_{DT}$ ):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_3 r \frac{\partial T_3(r)}{\partial r} \right) = 0.$$

Граничные условия:

$$\lambda_3 \frac{dT_3(R_{DT})}{dr} - \varepsilon [T_{\text{wall}} - T(R_{DT})] = 0$$

(т.е. принято, что конвективный теплообмен между поверхностью ГРТ и окружающей средой происходит по закону Ньютона–Рихмана [23, 24]) и

$$T_3(R_{DT}) = T_{\text{wall}},$$

где  $\lambda_3$  – коэффициент теплопроводности алундовой керамики [17, 18];  $T_3(r)$  – функция температуры газа в зоне 3;  $R_{DT}$  – внешний радиус ГРТ;  $T_{\text{wall}}$  – температура стенки ГРТ;  $\varepsilon$  – коэффициент теплоотдачи внешней стенки ГРТ.

Решения уравнения теплопроводности для области ( $r < R_1$ ), соответствующие модельным распределениям энергосклада, имеют следующий вид:

1. Равномерное распределение:

$$T_1(r) = \left[ T_2(R_1)^{\beta+1} + (R_1^2 - r^2) P_0 \frac{\beta+1}{4\alpha} \right]^{\frac{1}{\beta+1}}.$$

2. Параболическое распределение:

$$T_1(r) = \left[ T_2(R_1)^{\beta+1} + (R_1^2 - r^2) P_0 \frac{(\beta+1)}{2\alpha} + \left( \frac{r^4}{R_1^2} - R_1^2 \right) P_0 \frac{(\beta+1)}{8\alpha} \right]^{\frac{1}{\beta+1}}$$

3. Треугольное распределение:

$$T_1(r) = \left[ T_2(R_1)^{\beta+1} + (R_1^2 - r^2) P_0 \frac{3(\beta+1)}{4\alpha} + \left( \frac{r^3}{R_1} - R_1^2 \right) P_0 \frac{(\beta+1)}{3\alpha} \right]^{\frac{1}{\beta+1}}$$

Для области ( $R_1 < r < R_2$ ) решение для всех распределений имеет вид

$$T_2(r) = T_3(R_2) + \frac{P_n R_1}{\lambda_2} \ln\left(\frac{R_2}{r}\right).$$

Для области ( $R_2 < r < R_{DT}$ ) решение для всех трех случаев запишем следующим образом:

$$T_3(r) = T_{wall} + \frac{P_n R_2}{\epsilon R_{DT}} + \frac{P_n R_2}{\lambda_3} \ln\left(\frac{R_{DT}}{r}\right).$$

Среднее по сечению ГРТ значение температуры газа рассчитывалось по формуле [15]:

$$\bar{T} = R_1^2 / 2 \int_0^{R_1} \frac{r}{T(r)} dr.$$

Равновесная с температурой стенки ГРТ концентрация атомов меди в интервале от 1500 до 2000 К может быть вычислена с использованием формулы из [25, 26]:

$$\log_{10} N_{Cu} = (0,4477 T_{wall}^{0,7261} - 0,03698 T_{wall} - 15,549) m^{-3}.$$

Радиальное распределение концентрации атомов меди в основном состоянии рассчитывалось в соответствии с радиальным распределением температуры газа. Расчет выполнен для параметров ГРТ, представленных в табл. 2.

Таблица 2

Параметр	Параметры ГРТ	
	ГРТ с профилированным рабочим каналом	ГРТ с цилиндрическим рабочим каналом
Радиус энерговыделения, см	1,5	2,75
Толщина радиальной вставки, см	1,25	0
Толщина стенки рабочего канала, см	0,25	0,25

На рис. 3а изображена зависимость средней температуры газа в рабочем канале для ГРТ с цилиндрической геометрией и профилированной поверхностью в зависимости от удельного энерговыделения. Графики приведены именно в зависимости от удельной вкладываемой мощности, а не от погонной мощности, поскольку при переходе к ГРТ с профилированным рабочим каналом меняется площадь энерговыделения. Из рис. 3а видно, что для обоих типов ГРТ рост энерговыделения приводит к быстрому возрастанию средней температуры газа. Однако имеется различие в поведении населенности основного уровня атома меди на оси ГРТ в зависимости от удельного энерговыделения для разных геометрий рабочего канала (рис. 3б).

При стандартной цилиндрической геометрии наблюдается снижение концентрации атомов меди в основном состоянии  $S_{1/2}$  на оси ГРТ при увеличении удельного энерговыделения, в то время как для ГРТ с профилированным рабочим каналом наблюдается обратная зависимость: концентрация атомов меди в основном состоянии повышается при увеличении вводимой в единицу объема энергии. Это происходит вследствие того, что, как видно из рис. 3г, увеличение концентрации ато-

мов меди в активной среде лазера при возрастании удельного энерговыделения для ГРТ с профилированным рабочим каналом происходит значительно быстрее, по сравнению с ГРТ цилиндрической конструкции.

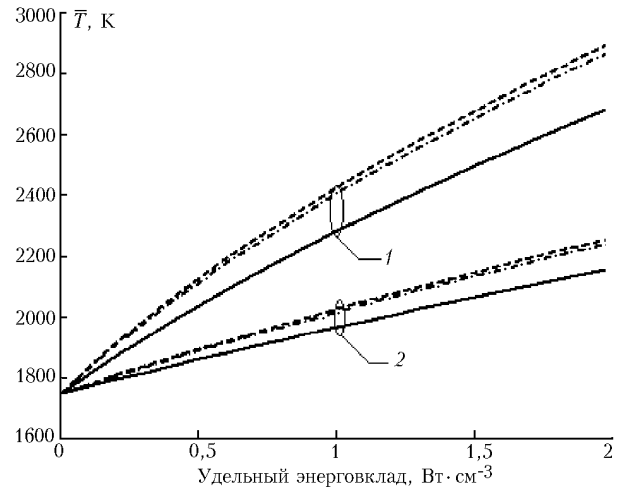


Рис. 3а. Зависимость средней по радиусу ГРТ температуры газа: 1 – для цилиндрической геометрии ГРТ; 2 – для профилированного рабочего канала. Сплошные кривые – для однородного по сечению рабочего канала энерговыделения, штриховые – для треугольного распределения энерговыделения, штрихпунктирные – для параболического

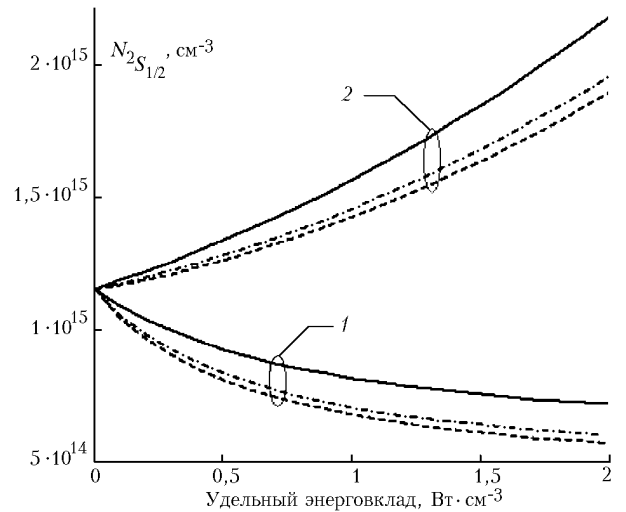


Рис. 3б. Концентрация атомов меди в основном состоянии на оси ГРТ: 1 – для цилиндрической геометрии ГРТ; 2 – для профилированного рабочего канала. Сплошные кривые – для однородного по сечению рабочего канала энерговыделения, штриховые – для треугольного распределения энерговыделения, штрихпунктирные – для параболического

При этом температура газа на оси ГРТ цилиндрической формы при увеличении энерговыделения возрастает быстрее, чем для ГРТ с профилированным рабочим каналом. Температура на оси ГРТ растет быстрее для случая цилиндрического рабочего канала, чем для ГРТ с профилированным рабочим каналом (рис. 3в). Соответственно и равновесная с температурой газа заселенность метастабильных уровней атома меди в случае ГРТ цилиндрической конструкции оказывается выше (рис. 3д).

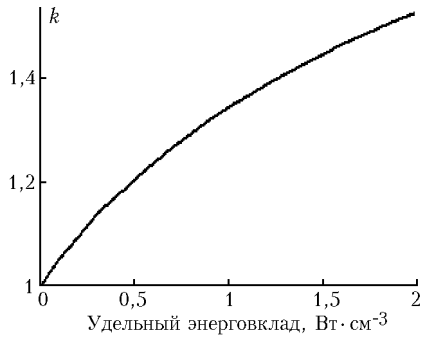


Рис. 3в. Отношение температуры на оси ГРТ для случая цилиндрической ГРТ к температуре на оси ГРТ с профилированным рабочим каналом

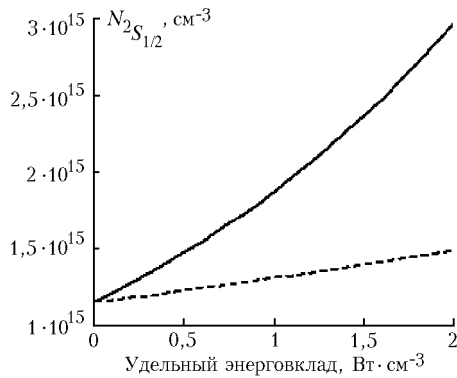


Рис. 3г. Зависимость равновесной с температурой стенки ГРТ концентрации атомов меди в активной среде лазера от удельного энергозклада. Сплошная кривая – для ГРТ цилиндрической геометрии, штриховая – для ГРТ с профилированным рабочим каналом

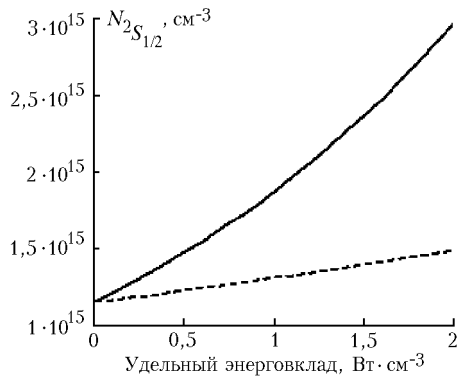


Рис. 3д. Зависимость равновесной с температурой газа концентрации атомов меди в состоянии  $D_{3/2}$  при увеличении удельного энергозклада: 1 – для цилиндрического, 2 – для профилированного разрядного канала. Сплошные кривые – для однородного по сечению рабочего канала энергозклада, штриховые – для треугольного распределения энергозклада, штрихпунктирные – для параболического

Радиальные распределения температуры газа в рабочем канале и концентрации меди в основном состоянии показаны на рис. 4а,б. Видно, что для ГРТ с профилированным рабочим каналом степень неоднородности концентрации атомов меди в основном состоянии по сравнению с ГРТ цилиндрической геометрии значительно меньше.

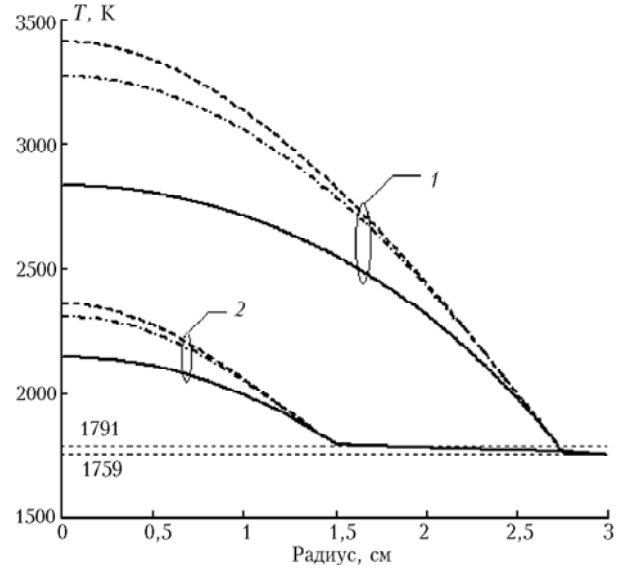


Рис. 4а. Зависимость температуры газа по радиусу ГРТ при удельном энергозкладе 1 Вт/см³: 1 – для цилиндрической геометрии, 2 – для трубки с профилированным рабочим каналом. Сплошная кривая – для однородного по сечению рабочего канала энергозклада, штриховая – для треугольного распределения энергозклада, штрихпунктирная кривая – для параболического

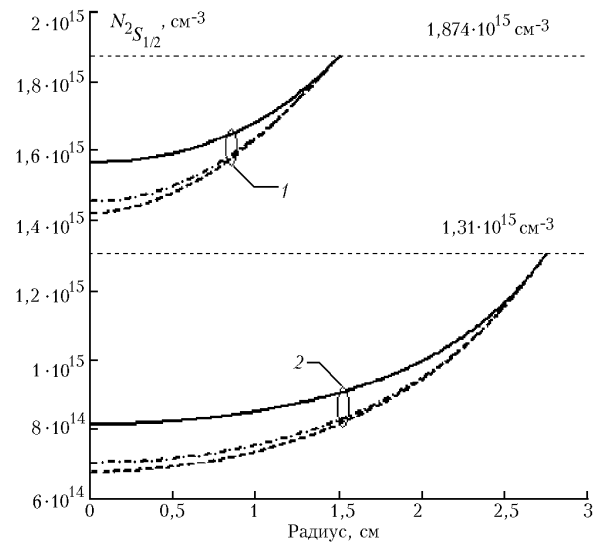


Рис. 4б. Распределение по радиусу ГРТ концентрации атомов меди в основном состоянии при удельном энергозкладе 1 Вт/см³: 1 – для ГРТ с профилированным рабочим каналом, 2 – для ГРТ цилиндрической геометрии. Сплошные кривые – для однородного по сечению рабочего канала энергозклада, штриховые – для треугольного распределения энергозклада, штрихпунктирные – для параболического. На данных уровнях приведены значения концентрации атомов меди, в основном состоянии равновесные с температурой стенки ГРТ

При уровне вводимой удельной мощности 1 Вт/см³ отношение равновесной с температурой стенки концентрации атомов меди в состоянии  $S_{1/2}$  к концентрации атомов меди на оси для цилиндрической геометрии разрядного канала равно 1,613, в то время как для профилированного рабочего канала только 1,197, т.е. в 1,348 раза больше. При увеличении удельного энергозклада это отношение возрастает.

тает. Кроме того, возрастает степень однородности распределения атомов буферного газа по сечению ГРТ, что и приводит к увеличению частоты электрон-атомных столкновений (подтверждая предложенную в [10] точку зрения практически полностью), за исключением самых ранних периодов развития разряда, определяющих проводимость плазмы. Это приводит к улучшению согласования активного элемента с разрядным контуром и к повышению эффективности работы устройства. Таким образом, предложенная в [13] конструкция активного элемента с профилированным рабочим каналом позволяет создать более однородное радиальное распределение паров металла.

Результаты расчета, представленные на рис. 4в, иллюстрируют тот факт, что для ГРТ с профилированным рабочим каналом уровень равновесной с температурой газа заселенности метастабильных уровней атома меди значительно меньше, чем для цилиндрической конструкции рабочего канала. На рис. 4в показано радиальное распределение концентрации атомов меди в метастабильном состоянии. Для ГРТ с цилиндрической геометрией рабочего канала отношение концентрации атомов меди в метастабильном состоянии на оси к концентрации в пристеночной области равно 19,901, в то время как для ГРТ с профилированным рабочим каналом это отношение равно лишь 3,677, т.е. в 5,412 раза меньше. Данный факт свидетельствует о гораздо более высокой степени радиальной однородности предимпульсной концентрации атомов меди в метастабильном состоянии, что ведет к повышению однородности генерации и качества выходного излучения, являющегося основным преимуществом газовых лазеров по сравнению с твердотельными лазерами.

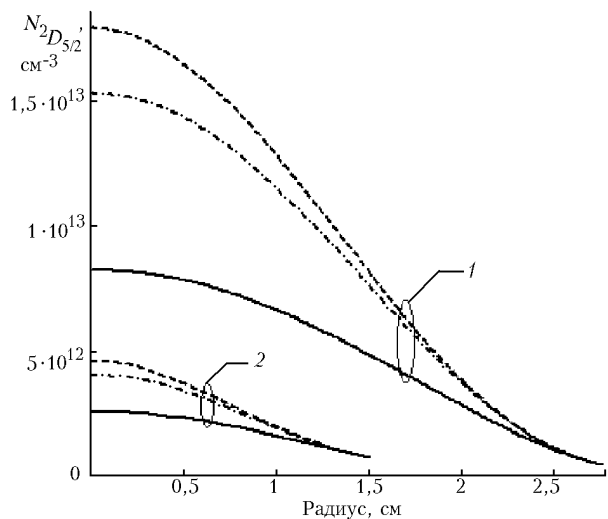


Рис. 4в. Радиальное распределение равновесной с температурой газа концентрации атомов меди в состоянии  $D_{5/2}$ : 1 – для цилиндрической геометрии рабочего канала, 2 – для профилированного рабочего канала. Сплошные кривые – для однородного по сечению рабочего канала энерговклада, штриховые – для треугольного распределения энерговклада, штрихпунктирные – для параболического

### Влияние уменьшения диффузионной длины

Рассмотрим влияние на параметры плазмы изменения диффузионной длины при введении радиальных вставок в рабочий канал лазера. Для газоразрядной трубки цилиндрической конструкции диффузионная длина может быть вычислена по следующей формуле из [27]:

$$\frac{1}{\Lambda} = \sqrt{\left(\frac{2,405}{r}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2},$$

где  $r_p$  – усредненное значение расстояния от оси ГРТ до стенки радиальной вставки;  $L$  – длина цилиндрической полости. Так как второе слагаемое гораздо меньше первого, особенно в случае профилированного рабочего канала, то диффузионная длина  $\Lambda = r_p / 2,405$ , где  $r_p$  – среднее расстояние до стенки радиальной вставки.

Таким образом, использование профилированного рабочего канала приводит к уменьшению диффузионной длины более чем на порядок, что существенно повышает роль диффузионных процессов. Становятся более ярко выраженными диффузионный вынос на стенку с последующим тушением атомов в метастабильном состоянии, диффузионный уход электронов с последующей рекомбинацией на стенке. Кроме того, наличие в уравнении для описания временной зависимости температуры электронов члена

$$-\frac{D_a(T_e)}{\Lambda^2} \frac{3}{2} k_B T_e,$$

где  $D_a(T_e)$  – коэффициент амбиполярной диффузии электронов;  $T_e$  – температура электронов;  $k_B$  – постоянная Больцмана, приводит к снижению температуры электронов. Это, в свою очередь, согласно уравнению  $\frac{dN_e}{dt} \sim \gamma(T_e^{9/2})N_e^3$ , где  $\gamma$  – коэффициент тройной рекомбинации, обеспечивает более интенсивную рекомбинацию электронов в послесвечении и, соответственно, снижение предимпульсной концентрации электронов.

Таким образом, уменьшение диффузионной длины является еще одним фактором, объясняющим влияние радиальных вставок на генерационные характеристики лазера на парах меди. Данное влияние происходит опосредованно через уменьшение предимпульсных значений температуры и концентрации электронов (что согласуется с работой [10]), а также концентрации атомов меди в метастабильном состоянии.

Оценим вероятность неоднородности температуры электронов по сечению рабочего канала ГРТ к концу межпериодического периода в лазере. Анализ проведем, следуя [28, 29], сравнивая характерные времена пространственной релаксации температуры электронов

$$\tau_e \cong \Lambda^2 / D_e,$$

$D_e$  – коэффициент диффузии электронов [30] рекомбинационного тепловыделения

$$\tau_{rad} \cong \frac{T_e}{J_{Cu} N_e^2 \beta},$$

где  $J_{Cu}$  – потенциал ионизации атома меди (7,726 эВ), энергообмена с тяжелыми частицами (ионами меди и атомами неона)

$$\tau_e \cong 2 \left( v_{ei} \frac{m_e}{M_i} + v_{ea} \frac{m_e}{M_a} \right)^{-1},$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $M_i$  – масса иона меди;  $M_a$  – масса атома неона;  $\nu_{ei}$  – частота кулоновских электрон-ионных столкновений;  $\nu_{ea}$  – частота электрон-атомных столкновений. Эффективная частота кулоновских электрон-ионных столкновений равна [31]:

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{3}\pi e^4 N_e \ln \Lambda_k}{9 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \cong 5,076 \cdot 10^{-6} \frac{N_e \ln \Lambda_k}{\sqrt{T_e}},$$

где  $\ln \Lambda_k$  – кулоновский логарифм ( $\approx 10$ ). Для вычисления электрон-атомной частоты столкновений использовалась формула [32]:

$$\nu_{ea} = N_{Ne} \sqrt{3T_e/m_e} \sigma_{tr} \cong 1,089 \cdot 10^{-8} N_{Ne} \sqrt{T_e},$$

где  $N_{Ne}$  – концентрация атомов неона;  $\sigma_{tr}$  – транспортное сечение рассеяния электрона на атоме неона.

Расчеты были проведены для двух «полярных» значений давлений буферного газа. Использовались значения параметров, аналогичные значениям в работе [25], для предимпульсных значений параметров плазмы:

1.  $N_{Ne} = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 0,302 \text{ эВ}$ ,  $N_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;
2.  $N_{Ne} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 0,216 \text{ эВ}$ ,  $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

При концентрации атомов неона  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

$$\tau_{gas} = 1,154 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \tau_e = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ с},$$

$$\tau_{rad} = 2,218 \cdot 10^{-5} \text{ с}, \text{ т.е. } \tau_{gas} < \tau_e < \tau_{rad}$$

и можно ожидать радиальной неоднородности температуры электронов для ГРТ цилиндрической геометрии. Однако для ГРТ с профилированным рабочим каналом  $\tau_e = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  и температура электронов более однородна по сечению рабочего канала вследствие того, что электронная теплопроводность успевает отслеживать потери энергии в соударениях с тяжелыми частицами и рекомбинационный подогрев.

При  $N_{Ne} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

$$\tau_{gas} = 3,291 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \tau_e = 3,291 \cdot 10^{-6} \text{ с},$$

$$\tau_{rad} = 8,714 \cdot 10^{-5} \text{ с}, \text{ т.е. } \tau_e < \tau_{gas} < \tau_{rad},$$

поэтому радиальное распределение температуры электронов имеет однородный профиль. Введение радиальных вставок позволяет добиться однородного радиального распределения температуры электронов в более ранние периоды межимпульсного интервала, что обеспечивает равномерное радиальное распределение концентрации электронов. Это обстоятельство, наряду с более однородным по сечению рабочего канала распределением концентрации атомов меди в основном состоянии, приводит к более однородному радиальному распределению атомов меди в метастабильном состоянии и, соответственно, к более однородной по сечению ГРТ генерации.

## Заключение

Для выяснения вопроса о влиянии введения в рабочий канал лазера на парах меди радиальных вставок проведен расчет температурного поля активного элемента и выполнен анализ изменения диффузионной длины. Показано, что

реализуемый в ГРТ с профилированным рабочим каналом перенос тепла позволяет вводить существенно большие мощности в активную среду лазера без ее перегрева по сравнению с ГРТ цилиндрической геометрии. Это происходит за счет уменьшения влияния на генерацию таких неблагоприятных явлений, как тепловой дефицит атомов металла в основном состоянии на оси рабочего канала, а также тепловое заселение метастабильных уровней атома меди. Использование радиальных вставок, вследствие уменьшения диффузионной длины и повышения степени однородности температуры газа, приводит к более однородному радиальному распределению температуры и концентрации электронов, а также атомов меди в метастабильном состоянии при одновременном уменьшении абсолютных значений этих параметров. Результаты расчетов также свидетельствуют об увеличении концентрации атомов меди в рабочем канале и улучшении согласования активного элемента с разрядным контуром. На основании проведенных расчетов можно сделать вывод, что использование ГРТ с профилированным рабочим каналом должно приводить к повышению энергетических частотных характеристик и качества выходного излучения лазера на парах меди.

Таким образом, известные ранее способы увеличения энергетических и частотных характеристик ЛПМ, заключающиеся во введении в рабочий канал активных примесей и использовании соединений меди, могут быть дополнены конструктивными решениями, в частности использованием специальных профилированных активных элементов.

1. *Солдатов А.Н., Соломонов В.И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 152 с.
2. *Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И.* Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Научная книга, 1998. 544 с.
3. *Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Доманов М.С.* Отпаянные промышленные активные элементы лазеров на парах металлов мощностью от 1 до 50 Вт // Изв. вузов. Физ. 1999. Т. 42. № 8. С. 68–75.
4. *Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Угольников С.А., Королева М.Е., Казарян М.А.* Разработка, производство и применение отпаянных лазеров на парах меди и золота // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 3. С. 191–201.
5. *Федоров В.Ф., Солдатов А.Н.* Лазер на парах меди с удельной мощностью генерации 1–2 Вт/см<sup>3</sup> // Тез. докл. Сибирского совещания «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». Ч. 1. Томск, 1986. С. 20.
6. *Воробьев В.В., Калинин С.В., Климовский И.И., Костадинов И., Крестов В.А., Кубарев В.Н., Маразов О.* Лазер на парах меди со средней удельной мощностью генерации свыше 1 Вт/см<sup>3</sup> // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 10. С. 1178–1180.
7. *Sabotinov N.V., Akerboom F., Jones D.R., Little C.E.* A copper HyBrIDlaser with 2W/cm<sup>3</sup> specific average output power // IEEE J. Quantum. Electron. 1995. V. 31. N 4. P. 747–752.
8. *Бохан П.А.* Лазеры на парах металлов со столкновительным девозбуждением нижних рабочих уровней: Дис. ... д.ф.-м.н. Томск; Новосибирск, 1988, 418 с.
9. *Jones D.R., Maitland A., Little C.E.* A high efficiency 200W average power copper HyBrID laser // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. N 10. P. 2385–2390.
10. *Chang J.J., Warner B.E., Boley C.D., Dragon E.P.* High-power copper vapour lasers and applications // Proc. of the NATO Advanced research workshop on Pulsed metal vapor lasers, St. Andrew (UK), Aug. 6–10, 1995. / C.E. Little and N.V. Sabotinov editors. 1996, Dordrecht. P. 101–112.
11. *Солдатов А.П.* Лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов с управляемой генерацией: Дис. ... д.ф.-м.н. Томск, 1998, 355 с.

12. Soldatov A.N., Polunin Yu.P., Chausova L.N. Evaluation of metal vapor laser designs with radial separation of active medium // Proc. SPIE, 1995. V. 2619. P. 123–133.
13. Федоров В.Ф., Суханов В.Б., Евтушенко Г.С., Погребенков В.М., Климкин В.М. Возможности повышения частоты следования и средней мощности излучения ЛПМ большого объёма: Тез. докл. // XIII симпозиум «Лазеры на парах металлов». Лазаревское, 25–29 сентября 2000 г. РГУ, 2000. С. 11–12.
14. Батенин В.М., Климовский И.И., Селезнева Л.А. // Теплофиз. высок. температур. 1980. Т. 18. № 4. С. 707–712.
15. Запесочный И.П., Кельман В.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Неоднородность разряда в лазере на парах меди и её влияние на температуру газа // Теплофиз. высок. температур. 1988. Т. 26. № 4. С. 671–680.
16. Евтушенко Г.С., Филонов А.Г. Температурный режим работы лазера на парах металлов // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10. № 11. С. 1318–1322.
17. Батыгин В.Н., Метелкин И.И., Решетников А.М. Вакуумноплотная керамика и ее спай с металлами / Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Энергия, 1973. 408 с.
18. Балкевич В.Л. Техническая керамика: Учебное пособие для вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Стройиздат, 1984. 256 с.
19. Основные теплофизические свойства газов и жидкостей. Кемерово: Кемеровск. кн. изд-во, 1971. 225 с.
20. Климовский И.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. Дис. ... д.ф.-м.н. М., 1991. 467 с.
21. Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В., Старостин А.Н. Явление переноса в плазме. М.: Атомиздат, 1975. 220 с.
22. Новиков И.И., Воскресенский К.Д. Прикладная термодинамика и теплопередача. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1977. 352 с.
23. Isachenko V., Osipova V., Sukomel A. Heat transfer, Moscow, Mir Publishers, 1974, 570p.
24. Лыков А.В. Теория теплопроводности М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
25. Honing R.E. Vapor pressure data for the solid and liquid element // RCA Review. 1962. V. 23, N 12. P. 567–586.
26. Carman R.J. Modeling of the kinetics and parametric of a copper vapour laser: Output power limitation issues // J. Appl. Phys., 1997. V. 82, N 1. P. 71–83.
27. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 425с.
28. Дьячков Л.Г. Кобзев Г.А. Баланс энергии электронов в послесвечении лазеров на парах металлов // Ж. техн. физ. 1978. Т. 48. № 11. С. 2343–2346.
29. Батенин В.М., Запесочный И.П., Кельман В.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Радиальные неоднородности параметров плазмы в межимпульсный период саморазогревного лазера на парах меди. Препринт ИВТ АН. №5-210. М., 1987. 32 с.
30. Baille P., Chang J.S., Claude A., Gobson R.M., Ogran G.L., You A.W. Effective collision frequency of electrons in noble gases // J. Phys. B. 1981. V. 14. P. 1485–1495.
31. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданеев О.В., Яковленко С.И. Теоретический анализ механизмов влияния добавок водорода на генерационные характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2003 (в печати).
32. Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Yakovlenko S.I., Zhdaneev O.V. The influence of the initial density of metastable states and electron density on the pulse repetition rate in a copper vapor laser // Laser Phys. 2001. V. 11. P. 580–588.

*O.V. Zhdaneev, G.S. Evtushenko. Theoretical analysis of the effect of profiled discharge channel on copper vapor laser performance.*

The influence of a profiled discharge channel on copper vapor laser performance is studied theoretically. The use of a profiled discharge channel leads to an increase in both the frequency and power performance of the copper vapor laser. It is shown that the improvement of the copper vapor laser performance with the profiled of the discharge channel is due to an increase of the level of radial uniformity of gas temperature and decrease of the diffusion length.