

Н.А. Юдин

Влияние предимпульсных параметров плазмы на частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 15.11.2005 г.

Рассмотрены причины ограничения частотно-энергетических характеристик лазера на парах меди (ЛПМ). Показано, что мощность, вкладываемая в активную составляющую импеданса газоразрядной трубки, обуславливающая кинетику процессов в импульсе возбуждения лазера, определяется процессами в разрядном контуре лазера. Развитие процессов в разрядном контуре лазера может иметь аperiodический или колебательный характер. Перестраивая разрядный контур лазера, т.е. увеличивая частоту свободных колебаний в контуре, можно реализовать высокую частоту следования импульсов (ЧСИ) генерации. Однако с увеличением частоты свободных колебаний в разрядном контуре лазера возрастает добротность контура и снижается эффективность накачки активной среды. Для саморазогревного режима работы ЛПМ это означает снижение средней мощности генерации с увеличением ЧСИ генерации. Реализация максимальной средней мощности генерации достигается за счет обеспечения максимального вклада мощности в активную среду за импульс возбуждения, т.е. аperiodическим процессом в разрядном контуре. Следовательно, оптимальная ЧСИ, при которой реализуется максимальная средняя мощность генерации, будет также определяться этим процессом, а причина ее ограничения будет однозначно связана с предимпульсной концентрацией электронов.

Введение

Особенностью лазерного перехода в атоме меди является энергетическая близость резонансного уровня к первой границе ионизации. Такое энергетическое положение резонансного уровня способствует его девозбуждению в состоянии ионизации либо непосредственно, либо через промежуточные высоковозбужденные состояния. В результате с ростом разрядного тока населенность резонансного состояния насыщается, что ограничивает энергию импульса генерации [1–5]. Высокая скорость девозбуждения резонансных уровней в состоянии ионизации является физической причиной ограничения энергии генерации ЛПМ и определяет возможный путь повышения энергетических характеристик лазера с ростом частоты следования импульсов (ЧСИ) генерации. Поэтому для оценки энергетического потенциала ЛПМ крайне важно знать причины, определяющие ЧСИ.

Высокая скорость девозбуждения резонансных уровней в состоянии ионизации обуславливает наличие критической предимпульсной населенности метастабильных состояний, при достижении которой формирование инверсной населенности в активной среде ЛПМ становится невозможным [6, 7]. Следовательно, причины и механизм ограничения ЧСИ генерации ЛПМ могут быть обусловлены только процессами заселения и релаксации метастабильных состояний (МС) атома меди как в импульсе возбуждения, так и в межимпульсный период. В настоящее время рассматриваются три возможные причины ограничения ЧСИ генерации:

1) Наличие критической предимпульсной концентрации электронов, когда мы не можем разогреть электронную компоненту плазмы до электронной температуры выше 2 эВ при газоразрядном способе возбуждения [8].

2) Заселение метастабильных состояний на переднем фронте импульса возбуждения [9].

3) Высокая предимпульсная населенность метастабильных состояний (см., например, [10]).

Рассмотрим, может ли в вышеперечисленных условиях населенность МС достигать критического значения.

1. Наличие критической предимпульсной концентрации электронов

Вывод о наличии критической предимпульсной концентрации электронов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ сделан в [8] исходя из следующего. Как известно, для формирования инверсной населенности в ЛПМ необходимо, чтобы температура электронов превышала некоторую критическую температуру $T_{ecr} \sim 2 \text{ эВ}$. При $T_e < T_{ecr}$ метастабильные состояния возбуждаются электронами эффективнее, чем резонансные уровни, и поэтому инверсия не возникает. В то же время еще на участке роста тока температура электронов достигает максимума. Если максимальная температура оказывается меньше критической T_{ecr} , генерация невозможна. В свою очередь, возможность достижения высокой температуры электронов

существенно ограничена начальной плотностью электронов. Мощность, вводимая в среду, пропорциональна сопротивлению плазмы, т.е. обратно пропорциональна плотности электронов. В то же время затраты на ионизацию прямо пропорциональны плотности электронов [см. формулу (1)]. Следовательно, для данной плотности тока и данной температуры электронов имеет место такая критическая плотность электронов, начиная с которой мощность, вводимая в среду, будет меньше мощности, затрачиваемой на ионизацию. Кинетическая модель ионизации смеси паров меди греющим импульсом в [8] включала в себя уравнения для плотности ионов меди N_{iCu} и инертного газа N_{iNe} :

$$dN_{iCu}/dt = K_{iCu}N_e(N_{Cu} - N_{iCu}), \quad (1)$$

$$dN_{iNe}/dt = K_{iNe}N_e(N_{Ne} - N_{iNe}). \quad (2)$$

При этом константы скорости ионизации меди K_{iCu} и неона K_{iNe} считались равными скорости возбуждения резонансных состояний. Это справедливо в режиме квазистационарной ионизации, когда каждый акт возбуждения сопровождается актом ионизации возбужденного состояния [11, 12].

Согласно [11, 12] режим квазистационарной ионизации возникает, когда ионизация атомов активной среды определяется процессом девозбуждения резонансных состояний атомов в ионизацию. Однако ионизационный процесс в [8] описан уравнениями (1), (2) прямой ионизации атомов активной среды. Впрочем, такая «искусственная» запись вполне правомерна, если мы рассматриваем процессы в режиме квазистационарной ионизации. Следовательно, из [8] можно сделать вывод, что в режиме квазистационарной ионизации электронная температура не может превышать 2 эВ при концентрации электронов, превышающей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это подтверждается экспериментальными измерениями. После импульса генерации, когда концентрация электронов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и выше, электронная температура ниже 2 эВ [13]. Если формально следовать (1), (2), то режим квазистационарной ионизации возникает с момента наложения напряжения на активную среду. Однако хорошо известно, что скорость прямой ионизации атома меди как минимум на два порядка меньше скорости заселения резонансных состояний (см., например, [4]), а ионизация активной среды определяется процессами прямой и ступенчатой ионизации. Следовательно, уравнения (1), (2) необходимо дополнить уравнениями для ступенчатой ионизации

$$dN_{iCu}/dt = 2K_{ri}N_rN_e, \quad (3)$$

где K_{ri} — константа скорости ступенчатой ионизации атома меди; N_r — населенность резонансного состояния атома меди. В начальный момент населенность резонансных состояний равна нулю и ионизационный процесс определяется прямой ионизацией, константа скорости которой, как отмечалось, на два порядка ниже константы скорости заселения

резонансных состояний. Следовательно, реальные затраты энергии на ионизацию на начальной стадии развития разряда на два порядка ниже, чем в [8]. Это означает, что всегда существует некоторое время Δt (от начала наложения напряжения на активную среду до возникновения режима квазистационарной ионизации), за которое мы можем разогревать электронную компоненту выше 2 эВ. Однако уравнение для критической плотности электронов N_{ecr} получено в [8] приравниванием мощности, вводимой в среду при пиковой плотности тока j_{max} , к мощности, затрачиваемой на ионизацию меди при критической температуре электронов. Следовательно, для определения значения критической концентрации электронов необходимо учитывать время, за которое достигается режим квазистационарной ионизации, т.е. Δt должно быть меньше времени формирования инверсии в активной среде.

Поскольку электронная температура отслеживает напряжение на активной составляющей импеданса газоразрядной трубки (ГРТ), то необходимо учитывать время разогрева Δt_{cr} предимпульсной концентрации электронов до температуры T_{ecr} . В этом случае Δt_{cr} можно рассматривать как время, за которое населенность МС достигает критического значения N_{mcr} , и инверсия в активной среде становится невозможной. Следовательно, можно утверждать, что для конкретных условий накачки будет существовать свое значение N_{ecr} , которое определяется временем разогрева электронной компоненты плазмы до температуры T_{ecr} .

2. Заселение метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения

Электронная температура, определяющая константы скоростей заселения лазерных уровней, отслеживает изменение напряженности поля на активной составляющей импеданса газоразрядной трубки. В свою очередь напряженность электрического поля на активной составляющей определяется процессами в разрядном контуре. Скорость нарастания напряжения определяется постоянной времени $\tau \sim L/R_0$ (где L — индуктивность разрядного контура, R_0 — предимпульсное сопротивление плазмы) для аperiodического процесса в разрядном контуре и частотой свободных колебаний в случае колебательного процесса [14]. Согласно [14] мы всегда можем выбрать величину накопительной емкости такой, что на начальной стадии развития разряда процесс в контуре будет иметь аperiodический характер, а скорость нарастания напряжения будет определяться постоянной времени $\tau \sim L/R_0$ или, поскольку $R_0 \sim 1/n_{e0}$ (где n_{e0} — предимпульсная концентрация электронов), $\tau \sim Ln_{e0}$. Собственно, такая зависимость и обуславливает определяющую роль предимпульсной концентрации электронов в ограничении частотно-энергетических характеристик ЛПМ. Следовательно, и $\Delta t_{cr} \sim Ln_{e0}$.

За это время нижний лазерный уровень дополнительно заселится на величину ΔN_m . Следовательно, в этом случае N_{mcr} будет определяться величиной

$$N_{mcr} = N_{m0} + \Delta N_m, \quad (4)$$

где N_{m0} — предимпульсная населенность МС. Пока скорость заселения нижнего лазерного уровня превышает скорость заселения верхнего, ионизационный вклад пренебрежимо мал и

$$\Delta N_m = N_{Cu} n_{e0} k_{0m} \Delta t_{cr}, \quad (5)$$

где N_{Cu} — плотность атомов меди; k_{0m} — константа скорости заселения нижних лазерных уровней, т.е.

$$\Delta N_m \sim n_{e0}^2. \quad (6)$$

Это наглядно демонстрирует, что в реальном лазере предимпульсная плотность электронов должна являться существенным фактором ограничения ЧСИ генерации, а энергия импульса генерации с ростом ЧСИ будет изменяться обратно пропорционально $\Delta N_m \sim n_{e0}^2$. В то же время конкретное значение N_{mcr} зависит не только от заселения МС на фронте импульса возбуждения, но и от N_{m0} . Однако в реальном лазере могут иметься и дополнительные условия, приводящие к обострению фронта нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ.

Действительно, ГРТ рассматривалась как нагрузка, состоящая из последовательно включенных индуктивности L и сопротивления R . В качестве такой нагрузки можно рассматривать непосредственно только газоразрядный канал ГРТ, за пределами которого в холодных буферных зонах расположены цилиндрические электроды [15]. Кроме того, ГРТ имеет собственную емкость C_0 .

Поскольку в данном случае рассматривается начальная стадия развития разряда, необходимо учитывать изменение во времени сопротивления прикатодной области и холодных концевых зон, где нет меди. Как показывает анализ этих процессов [16], именно начальная стадия развития импульсного разряда, применяемого для возбуждения ЛПМ, играет важную роль в процессах возбуждения уровней и создания нестационарной инверсии. К сожалению, процессы на электродах и в холодных при электродных областях ЛПМ почти не изучались. Поэтому в рамках данного анализа отметим лишь экспериментально наблюдаемое в типичных условиях работы ЛПМ запаздывание импульса тока по отношению к импульсу напряжения [17]. Наличие задержки обуславливает возможность заряда собственной емкости ГРТ или часто используемой с этой целью обостряющей емкости до напряжения, сравнимого с напряжением на накопительном конденсаторе. Если дальнейший процесс на электродах и в приэлектродных зонах развивается лавинообразно, то по аналогии [14] его можно рассматривать как «единичный отклик». Скорость нарастания напряжения на разрядном промежутке ГРТ будет определяться частотой свободных колебаний в контуре, состоящем из элементов L , R , C_0 , что может определять существенное

обострение фронта напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ, в то время как энергоклад в активную среду будет определяться величиной накопительного конденсатора в разрядном контуре лазера.

3. Механизм формирования предимпульсной населенности метастабильных состояний

Активная среда ЛПМ в импульсно-периодическом режиме работы характеризуется высокой плотностью электронов ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$), что должно обеспечивать в межимпульсный период высокую скорость девозбуждения метастабильных состояний в столкновениях с электронами [9]. Однако измерения временного хода населенности МС показали (рис. 1), что реальный процесс релаксации МС в большинстве случаев имеет две составляющие: в ближнем послесвечении имеет высокую скорость релаксации ($\sim 1 \text{ мкс}$) и затем существенно меньшую. Очевидно, что именно медленная скорость релаксации обеспечивает высокую предимпульсную населенность МС и является фактором ограничения частотно-энергетических характеристик ЛПМ.

Медленная скорость релаксации МС в плазме, характеризующейся высокой плотностью электронов ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$), может поддерживаться только рекомбинационным потоком и энергокладом в активную среду в течение всего межимпульсного периода. Вышесказанное подтверждают следующие экспериментальные исследования.

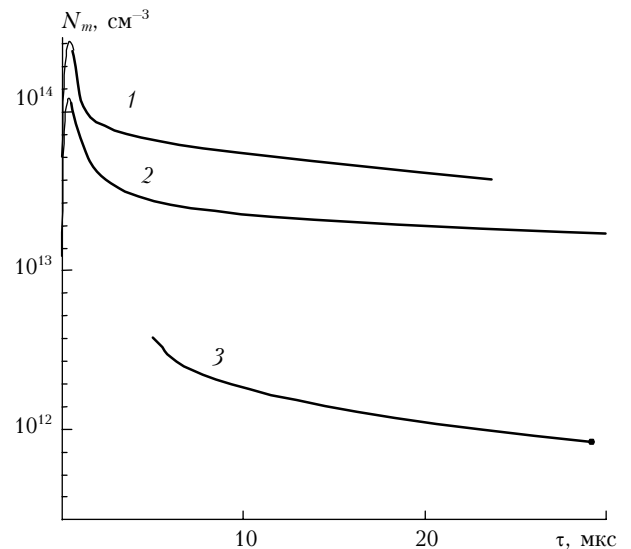


Рис. 1. Зависимость населенности уровня $\text{Cu}(4s^2 2D)$ от времени послесвечения: кривая 1 — результаты [18]; 2 — [19]; 3 — [20]

Наиболее простой способ изменения плотности МС в межимпульсный период — это наложение на активную среду постоянного напряжения. Влияние постоянного напряжения на энергетические характеристики генерации ЛПМ исследовались (рис. 2)

с ГРТ-LT30Cu (разрядный канал диаметром 20 мм и длиной 80 см). В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25.

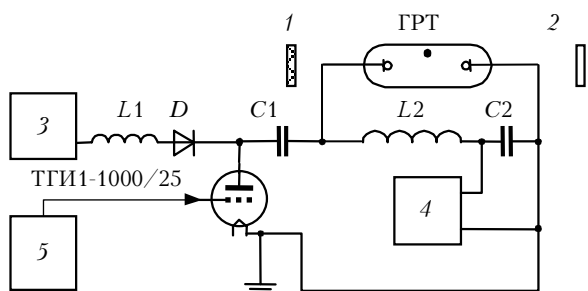


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – зеркало резонатора; 3 – выпрямитель источника возбуждения; 4 – дополнительный источник питания; 5 – задающий генератор; C1 – накопительный конденсатор; C2 – емкость фильтра дополнительного источника питания 4; L1 и D – зарядный дроссель и диод соответственно; L2 – шунтирующая индуктивность

Дополнительная емкость $C2 = 10^4$ мкФ являлась емкостью фильтра дополнительного источника питания, от которого напряжение накладывалось на ГРТ. Шунтирующая индуктивность $L2$ и емкость фильтра $C2$ обеспечивали развязку дополнительного источника питания от импульсов возбуждения. Изменение напряжения на дополнительном источнике питания от 0 до 60 В приводило к изменению средней мощности генерации от максимального значения ~ 10 Вт до нуля при следующих параметрах накачки: $C1 = 2200$ пФ; ЧСИ = 12 кГц; напряжение на высоковольтном выпрямителе $\sim 5,6$ кВ; потребляемый ток от высоковольтного выпрямителя ~ 450 мА. С увеличением напряжения до 60 В на $\lambda_1 = 510,6$ нм наблюдается более резкое уменьшение энергии генерации, чем на $\lambda_2 = 578,2$ нм. При этом изменяется также и радиальный профиль генерации. Генерация наблюдается в виде кольца на $\lambda_1 = 510,6$ нм, а затем и на $\lambda_2 = 578,2$ нм по мере увеличения напряжения до 60 В. Экспериментально наблюдается влияние энерговклада в межимпульсный период на релаксационный процесс нижних лазерных уровней.

Изменяя населенность МС непосредственно перед импульсом возбуждения за счет введения перед каждым импульсом возбуждения дополнительного импульса, можно оценить реальные энергозатраты на создание высокой плотности МС и оценить время их релаксации в отсутствие энерговклада. Экспериментальная проверка проводилась в ЛПМ с ГРТ УЛ-102, разрядный канал которой имеет внутренний диаметр 2 см и длину 40 см. Буферный газ – неон. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.

В качестве коммутаторов, формирующих возбуждающий и дополнительный импульсы, использовались тиратроны ТГИ2-500/20 и ТГИ1-270/12.

Исследования проводились при следующих параметрах: величина накопительных конденсаторов $C1 = C2 = 2,2$ нФ; $f = 10$ кГц; напряжение на выпрямителе и средний потребляемый ток – 4,9 кВ и 340 мА соответственно; напряжение на выпрямителе и средний потребляемый ток дополнительного источника – 1 кВ и 40 мА. Максимальная средняя мощность генерации лазера с плоскопараллельным резонатором в установившемся тепловом режиме и задержке между импульсами больше 10 мкс составляла ~ 5 Вт.

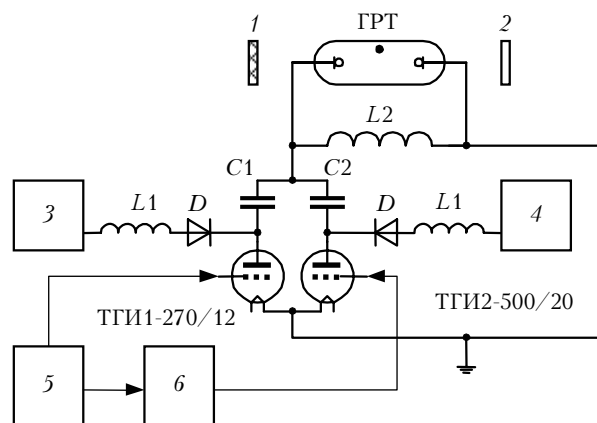


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – зеркало резонатора; 3 – выпрямитель дополнительного источника питания; 4 – выпрямитель источника возбуждения; 5 – задающий генератор; 6 – регулируемая линия задержки; C1, C2 – накопительные конденсаторы; L1 и D – зарядный дроссель и диод соответственно; L2 – шунтирующая индуктивность

Проведенные исследования показали, что уменьшение средней мощности генерации от 5 Вт до 0 происходит при сближении дополнительного и возбуждающего импульсов, как показано на рис. 4.

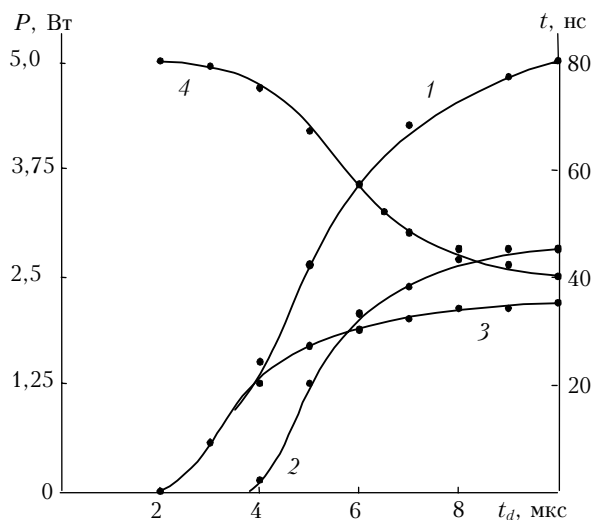


Рис. 4. Изменение суммарной средней мощности (1), средней мощности генерации на $\lambda = 510,6$ (2) и $578,2$ нм (3), а также времени задержки генерации от начала импульса возбуждения (4) в зависимости от времени задержки t_d между импульсами

Более резкий спад средней мощности генерации наблюдается на линии генерации $\lambda = 510,6$ нм. Происходит изменение радиального распределения плотности излучения лазера. С уменьшением задержки между импульсами наблюдается вначале переход к кольцевой структуре генерации на $\lambda = 510,6$ нм, затем генерация на этой линии исчезает и при дальнейшем сближении импульсов подобная картина наблюдается на $\lambda = 578,2$ нм. Генерация полностью исчезает на обеих линиях при задержке между импульсами ~ 2 мкс.

Приведенные выше результаты наглядно демонстрируют влияние энерговклада в активную среду в межимпульсный период на процесс релаксации МС. В настоящее время известно, что энерговклад в активную среду в межимпульсный период обеспечивается:

1) диссипацией энергии, запасенной в шунтирующей индуктивности во время импульса возбуждения [21];

2) зарядным током, протекающим через активную среду [22]

3) диссипацией энергии, запасенной в реактивной составляющей импеданса ГРТ.

Очевидно, что определяющую роль в ограничении процесса релаксации МС будет играть энерговклад, который может существовать в течение всего межимпульсного периода.

Диссипация энергии, запасенная в шунтирующей индуктивности во время импульса возбуждения, согласно [21] осуществляется в ближнем послесвечении и может влиять на процесс релаксации МС только на высоких ЧСИ генерации (~ 100 кГц). Ток заряда накопительного конденсатора, протекающий через активную среду, согласно [22] оказывает существенное влияние на энергетические характеристики лазера, поскольку в [22] исследования проводились при работе лазера на ЧСИ генерации, равной резонансной частоте заряда накопительного конденсатора. Его влияние легко устраняется за счет введения диода в зарядную цепь лазера, а время заряда накопительного конденсатора выбирается при этом примерно на 10 мкс меньше периода следования импульсов генерации. Следовательно, одной из причин ограничения процесса релаксации МС в межимпульсный период может являться процесс диссипации энергии в активной среде, запасенной в реактивной составляющей импеданса как разрядного, так, возможно, и зарядного контуров.

Очевидно, что только более детальное изучение данной проблемы позволит найти приемлемые технические решения для ее устранения. Одной из основных причин возможного возникновения высокой предимпульсной населенности МС является плотность рекомбинационного потока на эти уровни. В свою очередь, плотность рекомбинационного потока будет изначально определяться степенью ионизации активной среды, которая зависит от продолжительности режима квазистационарной ионизации. Поскольку в условиях квазистационарной ионизации нельзя реализовать инверсию насе-

ленностей в активной среде, то этот режим является также паразитным для условий накачки и следует искать технические решения для его устранения.

Заключение

Проведенный в настоящей статье анализ причин ограничения частотно-энергетических характеристик ЛПМ показал, что сегодняшний уровень энергетических характеристик лазера на парах меди определяется в большей степени техническим состоянием элементной базы лазера. В то же время он позволяет сформулировать общие подходы к оптимизации параметров накачки при экспериментальном и теоретическом исследованиях. Действительно, мощность, вкладываемая в активную составляющую импеданса ГРТ, обуславливает кинетику процессов в импульсе возбуждения лазера и определяется процессами в разрядном контуре лазера. Развитие процессов в разрядном контуре лазера может иметь аperiodический или колебательный характер. Перестраивая разрядный контур лазера, т.е. увеличивая частоту свободных колебаний в контуре, можно реализовать высокую частоту следования импульсов генерации. Однако с увеличением частоты свободных колебаний в разрядном контуре лазера возрастает добротность контура и снижается эффективность накачки активной среды. Для саморазогревного режима работы ЛПМ это означает снижение средней мощности генерации с увеличением ЧСИ генерации.

Целью оптимизации параметров накачки лазера в большинстве случаев является необходимость реализации максимальной средней мощности генерации. Она достигается за счет реализации максимального вклада мощности в активную среду за импульс возбуждения, т.е. аperiodическим процессом в разрядном контуре. Оптимальная ЧСИ, при которой реализуется максимальная средняя мощность генерации, будет также определяться этим процессом. И соответственно ограничение оптимальной ЧСИ однозначно связано с предимпульсной концентрацией электронов. Следовательно, оптимизация параметров накачки активной среды ЛПМ должна сводиться к выбору условий, при которых реализуется высокая скорость нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ в рамках аperiodического процесса в разрядном контуре лазера.

1. Елецкий А.В., Земцов Ю.К., Родин А.В., Старостин А.Н. Оптимальные характеристики лазера на парах металлов высокого давления // Докл. АН СССР. 1975. Т. 220. № 2. С. 318–321.

2. Арланцев С.В., Бучанов В.В., Васильев А.А., Молодых Э.И., Тькоцкий В.В., Юрченко Н.И. Расчетное исследование импульсно-периодического лазера на парах меди // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 8. С. 2319–2325.

3. Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А. О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. Вып. 1. С. 99–104.

4. *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. V. 30. N 8. P. 1876–1895.
5. *Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокотьев В.Е.* Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // *Квант. электрон.* 1999. Т. 28. № 3. С. 273–276.
6. *Юдин Н.А.* Влияние предимпульсных параметров активной среды на характеристики генерации лазера на парах меди // *Оптика атмосф. и океана.* 2004. Т. 17. № 8. С. 682–688.
7. *Kazaryan M.A., Lyabin N.A., Yudin N.A.* Prospects for further development of self-heated lasers on the self-contained transitions of a copper atom // *J. of Russian laser Res.* 2004. V. 25. N 3. P. 267–297.
8. *Яковленко С.И.* Критическая плотность электронов при ограничении частоты следования импульсов в лазере на парах меди // *Квант. электрон.* 2000. Т. 30. № 6. С. 501–505.
9. *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // *Квант. электрон.* 1980. Т. 7. № 7. С. 1264–1269.
10. *Исаев А.А., Казаков В.В., Лесной М.А., Маркова С.В., Петраш Г.Г.* Распад метастабильных состояний и его влияние на характеристики генерации лазера на парах меди // *Квант. электрон.* 1986. Т. 13. № 11. С. 1302–1309.
11. *Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И.* Излучение ионов в неравновесной плазме. М.: Энергоиздат, 1986. 215 с.
12. *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 320 с.
13. *Елаев В.Ф., Солдатов В.Ф., Суханова Г.Б.* Определение температуры электронов в лазере на парах меди // *Теплофиз. высок. температур.* 1980. Т. 18. № 5. С. 1090–1092.
14. *Юдин Н.А.* Влияние параметров разрядного контура на частотно-энергетические характеристики генерации лазера на самоограниченных переходах атома меди // *Квант. электрон.* 2000. Т. 30. № 7. С. 583–586.
15. *Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А.* Лазеры на парах меди. Конструкция, характеристики и применения. М.: Физматлит, 2005. 312 с.
16. *Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // *Квант. электрон.* 2000. Т. 27. № 2. С. 183–188.
17. *Hogan G.P., Webb C.E.* Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapour laser: the phantom current // *Opt. Commun.* 1995. V. 117. N 2. P. 570–579.
18. *Исаев А.А., Михельсоо В.П., Петраш Г.Г., Петэт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б.* Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме двойных импульсов // *Квант. электрон.* 1988. Т. 15. № 12. С. 2510–2513.
19. *Brown D.J.W., Kummeyer R., McIntosh A.I.* Time-resolved measurements of excited state densities in a copper vapor lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1990. V. 26. N 9. P. 1609–1616.
20. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // *Квант. электрон.* 2002. Т. 32. № 7. С. 602–608.
21. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Исследование поведения проводимости плазмы лазера на парах меди // *Оптика атмосф. и океана.* 1996. Т. 9. № 2. С. 169–173.
22. *Климовский И.И., Селезнева Л.А.* О некоторых особенностях работы схемы с резонансной перезарядкой накопительной емкости, используемой для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах // *Теплофиз. высок. температур.* 1979. Т. 17. № 1. С. 27–30.

N.A. Yudin. Effect of prepulse plasma parameters on Cu-vapor laser frequency-energetic characteristics.

Causes of limitation of Cu-vapor laser frequency-energetic characteristics are considered. It is shown that the power contributed into active component of the gas-discharge tube impedance, determining the kinetics of processes in the laser excitation pulse, depends on the processes in the laser discharge contour. The development of the processes there can have aperiodic or vibrational character. By retuning the laser discharge contour, i.e., augmenting the frequency of free vibrations, a high pulse repetition frequency (PRF) can be realized. However, as the free vibration frequency increases, the contour Q-factor increases and the efficiency of active medium pumping decreases, which for self-heating mode of the Cu-vapor laser operation means a decrease of the mean generation power at PRF increase. Realization of maximal mean generation power can be reached due to maximal power contribution into the active medium for one excitation pulse, i.e., aperiodic process in the discharge contour. Consequently, the optimal PRF for realization of maximal generation power is determined by the same process as well, and the cause of its limitation is uniquely connected with the pre-pulse concentration of electrons.