

Н.А. Юдин

Ограничение эффективности лазера на парах меди и пути его преодоления

Институт физики полупроводников СО РАН,
ООО «НПО “Когерентные технологии”», г. Новосибирск

Поступила в редакцию 8.01.2004 г.

Проведен анализ причин ограничения частотно-энергетических характеристик генерации лазера на парах меди (ЛПМ). Показано, что эффективность ЛПМ возрастает с уменьшением предимпульсной плотности электронов. При этом существует критическая предимпульсная плотность электронов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, когда эффективность ЛПМ практически равна нулю. Существует также критическая предимпульсная плотность нижних лазерных уровней $\sim (3-5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при которой генерация не возможна. Для реализации энергетического потенциала ЛПМ предлагается осуществлять накачку активной среды в импульсно-периодическом режиме сдвоенными импульсами, когда первым импульсом формируется собственное поле в резонаторе, а вторым – его усиление. Приводится обоснование почти на порядок более высокой эффективности такого метода накачки активной среды ЛПМ по сравнению с обычным импульсно-периодическим режимом.

Введение

Одним из наиболее эффективных газовых лазеров, работающих в видимом диапазоне оптического спектра, является лазер на парах меди (ЛПМ). Хотя его эффективность оценивается на уровне $\sim 10\%$ [1, 2], реальный КПД, который был реализован уже в первой работе с саморазогревным ЛПМ [3], остается на уровне $\sim 1\%$. Относительно низкий практический уровень эффективности ЛПМ обычно обусловлен недостаточной релаксацией населенностей метастабильных состояний [4] и медленной рекомбинацией плазмы в послесвечении [5, 6]. Наиболее существенное ограничение связывают, как правило, с предимпульсной плотностью электронов (n_{e0}), которые невозможно быстро разогреть из-за наличия индуктивности в разрядном контуре лазера. Это приводит к заселению нижних лазерных уровней на переднем фронте импульса возбуждения и к перераспределению скоростей заселения верхних и нижних лазерных уровней в пользу последних в течение импульса возбуждения [5, 6].

В действительности основа или первопричина ограничения эффективности ЛПМ может быть заложена в самом атоме меди, а вышеприведенные причины можно рассматривать как дополнительные внешние факторы ограничения частотно-энергетических характеристик лазера, которые могут проявляться в зависимости от способа возбуждения активной среды [7].

1. Формирование инверсной населенности в активной среде ЛПМ

Рассмотрим работу разрядного контура лазера (рис. 1), в котором формирование импульса возбуждения осуществляется за счет частичного разряда накопительного конденсатора C с помощью идеального ключа K , время нахождения которого в открытом состоянии определяет энерговыход в активную среду за импульс возбуждения E_d . Величину емкости накопительного конденсатора выбираем из условия

$$CU_C^2 / 2 \gg E_d, \quad (1)$$

где U_C – напряжение на накопительном конденсаторе. Рассмотрим идеальный случай, когда индуктивность разряд-

ного контура $L_d = 0$ и собственная емкость газоразрядной трубки (ГРТ) $C_d = 0$, т.е. разряд накопительного конденсатора осуществляется только на активную нагрузку. В этом случае будет осуществляться мгновенный разогрев электронов до температуры (T_e), определяемой напряженностью поля на ГРТ, и T_e не будет меняться в течение всего импульса возбуждения. Следовательно, отсутствует влияние n_{e0} , приводящее к заселению нижних лазерных уровней на переднем фронте импульса возбуждения, и не должно происходить перераспределение скоростей заселения верхних и нижних лазерных уровней в пользу последних в течение импульса возбуждения.

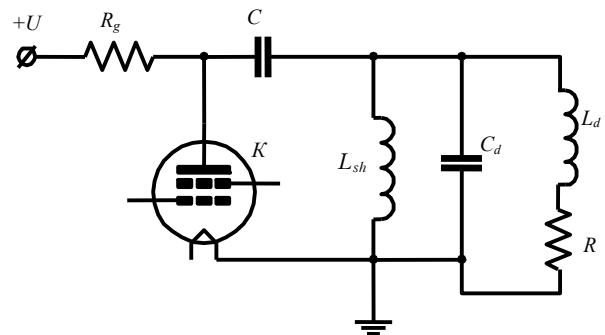


Рис. 1. Схема возбуждения активной среды ЛПМ: R_g – зарядный резистор; L_{sh} – шунтирующая индуктивность; C – накопительный конденсатор; K – идеальный коммутатор; R , C_d , L_d – активная и реактивные составляющие импеданса ГРТ

Кинетику плотности населенностей лазерных уровней N_i и плотности электронов во время импульса возбуждения рассмотрим исходя из модели, учитывающей заселение лазерных уровней из основного состояния CuI и ионизацию Cu за счет процессов прямой и ступенчатой ионизации с верхних лазерных уровней:

$$\frac{dN_m}{dt} = N_{m0} + (N_{\text{Cu}} - N_{\text{ICu}})n_e k_{0m}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_r}{dt} = (N_{\text{Cu}} - N_{\text{ICu}})n_e k_{0r} - N_r n_e k_{r1}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{iCu}}{dt} = n_{e0} + (N_{Cu} - N_{iCu})n_e k_{0i} + 2N_r n_e k_{ri}, \quad (4)$$

где N_{Cu} , N_m , N_r , N_{iCu} – плотности населенности основного, метастабильного, резонансного уровней Cu и ионов Cu соответственно; $n_e = N_{iCu}$ – плотность электронов; k_{0m} , k_{0r} , k_{0i} , k_{ri} – константы скоростей процессов возбуждения метастабильного, резонансного уровней, прямой ионизации из основного состояния, а также ступенчатой ионизации с резонансного уровня соответственно. Соответствующие константы скоростей процессов возбуждения и ионизации взяты из [8], а k_{ri} – обобщенная константа, учитывающая девозбуждение резонансного уровня не только в состоянии ионизации, но и на вышерасположенные уровни, в предположении мгновенной ионизации с этих уровней. На рис. 2–4 приведен временной ход N_m , N_r , N_{iCu} для различных значений T_e , n_{e0} и зафиксированных $N_{m0} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ – предимпульсная плотность метастабильного уровня и $N_{Cu} = 2,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

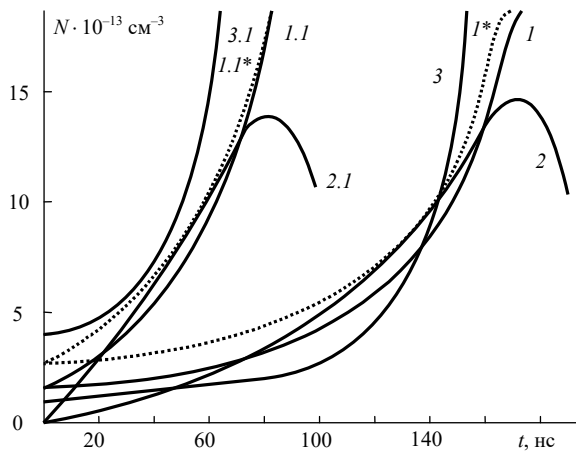


Рис. 2. Временной ход плотности N_m , N_r и n_e в импульсе возбуждения для $T_e = 2$ эВ; N_m (1), N_r (2) и n_e (3) для N_{m0} ; $n_{e0} = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; N_m (1.1), N_r (2.1), n_e (3.1) для N_{m0} ; $n_{e0} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; N_m (1*) и N_r (1.I*) для $N_{mкр}$; $n_{e0} = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N_{mкр}$; $n_{e0} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответственно

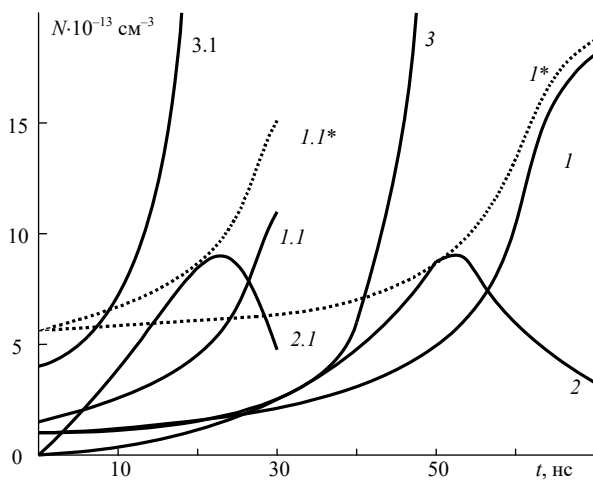


Рис. 3. Временной ход плотности N_m , N_r и n_e в импульсе возбуждения для $T_e = 4$ эВ; N_m (1), N_r (2) и n_e (3) для N_{m0} ; $n_{e0} = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; N_m (1.1), N_r (2.1), n_e (3.1) для N_{m0} ; $n_{e0} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; N_m (1*) и N_r (1.I*) для $N_{mкр}$; $n_{e0} = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N_{mкр}$; $n_{e0} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответственно

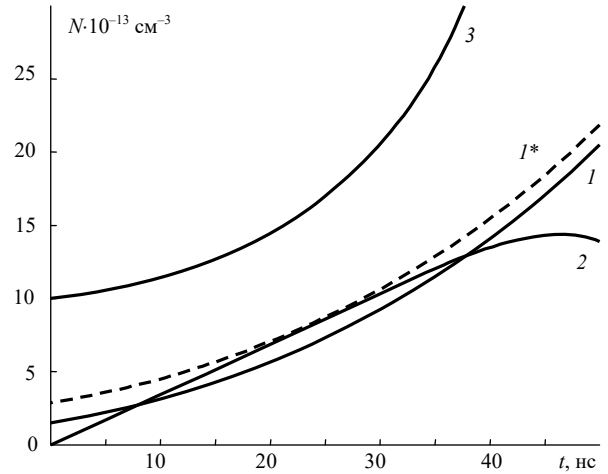


Рис. 4. Временной ход N_m (1), N_r (2) и n_e (3) в импульсе возбуждения для $T_e = 2$ эВ; $n_{e0} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; N_m (1*) для $N_{mкр}$; $n_{e0} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Из приведенных зависимостей видно, что с увеличением n_{e0} и T_e сокращается время достижения пороговых условий для генерации и время существования инверсии, возрастает скорость энерговыклада в ГРТ, но величина инверсной населенности возрастает только с увеличением T_e .

С увеличением n_{e0} уменьшается не только величина инверсной населенности, но и время существования инверсии. Это отражает тот факт, что при полной ионизации Cu невозможно получить генерацию. В действительности существует критическая предимпульсная плотность электронов ($n_{кр} \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) [9, 10], при которой эффективность генерации близка к нулю (рис. 4). Аналогично существует критическая предимпульсная плотность населенности нижних лазерных уровней ($N_{мкр} \sim 3-5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ – в зависимости от T_e), при которой инверсия не возникнет ни при каких условиях возбуждения, если T_e ниже пороговой (см. рис. 2–4).

Реализации энергетического потенциала ЛПМ препятствуют процессы, заложенные природой в самой активной среде лазера. Изменить положение можно только за счет накачки активной среды при низком уровне предимпульсной плотности электронов. Один из известных путей решения этой проблемы – увеличение скорости рекомбинационного процесса плазмы в межимпульсный период [11–13].

Другой возможный путь решения – снижение степени ионизации активной среды во время импульса возбуждения. Как известно, собственное световое поле в резонаторе лазера обуславливает оптогальванический эффект в ЛПМ, т.е. под действием этого поля осуществляются вынужденные переходы с резонансного уровня на метастабильный и, соответственно, не эффективны процессы ступенчатой ионизации [14].

Собственное световое поле с минимальной степенью ионизации активной среды реализуется в резонаторе ЛПМ, когда значение электронной температуры лежит в области $1,7 \text{ эВ} < T_e < 2 \text{ эВ}$. При этом реализуется максимальная длительность импульса генерации (см. рис. 2 и [15]). Если в этом случае во время импульса генерации наложить дополнительный высоковольтный импульс, соизмеримый с длительностью импульса генерации, то должно осуществляться усиление генерации без существенного изменения

проводимости плазмы. Это и должно позволить реализовать условия эффективной накачки активной среды и повысить практический КПД ЛППМ.

Вышесказанное и в первую очередь возможность усиления генерации вторым импульсом возбуждения, т.е. реализация системы «задающий генератор – усилитель» в одном активном элементе, требуют наглядного экспериментального подтверждения.

2. Усиление генерации вторым импульсом возбуждения

Экспериментальная проверка осуществлялась в ЛППМ с газоразрядной трубкой УЛ-102 (газоразрядный канал выполнен из Al_2O_3 – керамической трубки внутренним диаметром 2 см и длиной 40 см, буферный газ – неон). Схема экспериментальной установки (рис. 5) работает следующим образом.

От высоковольтных выпрямителей 1 и 2, соответственно, заряжаются накопительные конденсаторы $C1$ и $C2$ через свои зарядные дроссели $L1$ и $L2$, диоды $D1$ и $D2$ и индуктивность L , подключенную параллельно ГРТ 6. Формирование слабotoчного и сильноточного импульсов возбуждения осуществлялось за счет разряда накопительных конденсаторов через ГРТ коммутаторами $K1$ и $K2$. Для формирования слабotoчной фазы разряда использовался в качестве коммутатора $K1$ – тиратрон ТГИ1-270/12. Сильноточная фаза разряда формировалась коммутатором $K2$ – тиратрон ТГИ2-500/20. Запуск тиратронов осуществлялся от задающего генератора 4 через регулируемые линии задержки 3 и 5 соответственно, что позволяло плавно менять задержку импульсов возбуждения на ГРТ относительно друг друга.

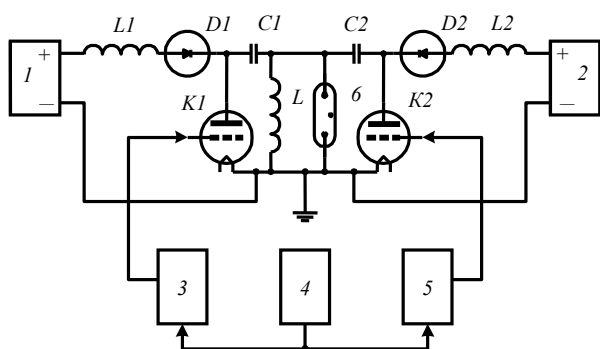


Рис. 5. Схема экспериментальной установки

На начальной стадии эксперимента выбиралась величина задержки между импульсами возбуждения такой, чтобы импульс возбуждения, формируемый коммутатором $K2$, находился непосредственно за слабotoчным импульсом возбуждения. Параметры импульсов возбуждения выбирались исходя из условия саморазогревного режима работы ГРТ УЛ-102.

После выхода лазера на рабочий режим проводилась оптимизация параметров накачки. Напряжение на высоковольтном выпрямителе 1 выбиралось минимальным, при котором появляется генерация в слабotoчном импульсе возбуждения, а напряжение на втором высоковольтном выпрямителе выбиралось из условия обеспечения саморазогревного режима работы ЛППМ. Дальнейшие исследования проводились при выбранных параметрах накачки на

частоте следования импульсов (ЧСИ) возбуждения 12,5 кГц. Слабotoчный импульс возбуждения формировался за счет разряда накопительного конденсатора $C1$ – 2200 пФ при напряжении на высоковольтном выпрямителе 1 2,3 кВ и потребляемом токе ~ 190 мА.

Сильноточный импульс возбуждения формировался за счет разряда накопительного конденсатора $C2$ – 1340 пФ при напряжении на высоковольтном выпрямителе 2 5,1 кВ и потребляемом токе ~ 210 мА. Импульс генерации в слабotoчном импульсе возбуждения появлялся через ~ 70 нс от начала импульса возбуждения. Длительность импульса генерации по полувысоте составляла ~ 45 нс, а по основанию ~ 110 нс при средней мощности генерации ~ 13 мВт. Генерации в сильноточном импульсе возбуждения при этом не наблюдалось.

Изменение положения импульсов возбуждения относительно друг друга привело к появлению типичного для ЛППМ импульса генерации в сильноточном импульсе возбуждения. Импульс генерации в этом случае появлялся через ~ 40 нс от начала импульса возбуждения. Длительность импульса генерации по полувысоте составляла ~ 20 нс при средней мощности генерации $\sim 3,2$ Вт. Дальнейшие исследования проводились для случая, когда сильноточный импульс возбуждения находился за слабotoчным. С изменением задержки между импульсами возбуждения, в сторону совмещения импульсов, наблюдалось усиление той части импульса генерации, которая совпадала с фронтом напряжения сильноточного импульса возбуждения, как показано на рис. 6.

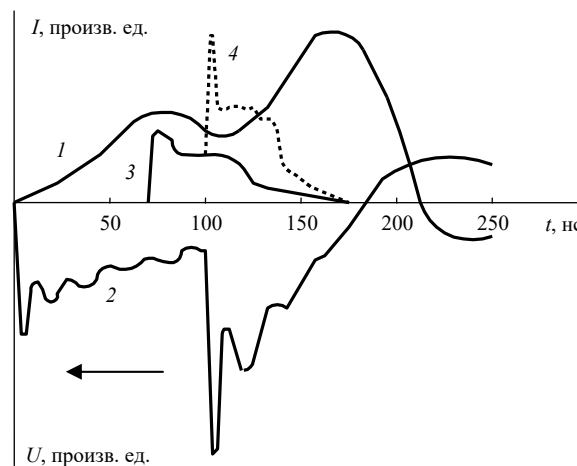


Рис. 6. Осциллограммы импульсов тока (1), напряжения (2) на ГРТ и импульса генерации (3), формируемого в слабotoчном импульсе возбуждения; (4) – усиление импульса генерации (3) сильноточным импульсом возбуждения

Стрелкой показано направление изменения задержки между импульсами возбуждения. Приведенные на рис. 6 импульсы тока и напряжения измерялись с помощью коаксиального токового шунта и безындуктивного омического делителя, импульсы генерации – коаксиальным фотоэлементом ФК-32 и регистрировались на осциллографе С1-75. Импульс генерации (см. рис. 6), соответствующий сильноточному разряду, дан не в масштабе, чисто качественно, так как амплитуды импульсов генерации различаются более чем на 2 порядка. На рис. 7 показано изменение средней мощности генерации ЛППМ, а на рис. 8 – длительности усиленного импульса генерации по полувысоте при перемещении сильноточного импульса возбуждения по им-

пульсу генерации в слабotoчном импульсе возбуждения от «хвоста» импульса генерации к основанию (показано стрелкой на рис. 7 и 8). Время отсчета (время $t = 0$ на оси абсцисс) соответствует началу импульса генерации в слабotoчном импульсе возбуждения.

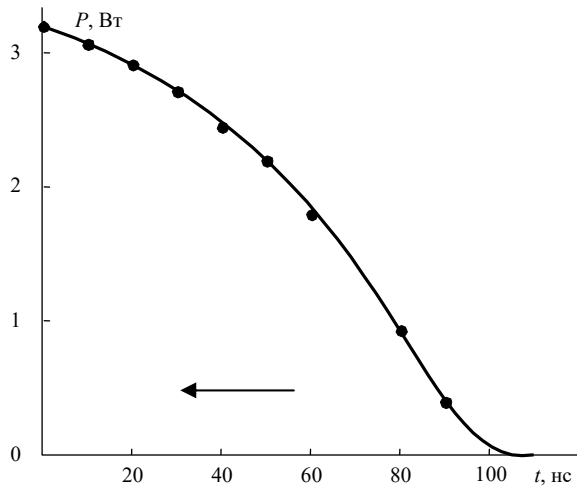


Рис. 7. Изменение средней мощности генерации при изменении временного расположения сильноточного импульса возбуждения относительно импульса генерации в слабotoчном импульсе возбуждения

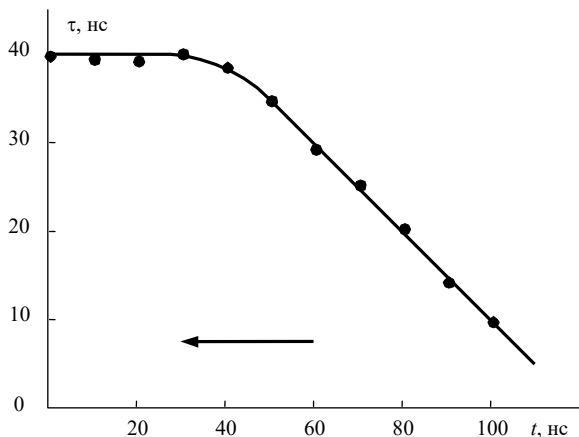


Рис. 8. Изменение длительности усиленного импульса генерации по полувысоте при изменении временного расположения сильноточного импульса возбуждения относительно импульса генерации в слабotoчном импульсе возбуждения

Коэффициент преобразования лазерного излучения в излучение с дифракционной расходимостью в данном режиме работы ЛПМ должен достигать $\sim 80\%$ (показано штрихпунктирной линией на рис. 7), поскольку согласно [16] время формирования пучка с дифракционной расходимостью составляет ~ 42 нс для неустойчивого резонатора с увеличением $M = 30$. Характерно, что наблюдаемое усиление генерации сильноточным импульсом возбуждения отражает радиально-временной профиль импульса генерации, формируемый слабotoчным импульсом возбуждения. Так, на «хвосте» импульса генерации наблюдалось усиление в виде кольца у стенок газоразрядного канала ГРТ на длине волны генерации 578,2 нм. При перемещении сильноточного импульса возбуждения вдоль импульса генерации от «хвоста» импульса генерации к основанию наблюдалось посте-

пенное выравнивание радиального профиля генерации на $\lambda = 578,2$ нм в течение ~ 20 – 25 нс, затем появлялось усиление генерации в виде кольца и на $\lambda = 510,6$ нм с последующим выравниванием радиального профиля генерации.

3. Оптимизация параметров накачки активной среды в импульсно-периодическом режиме возбуждения сдвоенными импульсами

Накачка активной среды в рассматриваемом режиме осуществлялась в два этапа. Первым импульсом формировалось собственное поле в резонаторе и вторым – его усиление. Критерием оптимальных параметров накачки для такого способа возбуждения активной среды будет следующее: формирование первого импульса возбуждения с минимальными затратами энергии на создание собственного поля в резонаторе; формирование второго импульса возбуждения, соизмеримого с длительностью импульса генерации. Энергозатраты на формирование собственного поля в резонаторе будут минимальными в случае, когда выполняется условие $1,7 \text{ эВ} < T_e < 2 \text{ эВ}$ в течение всего времени формирования инверсной населенности. Это связано с тем, что скорость заселения нижних лазерных уровней превышает скорость заселения верхних при $T_e < 1,7 \text{ эВ}$, а с увеличением T_e затраты энергии на формирование собственного поля в резонаторе увеличиваются. Сохранить значение T_e в указанных рамках в течение времени формирования собственного поля в резонаторе возможно при выполнении условия $R > 2\sqrt{LC}$ для схем с частичным разрядом накопительного конденсатора и с использованием формирующей линии для схем с полным разрядом накопительного конденсатора [17].

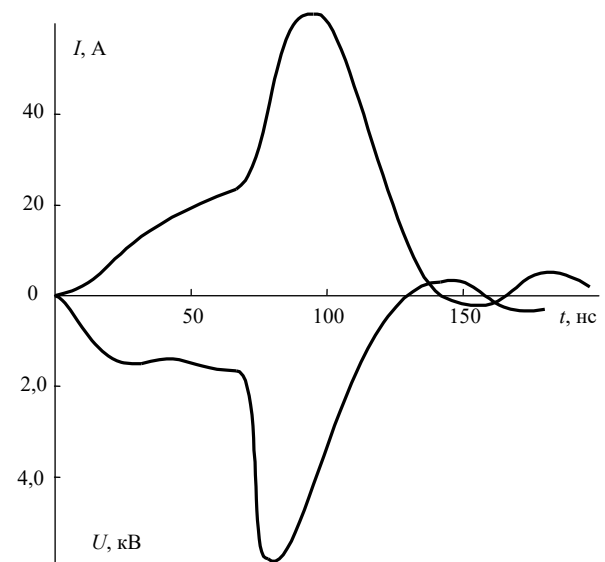


Рис. 9. Импульсы тока в разрядном контуре лазера и напряжения на ГРТ

Оценим, исходя из данного критерия, оптимальные параметры импульсов возбуждения для вышеприведенных условий накачки ЛПМ с ГРТ УЛ-102. Моделирование условий возбуждения показало, что оптимальный по параметрам импульс возбуждения (рис. 9) формируется по схеме (рис. 10) при напряжении на формирующей линии 3,8 кВ и на накопительном конденсаторе $C5 \sim 10$ кВ.

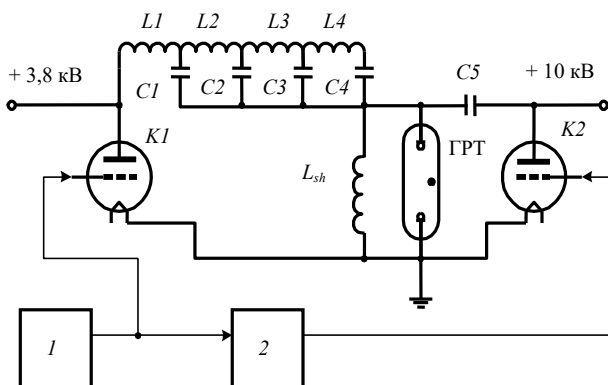


Рис. 10. Схема накачки активной среды ЛПМ периодическими двойными импульсами, где L_{sh} – 100 мкГн; ($L1-L4$) – 1 мкГн; ($C1-C5$) – 200 пФ; 1 – задающий генератор; 2 – линия задержки; ($L1-L4$; $C1-C4$) – формирующая линия; K – коммутаторы

При этом режим саморазогрева реализуется на частоте следования импульсов ~ 100 кГц, когда $\sim 30-35\%$ энергии расходуется на формирование собственного поля в резонаторе и $65-70\%$ на усиление генерации вторым импульсом, из которых только $\sim 20\%$ энергии запасается в индуктивности ГРТ. При этом энергозатраты на формирование импульса генерации сокращаются в 8–10 раз по сравнению с обычным импульсно-периодическим режимом.

Заключение

Проведенный анализ подтверждает существенную зависимость энергетических характеристик ЛПМ от предимпульсных параметров плазмы. Существуют критическая предимпульсная плотность электронов ($n_{e\text{кр}} \sim 10^{14}$ см $^{-3}$), при которой эффективность генерации близка к нулю, и критическая предимпульсная плотность населенности нижних лазерных уровней ($N_{\text{мкр}} \sim 3-5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$), при которой инверсия в активной среде не возникнет ни при каких условиях возбуждения, если T_e ниже пороговой. Причина подобной зависимости эффективности ЛПМ от предимпульсной плотности электронов определяется наличием высокой скорости девозбуждения верхних лазерных уровней в состоянии ионизации, что приводит к существенному увеличению энергозатрат на формирование инверсии в активной среде с ростом n_{e0} . Кроме этого существует непосредственная зависимость электронной температуры от процессов в разрядном контуре лазера, что также влияет на эффективность ЛПМ.

Величина предимпульсной плотности населенности нижних лазерных уровней определяется процессом ее релаксации в межимпульсный период. Скорость этого процесса непосредственно зависит от паразитных энергокладов в активную среду, и их устранение позволяет снять соответствующее ограничение, в то время как для повышения эффективности лазера необходимо снижать величину n_{e0} за счет увеличения скорости рекомбинационного процесса в межимпульсный период и снижения скорости ионизационного процесса в импульсе возбуждения. С этой целью предлагается осуществлять накачку активной среды двойными импульсами, когда первым импульсом осуществляется формирование собственного поля в резонаторе, а вторым – его усиление.

Моделирование условий возбуждения активной среды ЛПМ показало, что в данном режиме можно почти на порядок, по сравнению с типичным импульсно-периодическим режимом, сократить энергозатраты на формирование инверсной населенности. Это позволяет увеличить практический кпд и среднюю мощность генерации ЛПМ. Безусловно, необходимо дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование предлагаемого способа накачки активной среды ввиду высокой практической значимости полученных в данной работе результатов.

1. Петраш Г.Г. Импульсные газовые лазеры // Успехи физ. наук. 1971. Т. 105. Вып. 4. С. 645–676.
2. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди с частичным разрядом накопительной емкости // Квант. электрон. 1994. Т. 21. № 8. С. 733–734.
3. Исаяев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. Вып. 1. С. 40–42.
4. Walter W.T., Solimene N., Piltch M. Gould Efficient pulsed gas discharge laser // IEEE J. Quantum Electron. 1966. V. 9. N 2. P. 474–479.
5. 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.
6. 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. № 6. С. 1264–1269.
7. Бохан П.А. О механизме ограничения оптимальной частоты следования импульсов генерации в лазерах на самоограниченных переходах в парах металлов // Квант. электрон. 1985. Т. 12. № 5. С. 945–952.
8. Carman R.J., Brown D.J.W., Paiper 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.
9. 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.
10. Бойченко А.М., Яковленко С.И. Критические предимпульсные плотности электронов и метастабилей в лазерах на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 1. С. 172–178.
11. Jones D.R., Maitland A., Little C.E. A high efficiency 200 W average power copper HyBrID laser // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 10. P. 2385–2390.
12. Webb C.E., Hogan G.P. Copper laser kinetics – a comparative study // Pulsed Metal Vapour Lasers. C.E. Little, N.V. Sabotinov / Ed. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 29–42.
13. Hogan G.P., Webb C.E., Whyte C.G., Little C.E. Experimental studies of CVL kinetics // Pulsed Metal Vapour Lasers. C.E. Little, N.V. Sabotinov / Ed. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 67–72.
14. Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокопьев В.Е. Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 1999. Т. 28. № 3. С. 273–276.
15. Демкин В.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Эффективность лазера на парах меди (ЛПМ) // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 659–665.
16. Солдатов А.Н., Суханов В.Б., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. Исследование лазера на парах меди с повышенным кпд // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 11. С. 1626–1636.
17. 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.

N.A. Yudin. Limitation of the copper vapor laser efficiency and the ways around the problem.

Causes of limitation of the frequency-power characteristics of the copper vapor laser (CVL) have been analyzed. The CVL efficiency is shown to increase as the prepulse density of electrons decreases. The critical prepulse electron density therewith is equal to $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, when the CVL efficiency is practically zero. Some critical prepulse density of low laser levels ($\sim (3-5) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), at which generation is impossible, exists as well. To realize the CVL power potentiality, we propose to pump the active medium in the pulse-periodic mode by double pulses. The first pulse forms the field in the cell, and the second one amplifies it. More than tenfold higher pump efficiency as compared to the standard pumping mode is validated.