

## Влияние параметров разрядного контура на частотно-энергетические характеристики генерации лазера на самоограниченных переходах атома меди

Н.А.Юдин

На основе анализа схем возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) с частичным и полным разрядом накопительной емкости показано, что влияние предимпульсной концентрации электронов на частотно-энергетические характеристики ЛПМ минимально при выполнении условий:  $R > 2(L/C)^{1/2}$  и  $L/R < \tau_c$  (для схем накачки с частичным разрядом;  $C$  – накопительная емкость,  $L$  – индуктивность разрядного контура,  $R$  – предимпульсное сопротивление активной среды,  $\tau_c$  – время открывания коммутатора) и при высокой частоте свободных колебаний в разрядном контуре ЛПМ. Сделан вывод о том, что традиционные схемы накачки ограничивают энергетический потенциал ЛПМ. Повысить частотно-энергетические характеристики ЛПМ позволяют схемы с ударным или сложным контуром возбуждения либо их комбинация.

**Ключевые слова:** лазер на парах меди, частотно-энергетические характеристики, самоограниченные переходы.

### Введение

Лазер на парах меди (ЛПМ) принадлежит к классу лазеров на самоограниченных переходах. Для эффективной накачки активной среды лазеров этого класса необходимо формировать импульсы возбуждения с крутым фронтом, длительность которого сравнима с временем существования инверсии. При таких условиях возбуждения КПД лазера на парах меди может достигать 10 % [1]. В реальных лазерах не удавалось сформировать указанные условия возбуждения, поэтому энергетические характеристики и КПД лазеров были существенно ниже прогнозируемых. В [2] было показано, что ограничение частотно-энергетических характеристик генерации в ЛПМ возникает из-за малой скорости ввода энергии в плазму вследствие наличия индуктивности в разрядном контуре, что приводит к недостаточной скорости разогрева оставшихся от предыдущего импульса электронов при газоразрядном способе возбуждения.

Последнее в свою очередь вызывает увеличение паразитного заселения метастабильных уровней и снижает скорость возбуждения резонансных состояний атома меди. Увеличение скорости открывания коммутатора при формировании импульса возбуждения не означает соответствующего увеличения скорости нарастания напряжения на активной составляющей импеданса разрядного контура лазера из-за наличия индуктивности и не устраняет вышеописанный эффект. Следовательно, для оптимизации параметров накачки активной среды ЛПМ необходимо выяснить, как изменяется фронт нарастания напряжения на активной составляющей импеданса разрядного контура (на плазме) при изменении параметров контура и времени открывания коммутатора.

Известно, что при

$$R_1 > 2 \left( \frac{L}{C_1} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $R_1$ ,  $L$  и  $C_1$  – соответственно сопротивление, индуктивность и емкость разрядного контура; разряд имеет аperiодический характер. Если  $R_1 < 2(L/C_1)^{1/2}$ , наблюдается колебательный режим и энергия в контуре диссипирует за много периодов колебаний. В [3] показано, что в схемах возбуждения с частичным разрядом накопительной емкости можно при любой концентрации электронов выбрать накопительную емкость такой, что условие (1) будет выполняться по крайней мере до окончания импульса генерации.

Следовательно, необходимо проводить анализ работы двух схем возбуждения: схемы с частичным разрядом накопительной емкости, когда разряд в контуре имеет аperiодический характер, т. е. выполняется условие (1), и схемы с полным разрядом накопительной емкости, когда разряд в контуре имеет колебательный характер. В схемах возбуждения ЛПМ, как правило, используют последовательный разрядный контур, содержащий накопительную емкость, коммутатор и газоразрядную трубку (ГРТ), параллельно которой подключена индуктивность (рис.1).

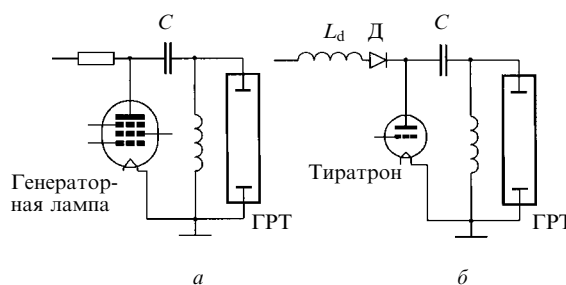


Рис.1. Схемы возбуждения ЛПМ с частичным (а) и полным (б) разрядом накопительной емкости  $C$ .

## 1. Схема возбуждения с частичным разрядом накопительной емкости

В качестве коммутаторов в этой схеме (см. рис.1,а) используются, как правило, генераторные лампы. Аperiodический характер свободного процесса имеет место, если корни характеристического уравнения

$$p_{1,2} = -\frac{R_1}{2L} \pm \left( \frac{R_1^2}{4L^2} - \frac{1}{LC} \right)^{1/2} \quad (2)$$

вещественны, т. е. если выполняется условие (1). Рассмотрим предельный случай, когда накопительная емкость  $C$  бесконечно велика. В этом случае  $p_1 = 0$  и  $p_2 = -R_1/L$ , а напряжение на конденсаторе, ток в цепи и напряжение на индуктивности будут определяться следующими соотношениями:

$$U_C(t) = U_0, \quad (3)$$

$$I(t) = \left( \frac{U_0}{R_1} \right) [1 - \exp(p_2 t)], \quad (4)$$

$$U_L(t) = -U_0 \exp(p_2 t). \quad (5)$$

Накопительную емкость в реальных схемах возбуждения выбирают так, чтобы напряжение на конденсаторе практически не менялось за время разряда, т. е.

$$E \ll \frac{CU_0^2}{2}, \quad (6)$$

где  $E$  – энергия импульса возбуждения. В этом случае амплитуда напряжения на плазме может достигать  $U_0$  (для идеального коммутатора), а скорость нарастания напряжения будет определяться согласно (4), (5) показателем  $\exp(p_2 t)$ .

Для однозначной корреляции времени открывания коммутатора со временем нарастания напряжения на плазме необходимо, чтобы постоянная  $\tau = 1/p_2 = L/R_1$  была меньше времени открывания коммутатора. Время открывания генераторных ламп составляет  $\sim 10$  нс, индуктивность разрядного контура не превышает 1 мкГн для ГРТ с внутренним диаметром разрядного канала до 20 мм. В этом случае предимпульсное сопротивление плазмы должно быть не менее 100 Ом, что, как правило, реализуется в подобных схемах при частоте следования импульсов (ЧСИ) возбуждения до 10 кГц.

На основании сказанного выше можно сделать заключение, что для эффективной накачки активной среды ЛПМ необходимо выполнение следующих условий:

$$R > 2 \left( \frac{L}{C} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$\frac{L}{R} < \tau_c, \quad (8)$$

где  $R$  – предимпульсное сопротивление плазмы;  $\tau_c$  – время открывания коммутатора. Следует подчеркнуть, что именно при таких условиях накачки, как показал анализ, получен максимальный практический КПД лазера на парах меди  $\sim 3\%$  [4]. Как известно, сопротивление плазмы  $R \sim p_{Ne} \sigma \langle V \rangle l / n_e T_g r^2$ , а индуктивность коаксиальной конструкции ГРТ  $L \sim \ln(r/r_2)l$ . Здесь  $p_{Ne}$  – давление

буферного газа (неона);  $\sigma$  – сечение столкновений электронов с атомами буферного газа;  $\langle V \rangle$  – средняя скорость электронов;  $n_e$  – концентрация электронов;  $T_g$  – температура газа;  $l$  и  $r$  – длина и радиус канала ГРТ;  $r_2$  – радиус обратного токопровода ГРТ.

Отсюда следует, что согласование параметров накачки с условиями (7), (8) при заданных  $l$  и  $r$  возможно за счет увеличения напряжения на ГРТ и давления буферного газа, а также уменьшения  $r_2$ . Лучшее согласование при прочих равных условиях будет достигаться в активных средах с меньшей рабочей температурой, например в лазерах на парах химических соединений металлов. Экспериментальным подтверждением проведенного анализа являются результаты работы [5], в которой получен физический КПД лазера на парах меди  $\sim 9\%$  при выполнении условий (7), (8) и обрыве тока после импульса генерации. Наиболее критичным является условие (8), поскольку в реальном лазере мы не можем существенно уменьшить индуктивность разрядного контура, а предимпульсное сопротивление плазмы уменьшается с увеличением ЧСИ.

## 2. Схема возбуждения с полным разрядом накопительной емкости

Это наиболее распространенная схема возбуждения активной среды импульсных лазеров (см. рис.1,б), в которой в качестве коммутатора используются газоразрядные тиратроны. Для анализа работы этой схемы предположим, что коммутатор представляет собой идеальный ключ, способный мгновенно открываться. Для стандартизации начальных условий временные характеристики цепи принято характеризовать откликом ее на «единичный импульс», в качестве которого можно рассматривать открывание идеального ключа.

Поскольку длительность единичного импульса бесконечно мала, импульсная характеристика может рассматриваться как свободное колебание в цепи, начиная с момента времени  $t = 0$ . Характер свободных колебаний полностью определяется дифференциальным уравнением контура. Следовательно, даже при наличии идеального коммутатора, время нарастания тока и напряжения на плазме определяется частотой свободных колебаний в контуре:

$$\omega_{free} = \left( \frac{1}{LC} - \frac{R_1^2}{4L^2} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

С увеличением ЧСИ скорость нарастания напряжения на плазме уменьшается из-за увеличения предимпульсной концентрации электронов, т. е. из-за уменьшения сопротивления плазмы. Это является основным фактором, приводящим в действие механизм, описанный в [2]. Единственный путь сохранения или увеличения скорости нарастания напряжения на плазме при увеличении ЧСИ согласно (9) состоит в увеличении частоты свободных колебаний в контуре. При заданной индуктивности разрядного контура это достигается за счет уменьшения накопительной емкости, что и позволило в [6] получить ЧСИ генерации ЛПМ  $\sim 235$  кГц.

Оптимальной накопительной емкостью можно считать емкость (по аналогии с рассмотренным выше аperiodическим процессом), при которой энергия, запасенная в последней, полностью выделяется на активной на-

рузке за импульс. Моделирование этого процесса показало, что оптимальная накопительная емкость лежит в пределах 100–300 пФ для типичных параметров активной среды и разрядного контура ЛПМ. Однако выполнение этих условий в анализируемой схеме с тиратронным коммутатором затруднительно, поскольку они лежат вне области устойчивой работы тиратрона [7] и реализованы только в схеме с таситроном [6].

### 3. Схемы с ударным и сложным контурами возбуждения

Приведенный выше анализ работы традиционных схем накачки активной среды ЛПМ показал, что анализируемые схемы ограничивают энергетический потенциал ЛПМ. Для повышения его энергетических характеристик необходимо использовать новые схемы, способные работать на высокой частоте свободных колебаний в разрядном контуре, при этом для уменьшения индуктивности разрядного контура лазера желательно вынести из него коммутатор. Этим требованиям удовлетворяют схемы с ударным контуром возбуждения [8], которые широко используются в индукционных нагревателях и других устройствах.

В лазерах на самоограниченных переходах эти схемы начали использоваться сравнительно недавно [9, 10]. Применение ударного контура возбуждения для накачки активной среды лазеров на самоограниченных переходах позволило улучшить их энергетические характеристики. Однако увеличение частоты свободных колебаний приводит к уменьшению длительности импульса возбуждения. Это может являться также фактором ограничения частотно-энергетических характеристик ЛПМ, если длительность импульса возбуждения будет меньше времени существования инверсии в активной среде. Наиболее наглядно эти ограничения проявляются в ЛПМ с ударным контуром (рис.2), который используется для накачки CuVg- и гибридных лазеров [10, 11].

Исследования проводились на ГРТ марки ГЛ-201 (фирма «Исток») с неустойчивым резонатором в диапазоне ЧСИ возбуждения 12–18 кГц. Газоразрядный канал ГРТ был изготовлен из  $Al_2O_3$ -керамики диаметром 20 мм и длиной 800 мм. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ2-500/20. Максимальная средняя мощность генерации 11 Вт была получена при ЧСИ возбуждения 12 кГц и напряжении на выпрямителе 7.9 кВ с накопительной емкостью в ударном контуре, представленном на рис.2. Наблюдалось практически линейное уменьшение средней мощности генерации до 3 Вт при

увеличении ЧСИ от 12 до 18 кГц. Полученная зависимость средней мощности генерации от ЧСИ возбуждения противоречит приведенным выше рассуждениям. Однако такая зависимость средней мощности становится понятной, если рассмотреть работу разрядного контура ЛПМ, показанного на рис.2.

От высоковольтного выпрямителя через дроссельно-диодную цепь  $L_d - Д$  заряжаются накопительные конденсаторы  $C_1 - C_4$ . После их зарядки при срабатывании коммутатора происходит перезарядка конденсаторов  $C_1 - C_3$  и  $C_2 - C_4$ . Конденсаторы  $C_2$  и  $C_3$  в процессе перезарядки оказываются заряженными до большого напряжения, и на электродах ГРТ возникает их разность потенциалов. После перезарядки конденсаторов образуются два ударных контура, состоящих из конденсаторов  $C_1, C_2$  и  $C_3, C_4$  и работающих на ГРТ. Именно такая работа должна в идеале позволить сформировать импульсы возбуждения с высокой частотой свободных колебаний.

Однако в процессе перезарядки накопительных конденсаторов ток протекает и по цепи  $C_1 - ГРТ - C_4$  из-за высокой предимпульсной концентрации электронов в активной среде. Это приводит к уменьшению как скорости нарастания напряжения на активной среде, так и амплитуды напряжения на ГРТ.

С увеличением ЧСИ возбуждения предимпульсная концентрация электронов растет, что усиливает описанный выше процесс и приводит к наблюдаемой зависимости средней мощности генерации от ЧСИ. При этом длительность импульса генерации по полувысоте существенно меньше ( $\sim 10$  нс при ЧСИ генерации 12 кГц), чем типично реализуемая в традиционной схеме возбуждения ( $\sim 20$  нс). Можно предположить, что уменьшение длительности импульса генерации связано с тем, что длительность импульса возбуждения меньше времени существования инверсии в активной среде. Подтверждением этого предположения является следующая серия экспериментов в ЛПМ со сложным разрядным контуром.

Исследования проводились в ЛПМ с неустойчивым резонатором и ГРТ типа LT-10Cu фирмы «Исток». Газоразрядный канал этой трубки изготовлен из  $Al_2O_3$ -керамики диаметром 14 мм и длиной 400 мм. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ2-500/20. Схема возбуждения представляла собой типичный последовательный контур, содержащий тиратрон, ГРТ и накопительную емкость (см. рис.1,б). Параллельно ГРТ была подключена индуктивность  $\sim 100$  мкГн. Использовалась резонансная зарядка накопительной емкости от высоковольтного выпрямителя через дроссельно-диодную цепь. Согласование источника питания с нагрузкой осуществлялось за счет выбора такой накопительной емкости, чтобы обратное напряжение на аноде тиратрона было минимальным [7].

При напряжении на выпрямителе 5.7 кВ, ЧСИ возбуждения 18 кГц и накопительной емкости 1240 пФ обратное напряжение на аноде тиратрона не превышало 500 В. Длительность импульса тока на уровне 0.1 была равна 120 нс. Генерация начиналась через 40 нс после начала импульса возбуждения. Длительность импульса генерации по полувысоте на длине волны 510.6 нм составляла  $\sim 6$  нс. Формирование сложного разрядного контура в лазере осуществлялось заменой накопительной емкости распределенной емкостью, состоящей из четырех звеньев (рис.3), которая равна 1240 пФ, что эквива-

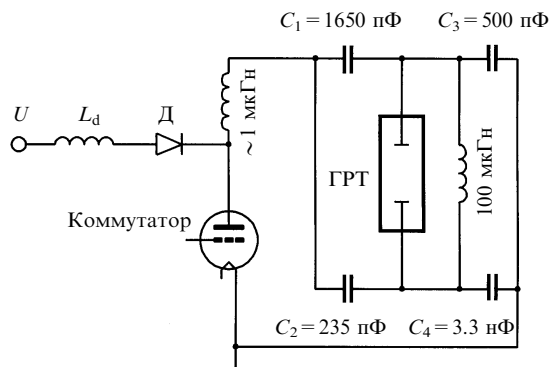


Рис.2. Схема с ударным контуром возбуждения ЛПМ.

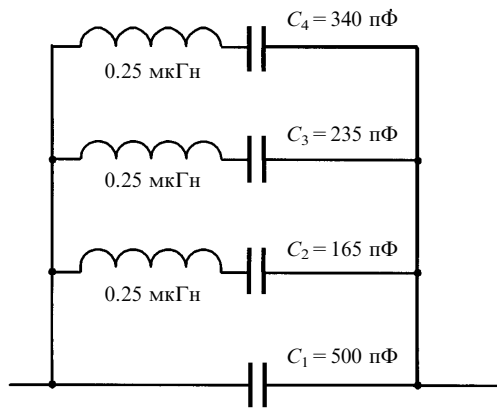


Рис.3. Распределенная накопительная емкость.

лентно замене простого колебательного контура сложным, состоящим из четырех простых.

Выбор параметров каждого из звеньев осуществлялся из условия, что волновое сопротивление каждого последующего звена должно быть меньше сопротивления предыдущего, поскольку сопротивление плазмы во время импульса возбуждения является падающей характеристикой. При прочих равных условиях наблюдалось уменьшение длительности импульса тока на уровне 0.1 до 90 нс, но он имел более прямоугольную форму. Длительность импульса генерации на длине волны 510.6 нм по полувысоте при этом возросла до 12 нс с соответствующим увеличением средней мощности генерации.

Следует подчеркнуть, что подобные зависимости наблюдаются и в CuVg-лазере, причем в нем получено увеличение средней мощности почти в три раза. Очевидно, что работа ЛПМ со сложным контуром возбуждения требует более детального исследования, чем вышеприведенные.

## Выводы

Проведенный анализ схем возбуждения активной среды и полученные экспериментальные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Влияние предимпульсной концентрации электронов для схем возбуждения активной среды с частичным разрядом накопительной емкости минимально при выполнении условий (7), (8).

2. Влияние предимпульсной концентрации электронов для схем возбуждения с полным разрядом накопительной емкости уменьшается с увеличением частоты свободных колебаний в разрядном контуре.

3. Условия возбуждения, удовлетворяющие критерию эффективной накачки активной среды, невозможно сформировать в разрядном контуре, представляющем собой простой колебательный контур.

4. Условия эффективной накачки активной среды могут быть более полно реализованы в лазерах с разрядным контуром в виде ударного или сложного колебательного контура либо их комбинации.

Автор выражает свою признательность П.А.Бохану за поддержку данной работы и полезное обсуждение ее результатов.

1. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 645 (1971).
2. Бохан П.А., Герасимов В.А., Соломонов В.И., Щеглов В.Б. *Квантовая электроника*, **5**, 2162 (1978).
3. Демкин В.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. *Оптика атмосферы и океана*, **16**, 659 (1993).
4. Бохан П.А., Герасимов В.А. *Квантовая электроника*, **6**, 451 (1979).
5. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф., Юдин Н.А. *Квантовая электроника*, **21**, 733 (1994).
6. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **26**, № 9, 80 (1983).
7. Юдин Н.А. *Квантовая электроника*, **25**, 765 (1998).
8. Артым А.Д., Донской А.В. *Электричество*, №1, 51 (1960).
9. Лябин Н.А., Чурсин А.Д., Доманов М.С. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **42**, № 8, 67 (1999).
10. Vuchkov N.K., Astadjov D.N., Sabotinov N.V. *Opt. Quantum Electron.*, **23**, 549 (1991).
11. Jones D.R., Maitland A., Little C.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2385 (1994).

**N.A.Yudin. Influence of discharge circuit parameters on the repetition rate-energy output characteristics of a laser on self-terminating transitions of atomic copper.**

The excitation circuits of a copper vapour laser (CVL) with a partial or total discharge of the storage capacitor were analysed. Based on this analysis, the effect of prepulse electron density on the repetition rate-energy characteristics of a CVL was shown to be minimal when the following conditions are fulfilled:  $R > 2(L/C)^{1/2}$  and  $L/R < \tau_c$  (for partial-discharge pump schemes;  $C$  is the storage capacitor capacity,  $L$  is the discharge circuit inductance,  $R$  is the prepulse resistance of the active medium, and  $\tau_c$  is the switch turn-on time) and for a high frequency of free oscillations in the discharge circuit of a CVL. The conclusion was drawn that traditional pump schemes limit the energy capabilities of a CVL. The repetition rate-energy characteristics of a CVL can be improved by resorting to schemes with a shock or complex excitation circuit or their combination.