

Процессы, ограничивающие энергетические характеристики лазера на парах меди

Н.А. Юдин^{✉1,2}, Х.А. Баалбаки², А.В. Маликов², Я.А. Яркова^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 31.08.2023;
после доработки 02.10.2023;
принята к печати 25.01.2024

Расположение электродов газоразрядной трубки (ГРТ) лазера на парах меди (ЛПМ) в холодных буферных зонах, где отсутствуют пары металла, обуславливает формирование фантомного тока до момента «пробоя», в связи с чем необходимо оценить, является ли фантомный ток дополнительным фактором ограничения энергетических характеристик и каков механизм данного ограничения. Показано, что на начальном этапе накачки осуществляется зарядка собственной емкости ГРТ до момента «пробоя», что определяет два процесса в этот период времени: заселение метастабильных состояний меди и формирование фантомного тока, который возникает в результате шунтирования собственной емкости ГРТ холодной буферной зоной со стороны анода ГРТ. Рассмотрены механизм формирования фантомного тока и его роль в ограничении энергетических характеристик ЛПМ. Проведенные исследования указывают на две проблемы связанные с повышением энергетических характеристик ЛПМ: высокая предимпульсная концентрация электронов в активной среде и формирование фантомного тока, вызванное процессами в холодных буферных зонах. Результаты работы могут быть полезны специалистам в области лазеров на парах металлов.

Ключевые слова: лазер на парах меди, фантомный ток, импульсная накачка, частотно-энергетические характеристики; copper vapor laser, phantom current, pulse pumping, frequency and energy characteristics.

Введение

Лазер на парах меди (ЛПМ) является источником видимого излучения с уникальными частотно-энергетическими характеристиками (ЧЭХ), что исключает возможность его замены во многих областях применения, несмотря на развитие твердотельных лазеров видимого диапазона с диодной накачкой. Например, ЛПМ широко используется в медицине для лечения сосудистых и кожных заболеваний с хорошим косметическим результатом и отсутствием выраженных побочных эффектов [1, 2], а также в прецизионной обработке материалов [3], в активных оптических системах [4–6], атмосферных биостатических каналах связи [7], разделении изотопов [8] и т.д. Для многих из вышеуказанных областей требуются ЛПМ с высокой частотой следования импульсов (ЧСИ) генерации [4–7] и большой выходной мощностью [8]. Однако экспериментально

всегда наблюдается снижение эффективности накачки и средней мощности генерации с увеличением ЧСИ возбуждения, например в ЛПМ с модифицированной кинетикой эффективность генерации составляла 2,8% при ЧСИ $f = 18$ кГц и снижалась до 0,3% при $f = 100$ кГц [9, 10]. Очевидно, что выяснение причин такого различия и разработка новых методов и способов реализации энергетического потенциала ЛПМ являются актуальными задачами, решение которых может вернуть интерес к данному классу приборов.

Одна из основных причин ограничения ЧЭХ ЛПМ — высокая скорость девозбуждения верхних лазерных уровней в ионизацию ступенчатыми процессами, что приводит к ограничению населенности этих уровней в процессе накачки и, следовательно, энергосъема [11, 12]. Усилить среднюю мощность генерации в этих условиях можно только за счет увеличения ЧСИ возбуждения. Однако основным препятствием на пути повышения ЧЭХ ЛПМ является наличие индуктивности в разрядном контуре лазера, что не позволяет быстро разогревать предимпульсные электроны (n_{e0}) и обуславливает заселение метастабильных уровней меди на фронте импульса возбуждения [13].

* Николай Александрович Юдин (yudin@tic.tsu.ru); Хуссейн Али Баалбаки (baalbaki.houssain@yandex.ru); Александр Викторович Маликов (malikpost@mail.ru); Яна Александровна Яркова (yana_loeva@mail.ru).

За полувековой период исследований ЛПМ накоплен обширный экспериментальный материал и создана модель, на основе которой проводятся теоретические расчеты (см., например, [14]). Однако эта модель не объясняет многие экспериментально наблюдаемые зависимости, например отрицает развитие разряда со стадией пробоя, наличие фантомного тока [15] и возможность повышения ЧЭХ ЛПМ за счет введения в разрядный контур индуктивности [16].

Вышесказанное указывает на необходимость проведения дальнейших исследований, но чтобы определить их направление, нужно выяснить, какие процессы в разрядном контуре лазера не учитываются в используемой модели. Анализ экспериментально наблюдаемых зависимостей и теоретические расчеты проводятся на основе эквивалентной схемы разрядного контура, в котором импеданс газоразрядной трубки (ГРТ) задается в виде последовательной цепочки, содержащей активную и индуктивную составляющие. Полагается, что в ГРТ формируется разряд с низким катодным падением потенциала и все напряжение прикладывается к активной среде. В действительности это осуществимо только в условиях термоэмиссии электронов с катода, которая возникает, когда катод или катодное пятно разогрето до температуры ~ 2000 К, что сопоставимо с рабочей температурой ЛПМ. Отсюда следует, что эта модель применима для анализа процессов в активной среде ГРТ с электродами, расположенными в горячей зоне разрядного канала.

Исследования ЛПМ проводились до настоящего времени в основном с использованием ГРТ с электродами, расположенными в холодных буферных зонах (ХБЗ), где температура $\ll 2000$ К. Как по казали работы [15–18], вынос электродов в ХБЗ обуславливает формирование фантомного тока до момента «пробоя», наличие которого не предполагалось в более ранней модели. Возникает закономерный вопрос: существуют ли дополнительные (ранее не учтенные) процессы, ограничивающие ЧЭХ ЛПМ? Только определив наличие данных процессов, можно оценить возможность их нейтрализации и очертить направление дальнейших исследований для реализации энергетического потенциала ЛПМ.

Цель настоящей работы — более детальное исследование электрофизических процессов в разрядном контуре, его влияния на процессы развития разряда и формирование инверсии.

Материалы и методы

Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 1. В эксперименте использовалась ГРТ УЛ102 (ФГУП НПО «Исток», Россия, г. Фрязино) с Al_2O_3 -керамическим разрядным каналом диаметром 2 см и длиной $\sim 48,5$ см [19].

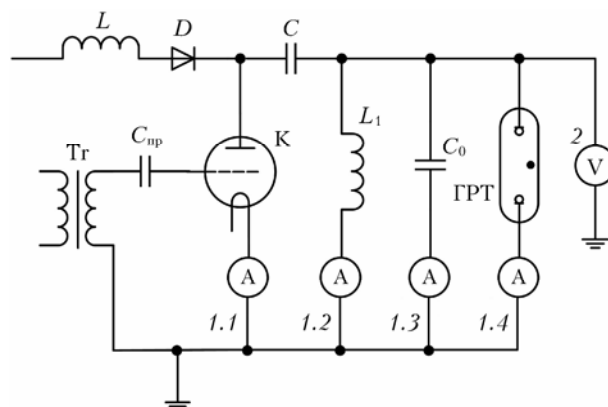


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ГРТ — газоразрядная трубка; К — тиратрон ТГИ2-500/20; L , D — зарядные дроссель и диод соответственно; L_1 — шунтирующая индуктивность (~ 230 мкГн); C — накопительный конденсатор; C_0 — обостряющий конденсатор; 1.1–1.4 — токовые датчики; 2 — датчик для измерения импульсного напряжения Tektronix PG015A (делитель напряжения); Тг — импульсный трансформатор; $C_{пр}$ — конденсатор

Накопительным и обостряющим конденсаторами служили конденсаторы КВИ-3, а коммутатором — тиратрон ТГИ2-500/20. Режим саморазогрева ГРТ осуществлялся при потребляемой мощности от выпрямителя $\sim 1,6$ кВт. Импульсы тока и напряжения контролировались осциллографом Tektronix DPO-4034В. Средняя мощность генерации измерялась прибором OPHIR-NOVA. Частота следования импульсов возбуждения для УЛ102, при которой реализуется максимальная средняя мощность генерации ~ 5 Вт [19], составляет ~ 8 кГц. Поэтому исследование зависимости энергетических и электрофизических характеристик от параметров накачки проводилось с $f = 8$ кГц ($C = 3300$ пФ). Запуск тиратрона осуществлялся импульсом тока через импульсный трансформатор Тг и конденсатор $C_{пр}$.

Результаты и обсуждение

Электрофизические процессы в разрядном контуре анализировались по результатам измерений средней мощности генерации и импульсов генерации, напряжения на ГРТ и токов, протекающих через тиратрон ($I_{1.1}$), шунтирующую индуктивность ($I_{1.2}$), обостряющий конденсатор C_0 ($I_{1.3}$) и ГРТ ($I_{1.4}$). На рис. 2 приведены осциллограммы электрофизических характеристик электрической цепи разрядного контура лазера и генерации при различных значениях C_0 , а на рис. 3 — значения ряда измеренных характеристик. Представленные на рис. 2 осциллограммы наглядно демонстрируют динамику изменения электрофизических характеристик разрядного контура лазера с изменением C_0 .

Ток разрядки накопительного конденсатора (протекающий через тиратрон), согласно первому закону Кирхгофа, должен равняться сумме токов, протекающих через шунтирующую индуктивность, C_0 и ГРТ, т.е. $I(t)_{1.1} = I(t)_{1.2} + I(t)_{1.3} + I(t)_{1.4}$. Однако,

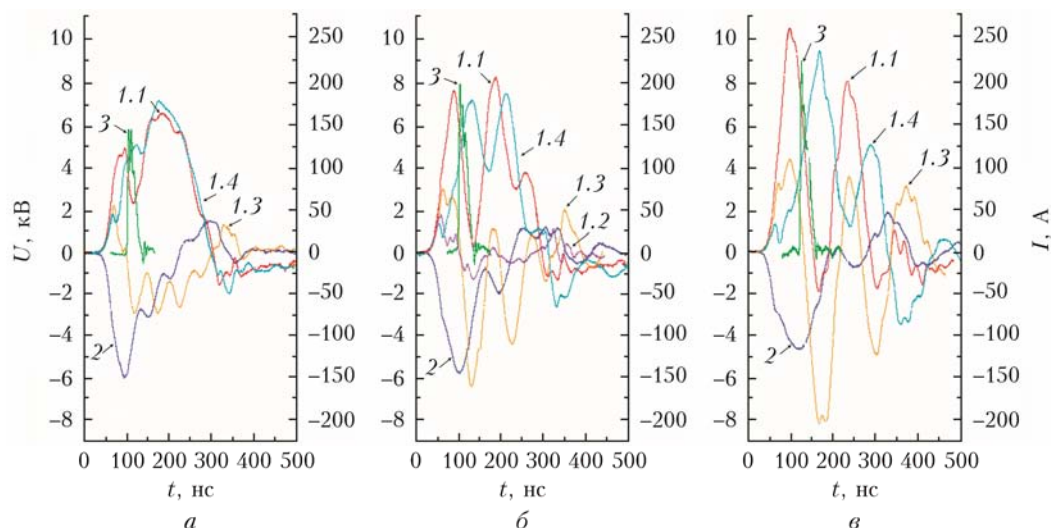


Рис. 2. Осциллограммы: импульсов тока, протекающего через тиратрон (1.1), L_1 (1.2), C_0 (1.3), ГРТ (1.4); импульсов напряжения на ГРТ (2); импульсов генерации (3) при $C_0 = 235$ (а); 680 (б); 1650 пФ (в) (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.04>)

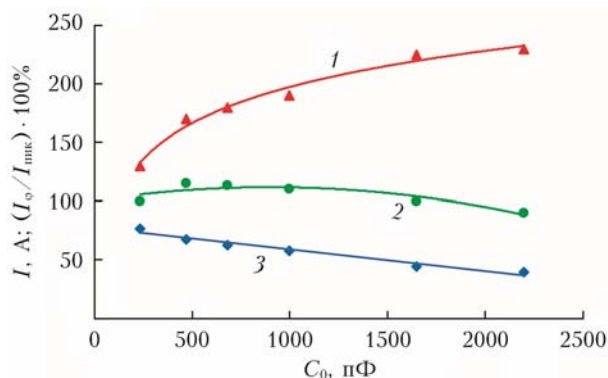


Рис. 3. Зависимости от C_0 амплитуды первого пика тока, прошедшего через ГРТ (1) (см. рис. 2), тока, прошедшего через ГРТ к моменту появления генерации (фантомный ток) (2), доли (%) фантомного тока от измеренного пикового тока, прошедшего через ГРТ (3)

как показали измерения (рис. 4), данное условие не выполняется во всех без исключения исследованных режимах работы лазера, по крайней мере, до момента возникновения генерации. Значения тока $I_{1,1}(t)$ и суммы токов $I(t)_{1,2} + I(t)_{1,3} + \dots + I(t)_{1,4}$ на рис. 4 вычислены на основе осциллограмм, представленных на рис. 2.

Зависимости (рис. 4), демонстрирующие невыполнение первого закона Кирхгофа, можно объяснить лишь тем, что в электрической цепи присутствует неучтенная емкостная составляющая, которая заряжается параллельно с C_0 , но начинает разряжаться раньше, чем C_0 . Неучтенная емкостная составляющая — емкость ГРТ, в которой активная среда, керамический разрядный канал и обратный токопровод конструктивно представляют собой конденсатор ($C_{ГРТ}$), отделенный от электродов ХБЗ.

Рассмотрим более детально зарядку и разрядку $C_{ГРТ}$ с учетом того, что одной из обкладок (пластин) $C_{ГРТ}$ является активная среда — плазма с вы-

сокой проводимостью, представляющая собой квазинейтральную среду, в которой не может накапливаться избыточный заряд. Следовательно, избыточный заряд должен располагаться на стенке керамического разрядного канала в процессе зарядки $C_{ГРТ}$, обуславливая специфичность накачки. Вынос заряда на стенку разрядного канала приводит к тому, что активная среда во время зарядки $C_{ГРТ}$ находится под одним потенциалом — потенциалом катода и, следовательно, электроны в активной среде не могут набрать энергию, достаточную для реализации неупругих столкновений. При этом значительная доля энергии затрачивается на работу по смещению зарядов при зарядке $C_{ГРТ}$, которая обеспечивает нагрев активной среды, а дрейф электронов должен приводить к заселению метастабильных уровней меди на фронте импульса напряжения. Поскольку активная среда находится под потенциалом катода во время зарядки $C_{ГРТ}$, то разность потенциалов возникает между разрядным каналом (активной средой) и анодом ГРТ. Эта разность потенциалов является внешним полем относительно активной среды, которое может проникать в плазму на дебаевскую длину экранирования. Вытягиваемые внешним полем заряды формируют фантомный ток, а их уход компенсируется поступающими зарядами от накопительного конденсатора.

Вышеприведенный анализ и результаты исследований [17] показали, что существуют по крайней мере два процесса, ограничивающие энергетические характеристики ЛПМ. Первый — заселение метастабильных состояний на фронте нарастания напряжения на ГРТ, который обуславливает снижение энергии импульса генерации с ростом n_{e0} при увеличении f . Второй — фантомный ток, который возникает в процессе зарядки $C_{ГРТ}$ и приводит к снижению эффективности накачки. Повысить эффективность в этих условиях можно за счет «отсечки» энерговклада после зарядки C_0 и $C_{ГРТ}$ [17],

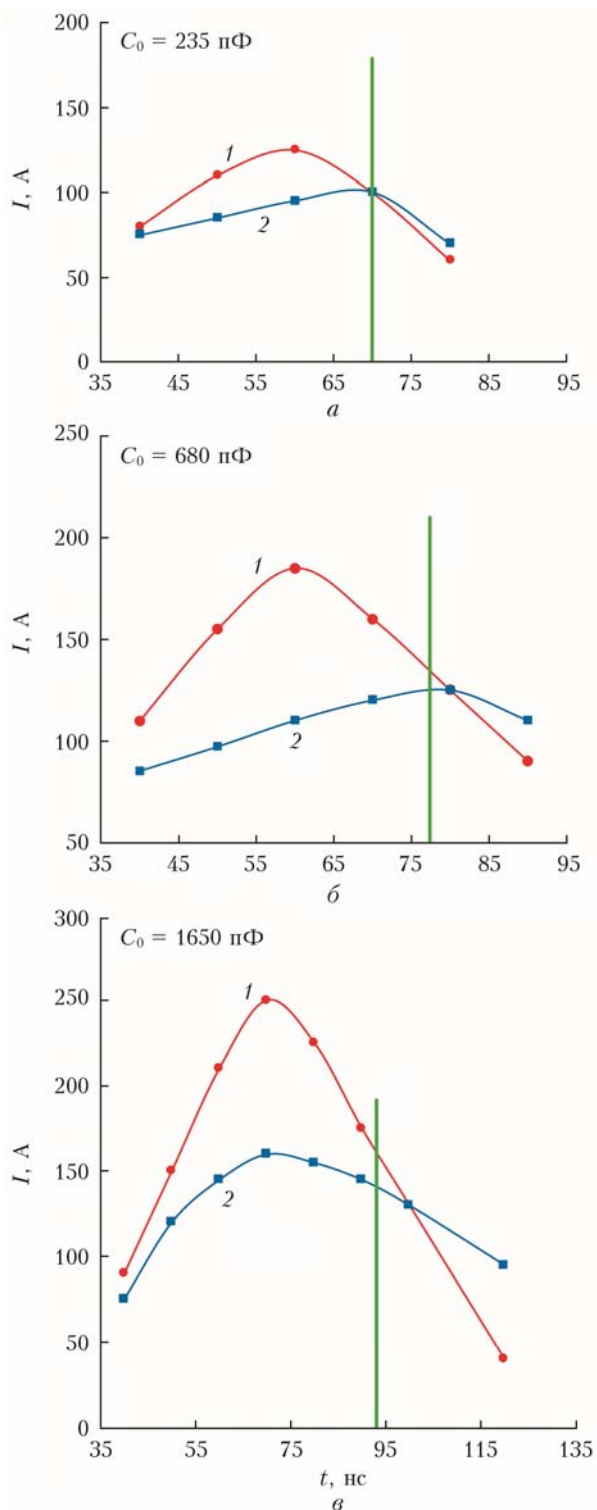


Рис. 4. Зависимость изменения токов $I_{1,1}(t)$ (1) и суммы токов $I(t)_{1,2} + I(t)_{1,3} + I(t)_{1,4}$ (2) от времени развития разряда в представленных на рис. 2 осциллограммах; прямая линия — момент начала генерации

что позволяет почти на порядок снизить энергозатраты на формирование инверсии и потенциально дает возможность увеличить ЧСИ возбуждения для поддержания саморазогревного режима работы

ЛПМ. Однако «отсечка» не устраняет фантомный ток, поскольку он формируется на этапе зарядки C_0 и $C_{ГРТ}$. Возникает вопрос: является ли фантомный ток дополнительным фактором ограничения оптимальной ЧСИ генерации и каков механизм данного ограничения?

Оценку проводимости плазмы ЛПМ обычно проводят в предположении, что она определяется только столкновениями с атомами буферного газа, в нашем случае неона. Однако при низкой энергии электронов в начальной стадии развития разряда могут играть заметную роль столкновения с атомами меди, а также с ионами, так как сечения процессов быстро растут с уменьшением энергии, что должно приводить к увеличению начального сопротивления. В [20] была оценена проводимость и сопротивление плазмы с учетом упругих столкновений с указанными частицами. Анализ значительного количества работ в [20] показал, что во всех случаях сопротивление разряда на начальных стадиях его развития слишком велико для того, чтобы его можно было отнести к активной среде. В связи с этим, как отмечено в [20], вопрос о процессах на электродах и в приэлектродных областях носит общий характер для импульсно-периодических лазеров на парах металлов.

Для обеспечения непрерывности протекания тока через ХБЗ ГРТ в них должны обеспечиваться достаточные плотность электронов и поле в плазме. Поскольку в ХБЗ предполагается наличие только буферного газа с значительно более высоким потенциалом ионизации по сравнению с атомами меди, то следует ожидать, что в этих промежутках поле в плазме E и, следовательно, электронная температура T_e будут значительно больше, чем в центральной части разрядного канала, где присутствуют пары меди. Расчеты в [20] на основе модели [21] для условий экспериментов с трубкой диаметром 18 мм [22] показали, что в холодных приэлектродных областях поле E и T_e примерно вдвое больше, а энерговклад в два-три раза больше, чем в центральной части ГРТ. Характер рекомбинации в приэлектродных областях, где должны присутствовать в основном ионы буферного газа, может существенно отличаться от характера рекомбинации в центральной части трубки из-за различий в температуре газа и возможного влияния диссоциативной рекомбинации. Некоторые сведения о процессах в приэлектродных областях можно почерпнуть из [15]. В частности, из измерений плотности электронов в данной работе делается вывод, что n_e на оси в конце импульса возбуждения в концевых участках ($1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) больше, чем в центральной зоне ($1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Концентрация электронов в холодных зонах в основном сосредоточена вблизи оси и уменьшается после окончания импульса, примерно за 25 мкс, в то время как в центральной части ГРТ, где есть медь, полный распад не осуществляется даже за весь межимпульсный интервал, равный 154 мкс.

Представленный в [20] анализ показал, что сопротивление разряда ЛПМ в его начальной стадии определяется в основном не проводимостью нагретой активной части ГРТ, где n_{e0} может быть велико, а процессами на электродах и в ХБЗ, где присутствует только буферный газ. Поэтому релаксация плазмы в межимпульсный период и в начале импульса возбуждения в ХБЗ может сильно отличаться от процессов в нагретой части. Таким образом, в ХБЗ ГРТ к приходу следующего импульса возбуждения плотность электронов мала, следовательно сопротивление велико, и это определяет возможность зарядки C_0 и $C_{ГРТ}$ с контрагированием разряда в ХБЗ, т.е. обуславливает формирование инверсии в ГРТ с электродами, расположенными в ХБЗ [17].

Вышеприведенный анализ и результаты экспериментальных исследований дают представление о динамике развития разряда и формирования инверсии в ЛПМ. Рассмотрим более детально процесс развития разряда в ГРТ с электродами, расположенными в ХБЗ (рис. 5). Зарядка конденсатора C осуществляется от высоковольтного выпрямителя через зарядный дроссель L , диод D и шунтирующую индуктивность L_1 . При разрядке конденсатора C через тиратрон происходит зарядка C_0 и возникает разность потенциалов на ХБЗ со стороны катода ГРТ из-за наличия $C_{ГРТ}$. В ХБЗ загорается тлеющий разряд и заряжается $C_{ГРТ}$, что определяет ионизационный процесс в ХБЗ и контракцию разряда с резким увеличением проводимости плазмы в ХБЗ. Поскольку активная среда находится под потенциалом катода во время зарядки $C_{ГРТ}$ и разность потенциалов возникает между разрядным каналом (активной средой) и анодом ГРТ, то в ХБЗ со стороны анода также загорается тлеющий разряд и инициирует ионизационный процесс в ХБЗ и контракцию разряда. Уходящие на анод заряды формируют фантомный ток, а их уход компенсируется поступающими зарядами от накопительного

конденсатора. Разность потенциалов на активной среде возникает, когда данное условие не выполняется, т.е. когда $I_{зар} < I_{фан}$, где $I_{зар}$ — ток зарядки $C_{ГРТ}$; $I_{фан}$ — фантомный ток. Более наглядно этот процесс иллюстрируют рис. 2–4.

Основной причиной ограничения ЧЭХ ЛПМ (наряду с известным ограничением, обусловленным n_{e0}) является шунтирование $C_{ГРТ}$ ХБЗ со стороны анода ГРТ. Улучшить ЧЭХ лазера в этих условиях можно только за счет снижения амплитуды фантомного тока, которая зависит от предимпульсного сопротивления R_2 (см. рис. 5). R_2 определяют два процесса в межимпульсный период: рекомбинация и тепловое расширение плазмы, изначально (во время импульса возбуждения) сжатой в шнур из-за контракции разряда. Диссоциативная рекомбинация определяет объемную нейтрализацию заряженных частиц в плазме ХБЗ при умеренных температурах Ne (до ~ 1000 K), когда положительно заряженными частицами являются преимущественно молекулярные ионы Ne_2^+ , что накладывает ограничение на ЧСИ возбуждения, обусловленное ростом газовой температуры в ХБЗ. Наблюдаемая контракция разряда в ХБЗ во время импульса возбуждения определяет увеличение степени ионизации плазмы. При степени ионизации $> 0,1\%$ электрон-ионные столкновения приобретают главенствующую роль, и тогда проводимость практически не зависит от плотностей газа и электронов, а зависит только от электронной температуры [23]. Как известно, проводимость σ сильно ионизованной плазмы с однозарядными ионами определяется соотношением $\sigma = (1,9 \cdot 10^2) T_e^{3/2} / \ln \Lambda$, где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. Это обеспечивает возможность шунтирования $C_{ГРТ}$ со стороны анода ГРТ к моменту начала накачки активной среды.

В межимпульсный период возникает обратный процесс — тепловое расширение, которое снижает степень ионизации плазмы и переводит ее в состояние, когда проводимость определяется концентрацией электронов.

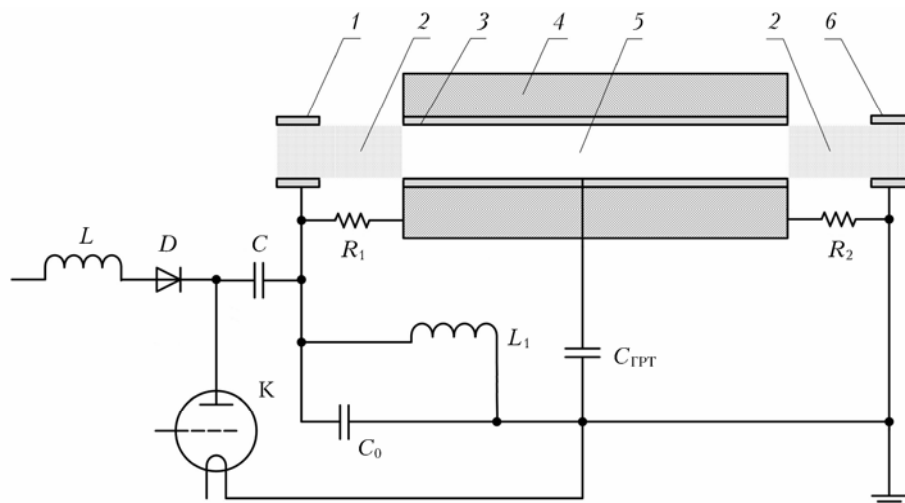


Рис. 5. Схема лазера на парах меди: 1, 6 — цилиндрические катод и анод соответственно; 2 — ХБЗ; 3 — керамический разрядный канал; 4 — теплоизолятор; 5 — активная среда; R_1 и R_2 — сопротивление ХБЗ со стороны катода и анода ГРТ соответственно, остальные обозначения см. на рис. 1

Заключение

Результаты исследований и их анализ показали, что накачка активной среды ЛПМ осуществляется после зарядки емкостных составляющих (C_0 и $C_{ГРТ}$) разрядного контура лазера. Во время зарядки $C_{ГРТ}$ происходит заселение метастабильных уровней меди, поскольку одной из обкладок (пластин) $C_{ГРТ}$ является активная среда — плазма с высокой проводимостью. При этом в процессе зарядки $C_{ГРТ}$ возникает фантомный ток, обусловленный пунтированием $C_{ГРТ}$ со стороны анода холодной буферной зоной. Указанные процессы (заселение метастабильных уровней меди и фантомный ток) играют важную роль в ограничении ЧЭХ ЛПМ. Очевидным, казалось бы, решением проблемы повышения ЧЭХ излучения лазера в этих условиях является увеличение скорости рекомбинации плазмы в активной среде и холодных буферных зонах ГРТ. Однако такое решение неоднозначно, так как протекание фантомного тока через холодную буферную зону со стороны анода ГРТ сопровождается ионизацией в этой зоне и контракцией разряда, приводящих в совокупности к резкому увеличению проводимости плазмы в этой зоне. В настоящей статье мы лишь указываем на проблему и направление поиска ее решения.

Финансирование. Работа выполнена в рамках госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Ponomarev I.V., Topchiy S.B., Pushkareva A.E. Numerical modeling of the dysplastic vessel heating in PWS by yellow 578 nm copper vapor laser radiation for different skin phototypes // J. Las. Med. Sci. 2022. V. 13: e11. DOI: 10.34172/jlms.2022.11.eCollection 2022.
2. Eimpunth S., Wanitphakdeedecha R., Triwongwaranat D., et al. Therapeutic outcome of melasma treatment by dual-wavelength (511 and 578 nm) laser in patients with skin phototypes III–V // Clin. Exp. Dermatol. 2014. V. 39(3). P. 292–297. DOI: 10.1111/ced.12267.
3. Григорьянц А.Г., Гусев А.Л., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди для прецизионной обработки изделий электронной техники // Альтернативная энергетика и экология. 2013. № 7. С. 86–98.
4. Тригуб М.В., Торгаев С.Н., Евтушенко Г.С., Троцкий В.О., Шиянов Д.В. Бистатический лазерный монитор // Письма в журнал технической физики. 2016. Т. 42, № 12. С. 51–56.
5. Тригуб М.В., Васнев Н.А., Китлер В.Д., Евтушенко Г.С. Применение бистатического лазерного монитора для высокоскоростной визуализации процессов горения // Оптика атмосф. и океана. 2020. Т. 33, № 12. С. 962–966. DOI: 10.15372/AOO20201210.
6. Осипов В.В., Евтушенко Г.С., Лисенков В.В., Платонов В.В., Подкин А.В., Тихонов Е.В., Тригуб М.В., Федоров К.В. Эволюция лазерного факела в процессе получения нанопорошка с использованием волоконного иттербиевого лазера // Квант. электрон. 2016. Т. 46, № 9. С. 821–828. DOI: 10.1070/QEL16023.
7. Абрамочкин В.Н., Белов В.В., Гриднев Ю.В., Кудрявцев А.Н., Тарасенков М.В., Федосов А.В. Оптико-электронная связь в атмосфере на рассеянном лазерном излучении. Полевые эксперименты // Светотехника. 2017. № 4. С. 24–30.
8. Бохан П.А., Бучанов В.В., Закревский Д.Э., Казарян М.А., Калугин М.М., Прохоров А.М., Фатеев Н.В. Лазерное разделение изотопов в атомарных парах. М.: Физматлит, 2004. 208 с.
9. Le Guadec E., Coutance P., Bertrand G., Peltier C. A 280-W average power Cu–Ne–HBr laser amplifier // IEEE J. Quantum Electron. 1999. V. 35. P. 1616–1622. DOI: 10.1109/3.798084.
10. Marshall G.D., Coutts D.W. Repetition rate scaling up to 100 kHz of a small-scale (50 W) kinetically enhanced copper vapor laser // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2000. V. 6. P. 623–628. DOI: 10.1109/2944.883376.
11. Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А. О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Опт. и спектроскоп. 1984. Т. 7, вып. 1. С. 99–104.
12. Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокопьев В.Е., Калайда В.Т. Экспериментальные наблюдения ступенчатой ионизации атома Cu в активной среде Cu-лазера // Изв. вузов. Физика. 1999. № 9. С. 128–132.
13. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б. О механизме генерации лазера на парах меди // Квант. электрон. 1978. Т. 5, № 10. С. 2162–2173.
14. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданев О.В., Яковленко С.И. Теоретический анализ механизмов влияния добавок водорода на генерационные характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2003. Т. 33, № 12. С. 1047–1058.
15. 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 5. P. 570–579. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00143-V.
16. Yudin N.A., Baalbaki H.A., Nocheva C.V., Smirnova M.E., Yudin N.N. Discharge formation in a copper vapor laser: Optimal pumping conditions // Laser Physics. 2021. V. 31, N 12. P. 125001. DOI: 10.1088/1555-6611/ac32d5.
17. Baalbaki H., Yudin N.A. Effect of electrode locations on the matching of the pumping generator with the load in metal vapor laser // Opt. Quantum Electron. 2023. 55:70. DOI: 10.1007/s11082-023-04999-z.
18. Singh D.K., Dikshit B., Vijayan R., Nayak A., Mishra S.K., Mukherjee J., Rawat V.S. Dependence of phantom current in a metal vapor laser on electrode geometry // Laser Phys. 2020. V. 30, N 11. P. 115001. DOI: 10.1088/1555-6611/abb5ff.
19. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди: конструкция, характеристики и применения. М.: Физматлит, 2005. 312 с.
20. Cheng C., Sun W. Study on the kinetic mechanisms of copper vapor lasers with hydrogen-neon admixtures // Opt. Commun. 1997. V. 144, N 1. P. 109–117. DOI: 10.1016/S0030-4018(97)00328-3.
21. 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. DOI: 10.1109/3.301652.
22. *Brown D.J.W., Kunemeyer R., MacIntosh A.I.* Time-resolved measurements of excited state densities in a copper vapor laser // IEEE J. Quantum Electron. 1990. V. 26, N 9. P. 1609–1619. DOI: 10.1109/3.102640.
23. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

N.A. Yudin, H.A. Baalbaki, A.V. Malikov, Ya.A. Yarkova. **Processes limiting the energy characteristics of a copper vapor laser.**

The location of the electrodes of a copper vapor laser (CVL) discharge tube in cold buffer zones, where there are no metal vapors, leads to the formation of a phantom current before the “breakdown”. This necessitates the evaluation of whether the phantom current is an additional factor limiting the energy characteristics and what is the mechanism of this limitation? It is shown that at the initial stage of pumping, the intrinsic capacitance of the discharge tube is charged up to the “breakdown”, which determines two processes during this period of time – the population of metastable states of copper and the generation of a phantom current, which occurs as a result of shunting of the intrinsic capacitance of the discharge tube by the cold buffer zone from the anode side of the discharge tube. The mechanism of phantom current generation and its role in limiting the energy characteristics of CVL are considered. The studies indicate two problems on the way to improve the energy characteristics of CVL and the direction of search for their solution: the first is high pre-pulse concentration of electrons in the active medium and the second is the generation of a phantom current caused by processes in the cold buffer zones.