

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ЭКСИМЕРНЫЙ ЛАЗЕР
С ДВУХКОНТУРНОЙ СХЕМОЙ ВОЗБУЖДЕНИЯВ.В. А т е ж е в, В.С. Б у к р е е в,
С.К. В а р т а п е т о в, А.Н. Ж у к о в

Эффективным методом возбуждения импульсно-периодических электроразрядных эксимерных лазеров является использование разрядных контуров на основе магнитных звеньев сжатия с тиратроном или тиристором в качестве коммутатора в первом звене [1-3]. Использование магнитных звеньев сжатия электрических импульсов обеспечивает согласование рабочих характеристик используемого коммутатора с требованиями на допустимое время нарастания напряжения на электродах лазера и на достижение минимального значения индуктивности последнего звена контура, определяющего эффективность передачи энергии в разряд.

Максимальная энергия, коммутируемая тиратроном, равно как и другими типами коммутаторов, определяется значениями максимально допустимого тока через тиратрон I при минимально допустимом времени коммутации τ и максимальным зарядным напряжением U . При этом максимально допустимая энергия E в накопительном конденсаторе определяется выражением

$$E = \frac{U \cdot I \cdot \tau}{\gamma}$$

Для тиратрона с параметрами $I \approx 5 \cdot 10^3$ А, $U \approx 25$ кВ, $\tau \approx 3 \cdot 10^{-7}$ с максимальная допустимая энергия $E \approx 12.5$ Дж.

Для разрядных контуров с использованием магнитных звеньев сжатия параметры насыщающегося дросселя (число витков обмотки дросселя, значение индукции насыщения B_s и объем магнитного

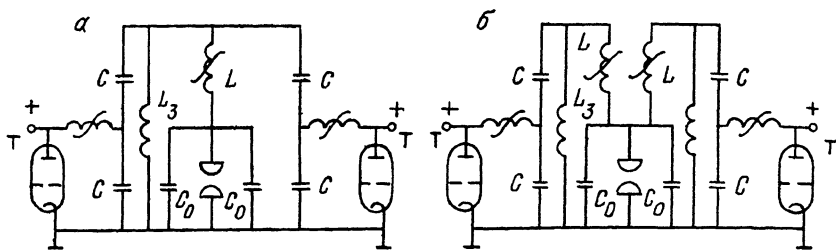


Рис. 1. Двухконтурные схемы возбуждения с одним (а) и двумя (б) насыщающимися дросселями. $C=20$ пФ, $C_0=10$ пФ, L_3 - зарядный дроссель, L - насыщающийся дроссель, Т - тиратрон ТГИ-1000/25.

материала сердечника) однозначно связаны с коммутируемой энергией и допустимым значением времени нарастания напряжения на электродах лазера. Сочетание тиратрона с приведенными выше параметрами с магнитным звеном сжатия на основе дросселя на сердечнике из ферритов 1000 нн ($B_S \approx 0.3$ Т) обеспечивает эффективное возбуждение эксимерного лазера с энергией возбуждения ~ 12 Дж [2].

Использование более совершенного тиратрона и аморфно-мягких магнитных материалов в качестве сердечника насыщающего дросселя ($B_S \approx 1.5$ Т) позволяет создать эффективные разрядные контуры для импульсно-периодических эксимерных лазеров с накапливаемой энергией 30-50 Дж.

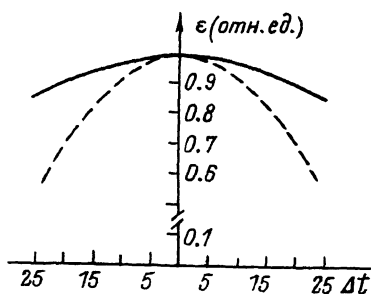
Одним из эффективных путей дальнейшего повышения энергии накачки и энергии излучения импульсно-периодических эксимерных лазеров связано, на наш взгляд, с использованием многоканальных схем возбуждения, когда два или более идентичных разрядных контура на основе магнитных звеньев сжатия подсоединены на общую нагрузку, которой является межэлектродный газовый промежуток лазера.

Возможными вариациями данных схем являются использование либо одного (рис. 1, а), либо нескольких насыщающихся дросселей по числу разрядных контуров (рис. 1, б).

С целью определения эффективности предлагаемого способа нами был разработан импульсно-периодический эксимерный лазер, в котором были использованы оба из предлагаемых вариантов двухконтурной схемы возбуждения.

Каждый из двух разрядных контуров представляет собой LC-генератор, нагруженный на один общий (рис. 1, а) или на два (рис. 1, б) насыщающихся дросселя L . В обоих случаях насыщающиеся дроссели L выполнены в виде одного витка на сердечнике из ферритовых колец марки 1000 нн с общим сечением 57 см². Электродная система лазера состоит из двух профилированных электродов длиной 80 см и искровой УФ-предыонизации. Расстояние между

Рис. 2. Зависимость выходной энергии излучения \mathcal{E} от времени рассогласования поджигов тиратронов Δt для лазера со схемой возбуждения по рис. 1, а (сплошная линия) и по рис. 1, б (пунктир).



электродами 2 см. Прокачка газовой смеси осуществляется диаметральной вентилятором, приводимым во вращение электродвигателем через магнитную муфту. Скорость прокачки газа в межэлектродном промежутке ~ 10 м/с.

В экспериментах поджиг тиратронов осуществлялся от двухканального генератора с регулируемым временным интервалом Δt между импульсами по каждому из каналов. При работе в режиме KrF -лазера по схеме рис. 1, б генерация излучения имела место до времени рассогласования поджигов тиратронов $\Delta t = \pm 50$ нс, а по схеме рис. 1, а вплоть до времени рассогласования $\Delta t = \pm 500$ нс.

При больших временах Δt однородность разряда нарушалась. Изменение Δt приводит к изменению выходной энергии излучения (рис. 2), однако при любом Δt оба тиратрона срабатывают. Именно это существенным образом отличает разработанную схему от схем с параллельным включением тиратронов, в которых несинхронность срабатывания приводит к тому, что начинает работать только один тиратрон, нагрузка на который резко возрастает. Максимальная энергия излучения лазера на смеси $F_2 : Kr : He$ при полном давлении $2.3 \cdot 10^5$ Па составила 350 Дж, а средняя мощность на частоте 100 Гц — 30 Вт.

При работе лазера со схемой по рис. 1, а энергия излучения составила 400 мДж, а средняя мощность на частоте 100 Гц — 35 Вт.

Следует отметить, что при изменении частоты повторения импульсов возникает рассогласование схемы возбуждения из-за различия стартовых потерь в тиратронах. Однако при работе на фиксированной частоте процессы в контурах стационарны в течение продолжительного времени.

В заключение отметим, что двухконтурная схема возбуждения может быть использована не только для увеличения энергии накачки, но и для оптимизации массогабаритных параметров лазера или достижения больших частот повторения. Результаты исследования двухконтурной схемы возбуждения дают основание предполагать, что может оказаться весьма эффективной и практически реализуемой система возбуждения с большим числом контуров.

- [1] S m i l a n s k i I., B y r o n S.R., B u r -
k e s T.R. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. P. 547-548.
- [2] А г е е в В.П., А т е ж е в В.В., Б у к р е е в В.С. и
д р. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 7. С. 1387-1389.
- [3] А г е е в В.П., А т е ж е в В.В., Б у к р е е в В.С. и
д р. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 22. С. 1375-1378.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
31 июля 1989 г.
В окончательной редакции
29 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 2

26 января 1990 г.

04

© 1990

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ ПРИЭЛЕКТРОДНЫЙ СЛОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

И.Д. К а г а н о в и ч, Л.Д. Ц е н д и н

Интерес к высокочастотному разряду низкого давления значи-
тельно возрос в связи с его использованием для получения эпитак-
сиальных пленок. Для этих целей важно знать постоянное падение
напряжения между плазмой и электродом, толщину слоя и другие
его характеристики. Оценки этих величин были приведены в [1].
Численные расчеты слоя, основанные на решении полной системы
уравнений [2], достаточно трудоемки. Попытка аналитического рас-
чета [3] основана на неверном выражении для электронной
концентрации; в данной работе мы получим простые аналитические
выражения для параметров слоя, пользуясь методом усреднения по
быстрым электронным движениям [4].

Будем считать, что толщина слоя L мала по сравнению с дли-
нами пробега частиц и межэлектродным зазором, и велика по срав-
нению с дебаевским радиусом r_d , а частота поля удовлетворяет
условию $\omega_i \ll \omega \ll \min(\omega_e, \nu_{max})$, где ν_{max} - максвелловское
время, ω_i, ω_e - ионная и электронная плазменные частоты.

Тогда поле в плазме много меньше поля в слое и $L \sim j/eg\omega$.
Смещение ионов за период поля мало по сравнению L , так что
их движение определяется средним полем. При этом границу элек-
тронного профиля (толщиной порядка r_d) можно считать резкой, а
перепады потенциала в слое велики по сравнению с T . Ионизацией
в слое и начальными скоростями ионов можно пренебречь. Тогда
поток ионов в слое сохраняется и $\Gamma_i = \gamma n_0 (T/M)^{1/2}$, где n_0 - кон-