

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.375.826

*Н.А. ЮДИН, И.Д. КОСТЫРЯ, Ю.П. ПОЛУНИН, Н.Н. ЮДИН***ФОРМИРОВАНИЕ ВЧ-РАЗРЯДА В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ЛАЗЕРОВ
НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ¹**

Рассмотрен процесс развития разряда в активной среде лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, когда электроды в газоразрядной трубке расположены в холодных буферных зонах (ХБЗ) на расстоянии нескольких сантиметров от теплоизолированного газоразрядного канала. Показано, что в ХБЗ зажигается аномальный тлеющий разряд в процессе зарядки емкостных составляющих разрядного контура от накопительного конденсатора. В этом случае ВАХ аномального тлеющего разряда в ХБЗ развивается на правой кривой Пашена с сильным ростом тока и резким падением напряжения, что приводит к срыву стабильного горения разряда и его контракции в ХБЗ. В ХБЗ возникает затрудненный разряд в процессе зарядки емкостных составляющих от накопительного конденсатора, когда электроды в газоразрядной трубке расположены в ХБЗ на расстоянии $\leq 1-3$ мм от теплоизолированного газоразрядного канала. В этом случае после зажигания разряда на правой ветви кривой Пашена в процессе роста тока, сопровождающегося нагревом газа, происходит переход на левую ветвь кривой Пашена, что устраняет контракцию разряда в ХБЗ и инициирует в активной среде ВЧ-разряд с момента пробоя.

Ключевые слова: лазеры на парах металлов, ВЧ-разряд.

Введение

Развитие импульсно-периодических лазеров на парах металлов (ЛПМ) явилось стимулом к исследованиям явлений контракции и расконтрагирования в продольном импульсно-периодическом разряде [1–7]. Сжатие разряда в инертных газах является следствием развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Контракция возникает при одновременном выполнении, по крайней мере, двух условий: частота образования заряженных частиц должна резко спадать от оси к периферии; объемная рекомбинация заряженных частиц должна преобладать над амбиполярной диффузией. Очевидно, что контракция будет преодолена, то есть произойдет расконтрагирование разряда, при нарушении хотя бы одного из этих условий. Газоразрядные условия, способствующие этому, возникают при введении в разряд легкоионизируемой добавки. Качественный анализ механизмов расконтрагирования импульсно-периодического разряда в смесях инертных газов с парами металлов проведен в работах [1–5], где показано, что при введении в разряд паров металла при сравнительно небольшой концентрации (соответствующей типичным условиям генерации ЛПМ) формируется нарастающий к стенкам газоразрядной трубки радиальный профиль ионизационных свойств смеси. В результате проводимость плазмы выравнивается по сечению трубки и диаметр разрядного канала увеличивается. В [2–3, 6] отмечается важная роль остаточной предимпульсной концентрации электронов в зажигании однородного импульсно-периодического разряда в парогасовой смеси. В [4, 5] сделан вывод о важной роли амбиполярной диффузии ионов металла, участвующей наряду с нагревом газа в формировании неоднородного радиального профиля плотности паров металла с минимумом на оси.

В лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов (ЛСПМ) контракция разряда наблюдается в саморазогреваемых газоразрядных трубках (ГРТ) в начальный период разогрева (до появления паров металла). С появлением паров металла в активном объеме ГРТ происходит расконтрагирование разряда. Расконтрагирование разряда возникает в центральной зоне разрядного канала и распространяется вдоль разрядного канала в процессе его разогрева до рабочей температуры. При этом наблюдаются расконтракция разряда только в активной среде лазера при рабочей температуре и контрагированный разряд в концевых зонах между электродами и разрядным каналом ГРТ, когда электроды вынесены в ХБЗ.

При исследовании энергетических характеристик лазера на парах стронция было обнаружено, что расконтракция разряда происходит не только в активной среде лазера при рабочей температу-

¹ Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-98012-р_сибирь_a.

ре, но и в концевых зонах между электродами и разрядным каналом ГРТ, когда электроды также вынесены в ХБЗ (рис. 1). При этом наблюдается устойчивый расконтрагированный разряд в широких пределах изменения давления буферного газа и параметров накачки. В этих условиях энергоотдачей в лазере растет пропорционально объему активной среды при однородном распределении излучения по сечению разрядного канала [8]. Реализована одновременная генерация на всех компонентах смеси (Sr + He + Ne) [9]. Достигнута частота следования импульсов генерации – 830 кГц [10]. Получена генерация в ионизационно-рекомбинационном режиме [11]. Примечательно, что данный разряд формируется при использовании типичных схем накачки, широко используемых в ЛСПМ, без существенного изменения конструкции ГРТ. Конструкция ГРТ представляла собой вакуумный кожух, изготовленный из оптического кварца, в который вварены электрические вводы. Герметизация вакуумного кожуха осуществлялась выходными окнами из кристаллов ВаF₂. Электродные цилиндрические узлы изготовлены из листового ниобия толщиной 0,4 мм методом точечной сварки. Через радиальное кольцо, выполненное из ниобиевой фольги, электроды закрепляются на электрических вводах. Газоразрядный канал выполнен из ВеО-керамической трубки, которая помещается в теплоизоляционный объем, образованный слоем каолиновой ваты. Подобные ГРТ используются в исследованиях и при разработке ЛСПМ с 70-х годов прошлого века. Отличительной особенностью конструкции ГРТ, используемой в [8–11], являлось расположение электродов: они располагались в ГРТ на расстоянии от разрядного канала < 1–3 мм. Из вышесказанного можно предположить, что именно расположение электродов в ГРТ является определяющим в изменении характера разряда и энергетических характеристик лазера на парах стронция.

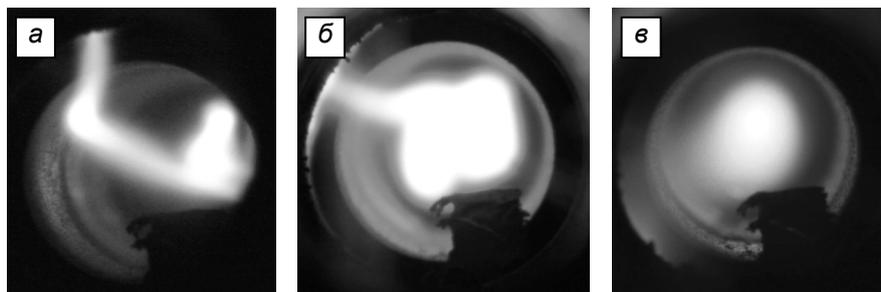


Рис. 1. Формирование разряда при разогреве разрядного канала ГРТ до рабочей температуры: *а* – контрагированный разряд (начало разогрева); *б* – начало расконтракции разряда (появление паров металла); *в* – расконтрагированный разряд при рабочей температуре

В настоящей работе рассмотрены условия, определяющие радиальную устойчивость импульсно-периодического разряда ЛСПМ, обсуждается возможная модель формирования разряда и представлены результаты измерений электрофизических характеристик разряда, подтверждающие правомерность данной модели.

1. Условия формирования устойчивости импульсно-периодического разряда

Хорошо известно, что для того чтобы имеющиеся локальные флуктуации электронной плотности в разряде инициировали развитие неустойчивости, необходимо существование в системе положительной обратной связи, усиливающей флуктуацию [12]. Уравнение кинетики электронов в разряде можно записать в самом общем виде следующим образом:

$$dn_e/dt = \nu_+ - \nu_-, \quad (1)$$

где ν_+ и ν_- – скорости рождения и гибели электронов, зависящие от многих величин: электронной температуры (T_e), напряженности электрического поля (E), плотности нейтральных (n_a) и заряженных компонентов плазмы (n_i). Тем не менее в конкретных условиях совокупность этих параметров функционально связана с n_e , и можно установить определенную зависимость скоростей рождения и гибели электронов от их плотности. Можно оценить, какие процессы приводят к неустойчивости разряда, сравнив функциональные зависимости их скоростей с функциональной зависимостью скорости рождения электронов. Если электроны рождаются за счет ударной ионизации, то

$$\nu_+ = \nu_i(T_e)n_e \sim n_e, \quad (2)$$

где $\nu_i(T_e)$ – частота ионизации. Тогда объемная рекомбинация является стабилизирующим фактором, так как ее скорость

$$(\nu)_{\text{рек}} = \beta(n_e)^2 \quad (3)$$

квадратично зависит от n_e . Напротив, нагрев газа дестабилизирует разряд, так как локальное повышение температуры газа уменьшает плотность частиц и увеличивает локальное значение E/n_a . Рост E/n_a значительно увеличивает скорость ионизации, локальную проводимость, а возрастающее выделение энергии приводит к дальнейшему росту температуры. Рассмотрим роль ориентации развивающейся неоднородности по отношению к направлению электрического поля. Пусть флуктуация плотности электронов возникает вдоль поля в продольном разряде. Поскольку плотность тока в ГРТ в этом случае сохраняется

$$j = \sigma E \sim n_e E = \text{const}, \quad (4)$$

то

$$\delta n_e / n_e = -\delta E / E, \quad (5)$$

и в области повышенной плотности электронов вектор электрического поля вдоль оси ГРТ уменьшается, а в области пониженной плотности – возрастает. Уменьшение E снижает локальную частоту ионизации в области больших n_e , и флуктуация затухает. При поперечном возмущении величина электрического поля E в поперечном сечении ГРТ сохраняется постоянной. Следовательно, скорость ионизации в области высокой плотности электронов постоянно возрастает. Перегрев этой области также способствует росту ионизации. В результате образуется узкий канал с высокой электропроводностью и процесс завершается шнурованием разряда, падением его сопротивления и ростом тока в разрядном контуре.

Из вышесказанного следует, что для формирования устойчивого разряда необходимо сформировать условия, при которых вектор напряженности электрического поля в разряде имел бы не только продольную, но и радиальную составляющие. При этом реализация данных условий каким-то образом должна зависеть от расположения электродов в ГРТ. Оценим возможность реализации данных условий в активных средах ЛСПМ, возбуждаемых импульсно-периодическим разрядом.

2. Влияние расположения электродов на кинетику процессов в активной среде

Несмотря на длительную историю развития ЛСПМ, ряд вопросов физики этих лазеров остается открытым. В первую очередь это касается механизма ограничения энергетических характеристик, который является ключевым для оценки энергетического потенциала ЛСПМ при газоразрядном способе возбуждения. В настоящее время хорошо известно, что ступенчатые процессы ионизации с резонансных уровней обуславливают насыщение их населенности в импульсе возбуждения на уровне $\sim 5\text{--}8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (для Си-лазера), что позволяет определить достаточно точно предельные значения энергосъема в ЛСПМ [13–16]. В этих условиях величина инверсии в активной среде будет полностью определяться процессом заселения метастабильных уровней на фронте импульса возбуждения [17] и процессом их релаксации в межимпульсный период [16]. До настоящего времени нет однозначного ответа на вопрос, какой из этих процессов является определяющим в ограничении энергетических характеристик ЛСПМ? Можно лишь отметить, что выводы в работе [17] сделаны на основе результатов, полученных при экспериментальном исследовании газоразрядных трубок с электродами, расположенными в горячей зоне разрядного канала. Подробное описание конструкции такой ГРТ приведено в работе [18]. В то время как основная масса исследований, начиная с работы [19], в которой был предложен саморазогревной режим работы ЛСПМ, проводились с ГРТ, у которых электроды расположены в холодных буферных зонах. Учитывая существенное различие экспериментально наблюдаемых зависимостей, как энергетических характеристик генерации, так и кинетики процессов в активной среде в таких конструкциях ГРТ, можно предположить, что это также как-то связано с расположением электродов в ГРТ.

Импульсно-периодические ЛСПМ характеризуются высокой предымпульсной концентрацией электронов $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [20], что определяет достаточно высокую предымпульсную проводимость активной среды. Оценим предымпульсное сопротивление плазмы R_0 , например для ГРТ с разрядным каналом диаметром 2 см и длиной 50 см, при концентрации буферного газа $\sim 10^{17}\text{--}10^{18} \text{ см}^{-3}$ и вышеприведенном значении n_{e0} . Величину R_0 можно оценить по формуле [12], которая наиболее часто используется в расчетах:

$$R_0 = l m_e v_G / \pi r^2 n_{e0} e^2. \quad (6)$$

Здесь l и r – длина и радиус разрядного канала ГРТ; e и m_e – заряд и масса электрона; v_G – частота упругих столкновений электронов с атомами буферного газа. Принимая, что перед импульсом возбуждения

$$T_e \approx T_g \approx 2000 \text{ К}, \quad (7)$$

где T_e – температура электронов и T_g – температура газа, из [21] находим $v_G = 2 (10^9 - 10^{10}) \text{ с}^{-1}$ для буферного газа гелия и $v_G = 5 (10^8 - 10^9) \text{ с}^{-1}$ для буферного газа неона. Подставляя соответствующие значения в (6), получаем $R_0 \sim 11,3 - 113 \text{ Ом}$ с гелием и $R_0 \sim 2,8 - 28 \text{ Ом}$ с неона. Поэтому развитие разряда в импульсно-периодических ЛСПМ должно проходить без стадии пробоя, а эквивалентной схемой разрядного контура в этих условиях является

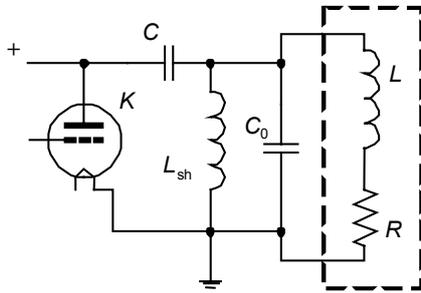


Рис. 2. Эквивалентная схема разрядного контура ЛПМ: K – коммутатор; C – накопительный конденсатор; L_{sh} – шунтирующая индуктивность; C_0 – обостряющая емкость; L и R – индуктивная и активная составляющие газоразрядной трубки

простой колебательный контур (рис. 2) [20]. При этом всегда можно выбрать величину емкости накопительного конденсатора, чтобы выполнялось условие аperiodического процесса в контуре

$$R > 2\rho, \quad (8)$$

где R – сопротивление плазмы; $\rho = (L/C)^{1/2}$ – волновое сопротивление контура; L – индуктивность ГРТ и C – емкость накопительного конденсатора, что определяет принципиальную возможность работы лазера на согласованную нагрузку.

В режиме согласованной нагрузки отсутствуют энерговылады в межимпульсный период, что обуславливает быструю релаксацию метастабильных состояний в ближнем послесвечении разряда в столкновениях с остывающими электронами [17, 22]. Однако время нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ в этом случае, как показал анализ [23], определяется постоянной времени

$$t_{\text{фр}} \sim L/R_0 \sim Ln_{e0}, \quad (9)$$

что должно приводить к существенному заселению метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения. Это обусловлено тем, что изменение населенности метастабильных уровней определяется из уравнения

$$dN_m/dt = N_{me}n_e \langle \sigma v \rangle, \quad (10)$$

где N_{me} – плотность атомов металла в основном состоянии; $\langle \sigma v \rangle$ – константа скорости заселения метастабильных уровней. Из (6) – (10) находим, что заселение метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения, пока T_e не достигнет значения $> 1,7 \text{ эВ}$ (для атома меди), при которой константа скорости заселения верхних лазерных уровней начинает превышать соответствующую константу для нижних рабочих уровней, будет пропорционально

$$\Delta N_m \sim L(n_{e0})^2 r^2. \quad (11)$$

Чтобы увеличить скорость нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ, согласно [23], необходимо обеспечить высокую частоту свободных колебаний в контуре, уменьшая величину емкости накопительного конденсатора или заменив накопительный конденсатор формирующей линией. Однако основным препятствием на пути такого простого технического решения до настоящего времени является тиратрон, включенный в разрядную цепь лазера. Например, широко используемый в отечественных исследованиях тиратрон ТГИ1-1000/25 имеет допустимую скорость нарастания тока $\sim 4 \text{ А/нс}$, что практически устраняет возможность обострения фронта нарастания напряжения. Таким образом, вышесказанное полностью подтверждает выводы работы [17]. Тем не менее следует особо подчеркнуть, что данный вывод в полной мере справедлив только для ГРТ с электродами, расположенными в горячей зоне разрядного канала.

Вынос электродов в ХБЗ практически означает, что в эквивалентной схеме (см. рис. 2) последовательно к активной составляющей импеданса активной среды подключается дополнительное сопротивление холодных буферных зон. Очевидно, что это не внесет существенных изменений в вышеприведенный анализ. Поэтому всегда полагалось, что процессы в разрядном контуре и активной среде лазера идентичны вне зависимости от расположения электродов. Однако в [24] обосновано предположение, что в концевых зонах (где присутствует только буферный газ) к приходу следующего импульса возбуждения плотность электронов мала, соответственно сопротивление велико, и в них происходит пробой с образованием катодного слоя с большим падением напряжения и контрагированием разряда. Наличие пробоя в концевых зонах означает, что до момента пробоя от накопительного конденсатора должна заряжаться только обостряющая емкость C_0 (см. рис. 2). Соответственно до момента пробоя должны различаться токи, протекающие через тира-

трон и ГРТ, что подтверждается экспериментально [25, 26]. При этом оказывается более сложной эквивалентная схема разрядного контура, поскольку необходимо учитывать емкостные составляющие ГРТ [25, 26], которые шунтируются при внесении электродов в горячую зону разрядного канала. Именно емкостные составляющие ГРТ обуславливают существенное отличие кинетики процессов в активной среде [27, 28] от вышерассмотренного случая. Наличие собственной емкости ГРТ ($C_{ГРТ}$) и C_0 , согласно [25], определяет обострение фронта нарастания напряжения на активной составляющей плазмы, а проходные емкостные составляющие (емкости «электрод – плазма»), согласно [28], медленную релаксацию метастабильных состояний в межимпульсный период, что согласуется с результатами экспериментальных исследований [16].

3. Механизм формирования устойчивого разряда

Рассмотрим более подробно механизм обострения напряжения на активной составляющей активной среды ГРТ. Обострение напряжения, согласно [25–27], обусловлено тем, что активная среда (плазма), геометрические размеры которой определяются разрядным каналом, разрядный канал и обратный токопровод конструктивно представляют собой конденсатор (собственная емкость ГРТ). Поэтому в начальный момент разрядки накопительного конденсатора осуществляется зарядка не только обостряющей емкости, но и собственной емкости ГРТ. Типичные длительности импульсов возбуждения в ЛСПМ составляют ~ 100 нс по полувысоте, а времена нарастания напряжения на ГРТ ~ 30 – 60 нс [20]. При таких временах накачки разрядный контур лазера можно рассматривать как электрическую цепь с сосредоточенными параметрами. При зарядке конденсатора в этих условиях, как хорошо известно, возникает разность потенциалов между пластинами конденсатора, но при этом все точки пластины конденсатора находятся под общим потенциалом. По этой причине невозможна накачка активной среды во время зарядки емкостных составляющих разрядного контура от накопительного конденсатора. Собственная емкость ГРТ шунтируется со стороны анода холодной буферной зоной. Поэтому разность потенциалов возникает на холодных буферных зонах при зарядке емкостных составляющих, что обуславливает зажигание в этих зонах аномального тлеющего разряда. Заряд, уходящий из плазмы на анод, поддерживающий аномальный тлеющий разряд в холодных буферных зонах, должен компенсироваться поступающим зарядом от накопительного конденсатора (током смещения заряда), что подтверждается экспериментально [27]. Следовательно, разность потенциалов на активной среде возникает, когда емкостные составляющие зарядятся до напряжения, сравнимого с напряжением на накопительном конденсаторе, т.е. когда напряжение на ГРТ достигает максимального значения [27]. Момент возникновения разности потенциалов на активной среде можно интерпретировать как пробой.

Вышесказанное подтверждается не только результатами экспериментальных исследований [24–29], но и тем, что в ЛСПМ никогда не наблюдается генерация на фронте нарастания импульса напряжения [20, 30]. Обострение напряжения на активной составляющей импеданса активной среды обусловлено тем, что к моменту пробоя оказываются заряженными C_0 и $C_{ГРТ}$ до напряжения, сравнимого с напряжением на накопительном конденсаторе, а ток, протекающий через тиратрон к этому моменту, составляет ~ 60 % от пикового значения тока [24–29]. Поскольку в процессе зарядки емкостных составляющих разрядного контура в холодных буферных зонах зажигается аномальный тлеющий разряд, то развитие тепловых неустойчивостей приводит к падающей вольт-амперной характеристике (ВАХ) разряда и как следствие – к срыву стабильного горения разряда. Наблюдается контракция разряда в ХБЗ, происходит быстрый нагрев катодного пятна, возникает термоэмиссия, и за короткое время (до момента пробоя) резко снижается сопротивление холодных буферных зон. Данные процессы характерны для газоразрядных трубок с электродами, расположенными в ХБЗ, когда расстояние между разрядным каналом и электродом составляет несколько сантиметров [28, 30]. В этом случае ВАХ аномального тлеющего разряда в ХБЗ развивается по правой кривой Пашена с сильным ростом тока и резким падением напряжения.

С уменьшением расстояния между разрядным каналом и электродами должны возникнуть условия, когда в результате нагрева газа и уменьшения его плотности происходит переход к затрудненным условиям горения разряда. В этом случае после зажигания разряда на правой ветви кривой Пашена в процессе роста тока, сопровождающегося нагревом газа, происходит переход разряда на «другую ВАХ», соответствующую горению на левой ветви кривой Пашена. Это приводит к поведению ВАХ-разряда, связанному с ограничением его тока при увеличении напряжения горения, когда рост напряжения уже не только не приводит к росту тока, но может даже и умень-

шить его [31]. Переход к затрудненным условиям горения разряда в ХБЗ устраняет контрагирование разряда в этих зонах, при этом сопротивление R_c ХБЗ может составлять ~ 100 Ом.

Рассмотрим процесс разрядки $C_{ГРТ}$, чтобы оценить механизм накачки активной среды в этих условиях. Плазмой, как известно, называется квазинейтральный газ заряженных частиц, и соответственно непосредственно в плазме невозможно аккумулировать избыточный заряд в процессе зарядки $C_{ГРТ}$. Данный заряд должен располагаться на поверхности плазмы (в нашем случае на стенке диэлектрического разрядного канала ГРТ), от которого плазма должна экранироваться слоем заряда с противоположным знаком, тем самым сохраняя квазинейтральность. Например, емкость $C_{ГРТ}$ с BeO-разрядным каналом диаметром 2 см и длиной 50 см составляет ~ 60 пФ [9, 32]. В $C_{ГРТ}$ запасается заряд $Q \sim 6 \cdot 10^{-7}$ К при напряжении на ГРТ ~ 10 кВ или $\sim 4 \cdot 10^{12}$ электронов на поверхности разрядного канала, что составляет $\sim 0,2\text{--}0,3$ % от общего количества предимпульсных электронов в активной среде. В процессе разрядки $C_{ГРТ}$ должно происходить смещение заряда по поверхности разрядного канала от катода к аноду таким образом, чтобы не возникла разность потенциалов на его поверхности, если разрядный контур имеет сосредоточенные параметры. Это устраняет возможности инициирования как продольной неустойчивости в активной среде, так и продольной накачки активной среды. Разрядка $C_{ГРТ}$ обуславливает уменьшение заряда на поверхности разрядного канала ГРТ и возникновение в плазме не скомпенсированного в радиальном направлении заряда. Соответственно в плазме возникает электрическое поле

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi n_e e x, \quad (12)$$

стремящееся восстановить квазинейтральность плазмы в возмущенном слое (где x – толщина разделения пространственного заряда, σ – поверхностная плотность заряда). Скорость изменения этого поля будет определяться скоростью ухода заряда с поверхности диэлектрического разрядного канала, т.е. временем разрядки емкости $C_{ГРТ}$:

$$\tau = C_{ГРТ} \cdot R_c \sim 60 \text{ пФ} \cdot 100 \text{ Ом} \sim 6 \text{ нс}. \quad (13)$$

Поскольку в разрядном контуре $C \gg C_0 > C_{ГРТ}$, то после разрядки $C_{ГРТ}$ должен начаться процесс ее зарядки и т.д. Соответственно в результате разрядки накопительной емкости в активной среде возникает поперечное переменное электрическое поле с частотой ~ 100 МГц, т.е. в активной среде возникает ВЧ-разряд, обеспечивающий накачку активной среды. Наличие поперечного электрического поля в плазме устраняет условия для возникновения положительной обратной связи, усиливающей локальные флуктуации электронной плотности в разряде.

Из вышесказанного следует, что экспериментально должен наблюдаться ток смещения заряда не только в процессе зарядки емкостных составляющих, но и при разрядке собственной емкости ГРТ, т.е. в течение всего времени разрядки накопительного конденсатора. Периодический процесс зарядки и разрядки $C_{ГРТ}$ должен обеспечивать задержку тока смещения заряда на полпериода ВЧ-разряда, при измерении этого тока со стороны катода разрядного канала по отношению к току со стороны анода.

4. Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение

Исследования проводились с газоразрядными трубками на парах стронция, разрядный канал которых выполнен из BeO-керамической трубки с внутренним диаметром и длиной: № 1 – 2,6 и 100 см; № 2 – 1,5 и 50 см соответственно. В качестве буферного газа использовался гелий. Накачка активной среды осуществлялась по схеме прямого разряда накопительного конденсатора и в схеме Блюмлейна [11]. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25. Регистрация импульсов тока и напряжения проводилась с помощью поясов Роговского, токового пробника Р6022 и пробника напряжения Р6015А соответственно. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS-3032. Для измерения токов смещения зарядов была использована методика [33, 34], модернизированная применительно к лазерам на самоограниченных переходах [27]. Параллельно ГРТ располагался медный стержень диаметром ~ 5 мм на расстоянии $\sim 7\text{--}10$ см, один конец которого соединялся с анодом ГРТ, а второй заземлялся. Ток, протекающий через медный стержень, измерялся поясом Роговского. Расположение стержня относительно ГРТ определялось единственным условием, чтобы он не приводил к существенному изменению собственной емкости ГРТ.

Измерения электрофизических параметров импульсов возбуждения исследуемых ГРТ приведены на рис. 3–6. Все измерения проводились при выходе лазера на стационарный рабочий режим, когда средняя мощность генерации не изменялась. Параметры накачки и активной среды, при ко-

торых проводились измерения, приведены в подписях к соответствующим рисункам. Оптимизация параметров накачки с целью реализации максимальной средней мощности генерации не проводилась.

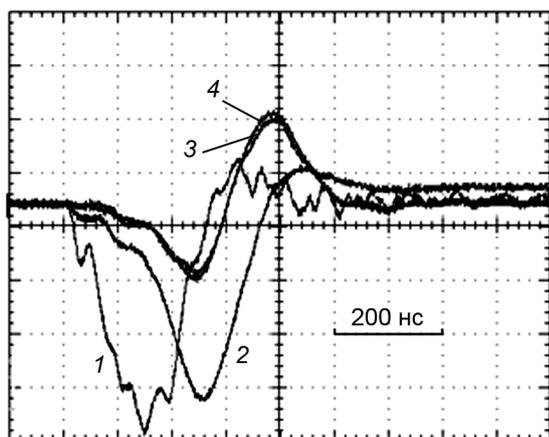


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения (кр. 1), тока, протекающего через ГРТ (кр. 2), и токов смещения зарядов, измеренных вдоль разрядного канала, со стороны анода (кр. 3) и катода ГРТ (кр. 4) соответственно, при следующих параметрах: давление буферного газа $p_{\text{He}} \sim 80$ Торр; частота следования импульсов возбуждения $f = 8,6$ кГц; емкость накопительного конденсатора $C \sim 2400$ пФ; Напряжение на выпрямителе $U = 5,8$ кВ и средний ток $I = 330$ мА; средняя мощность генерации $P = 3,2$ Вт

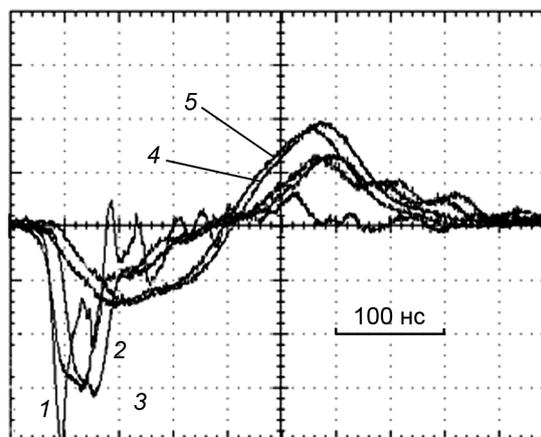


Рис. 4. Осциллограммы импульсов напряжения (кр. 1), тока, протекающего через ГРТ (кр. 2) и тиратрон (кр. 3) соответственно, токов смещения зарядов, измеренных вдоль разрядного канала, со стороны анода (кр. 4) и катода ГРТ (кр. 5) соответственно, при следующих параметрах: $p_{\text{He}} \sim 80$ Торр; $f = 12,9$ кГц; $C \sim 1200$ пФ; $U = 4,25$ кВ; $I = 220$ мА; $P = 0,45$ Вт

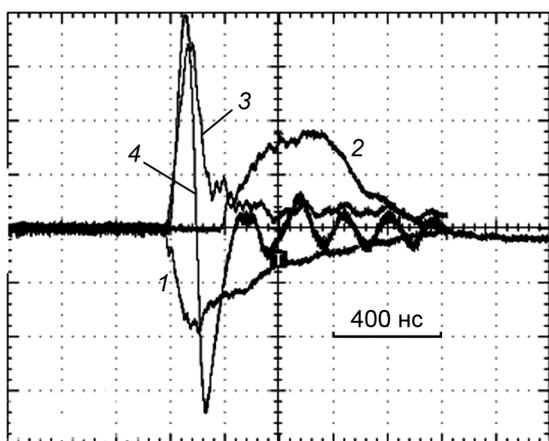


Рис. 5. Осциллограммы импульсов напряжения (кр. 1), тока, протекающего через ГРТ (кр. 2), и тиратрон (кр. 3) соответственно, тока смещения зарядов, измеренного вдоль разрядного канала (кр. 4) при следующих параметрах: $p_{\text{He}} \sim 80$ Торр; $f = 12,9$ кГц; (накопитель – Блюмлейн) $C1 = C2 \sim 1200$ пФ; $U = 3,5$ кВ; $I = 275$ мА; $P = 0,68$ Вт

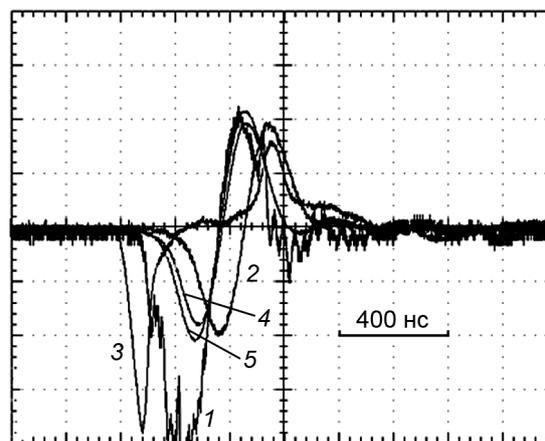


Рис. 6. Осциллограммы импульсов напряжения (кр. 1), тока, протекающего через ГРТ (кр. 2) и тиратрон (кр. 3) соответственно, токов смещения зарядов, измеренных вдоль разрядного канала, со стороны анода (кр. 4) и катода ГРТ (кр. 5) соответственно, при следующих параметрах: $p_{\text{He}} \sim 80$ Торр; $f = 12,9$ кГц; (накопитель – Блюмлейн) $C1 = C2 \sim 1200$ пФ; $U = 3,4$ кВ; $I = 260$ мА; $P = 0,82$ Вт

На рис. 3 представлены осциллограммы электрофизических параметров импульсов возбуждения для ГРТ № 1, последующие рисунки относятся к ГРТ № 2. Во всех исследуемых режимах наблюдались токи смещения заряда как в процессе зарядки емкостных составляющих разрядного контура, так и в процессе разрядки собственной емкости ГРТ. Величина задержки токов смещения

изменялась в зависимости от условий накачки и параметров разрядного контура от $\sim 6\text{--}10$ нс до $\sim 25\text{--}30$ нс, что соответствует изменению частоты ВЧ-разряда от ~ 90 до ~ 20 МГц.

Как показали исследования, частота ВЧ-разряда снижается с увеличением величины собственной емкости ГРТ, а возрастает с увеличением напряжения на накопительном конденсаторе и давления буферного газа (см. рис. 4–6) [8–11]. Для увеличения емкости $C_{\text{ГРТ}}$ мы использовали обратный токопровод из листовой меди, расположенный поверх ГРТ и соизмеримый с длиной разрядного канала (рис. 6). Снижение частоты ВЧ-разряда с ростом емкости $C_{\text{ГРТ}}$ обусловлено увеличением времени зарядки и разрядки (13) этой емкости, в то время как увеличение частоты ВЧ-разряда с ростом напряжения и давления буферного газа обусловлено уменьшением сопротивления R_c . Уменьшение сопротивления R_c с ростом давления буферного газа происходит за счет сдвига вправо ВАХ горения разряда в ХБЗ по левой ветви кривой Пашена. Это обуславливает наличие оптимального давления буферного газа, при котором реализуется максимальная средняя мощность генерации Sr-лазера [8–11].

Для наглядной демонстрации наличия ВЧ-разряда в активной среде лазера были дополни-

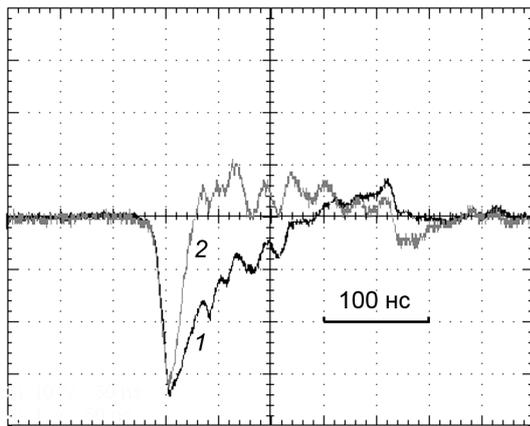


Рис. 7. Импульсы напряжения на ГРТ (кр. 1) и на пластине (кр. 2), расположенной параллельно ГРТ, при следующих параметрах накачки: $p_{\text{He}} \sim 80$ Торр; $f = 12,0$ кГц; $C \sim 1200$ пФ; $U = 5,0$ кВ; $I = 190$ мА

тельно проведены измерения характера изменения заряда (напряжения, поскольку $q = CU$) на собственной емкости ГРТ. С этой целью параллельно ГРТ располагалась пластина из листовой меди (5×7 см) на расстоянии ~ 1 см от ГРТ. Соответственно разрядный канал ГРТ и пластина представляют конденсатор, и на пластине в процессе зарядки собственной емкости ГРТ должен появляться заряд. Чтобы обеспечить постоянную времени разрядки пластины $\sim C_{\text{ГРТ}} \cdot R_c$, пластина должна быть шунтирована сопротивлением $R_{\text{ш}} \leq R_c$. Соответственно можно также оценить сопротивление R_c холодных буферных зон, зная величину сопротивления $R_{\text{ш}}$. Рис. 7, где приведены импульсы напряжения на ГРТ и напряжения на пластине при $R_{\text{ш}} \sim 100$ Ом, подтверждает существование поперечного ВЧ-разряда в активной среде. Приведенную здесь зависимость (кривая 2) необходимо рассматривать как качественную иллюстрацию процесса формирования ВЧ-разряда в активной среде, поскольку данный способ измерения приводит к увеличению собственной емкости ГРТ и соответственно к снижению частоты ВЧ-разряда.

Заключение

Проведенные исследования показали, что электрофизические процессы в разрядном контуре, кинетика процессов в активной среде и энергетические характеристики излучения ЛСПМ зависят от расположения электродов в газоразрядной трубке.

В типичных условиях накачки активной среды, когда электроды в газоразрядной трубке расположены в ХБЗ на расстоянии > 1 см от разрядного канала, в этих зонах загорается аномальный тлеющий разряд в процессе зарядки емкостных составляющих разрядного контура от накопительного конденсатора. В этом случае ВАХ аномального тлеющего разряда в ХБЗ развивается по правой кривой Пашена с сильным ростом тока и резким падением напряжения.

В холодных буферных зонах возникает затрудненный разряд в процессе зарядки емкостных составляющих от накопительного конденсатора, когда электроды в газоразрядной трубке расположены в ХБЗ на расстоянии $\leq 1\text{--}3$ мм от разрядного канала. В этом случае после зажигания разряда на правой ветви кривой Пашена в процессе роста тока, сопровождающегося нагревом газа, происходит переход разряда на левую ветвь кривой Пашена. В активной среде инициируется ВЧ-разряд с момента пробоя, который обеспечивает эффективную накачку активной среды Sr-лазера и устраняет условия для возникновения положительной обратной связи, усиливающей локальные флуктуации электронной плотности в разряде. При этом реализуется аperiodический разряд накопительного конденсатора, что обеспечивает согласование источника питания с нагрузкой и быструю релаксацию метастабильных состояний атомов активной среды в межимпульсный период.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – № 9. – С. 1762.
2. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // ЖТФ. – 1997. – Т. 67. – № 4. – С. 25.
3. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 62. – № 1. – С. 26.
4. Климкин В.М. // Препринт ИОА СО РАН № 1. – Томск, 1999.
5. Klimkin V. M. // Proc. SPIE. – 2002. – V. 4747. – P. 164.
6. Климкин В.М. // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – № 18. – С. 16.
7. Солдатов А.Н., Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д. и др. Импульсно-периодические лазеры на парах стронция и кальция / под ред. А.Н. Солдатова, Е.Л. Латуша. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2012. – 526 с.
8. Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 11. – С. 1051.
9. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Полунин Ю.П. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 1. – С. 6.
10. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В. и др. // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – № 1. – С. 31.
11. Васильева А.В., Латуш Е.Л., Полунин Ю.П. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5/2. – С. 62.
12. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Интеллект, 2009.
13. Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А. // Опт. и спектр. – 1984. – Т. 7. – Вып. 1. – С. 99.
14. Carman R.J., Brown D.J.W., and Piper J.A. // IEEE J. Quantum Electron. – 1994. – V. 30. – No. 8. – P. 1876.
15. Юдин Н.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е. // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28. – № 3. – С. 273.
16. Исаев А.А., Михкельсоо В.Т., Петраш Г.Г. и др. // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – № 12. – С. 2510.
17. Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И. // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7. – № 7. – С. 1264.
18. Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – № 10. – С. 911.
19. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 16. – Вып. 1. – С. 40.
20. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А. и др. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. – М.: Научная книга, 1998.
21. Baille P., Chang Jen-Shih, Claude A., et al. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1981. – V. 14. – P. 1485.
22. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – № 7. – С. 602.
23. Юдин Н.А. // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 7. – С. 583.
24. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 27. – № 5. – С. 183.
25. Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С. // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 1. – С. 23.
26. Юдин Н.А., Губарев Ф.А., Суханов В.Б. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5/2. – С. 41.
27. Юдин Н.А. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 5/2. – С. 113.
28. Юдин Н.А., Третьякова М.Р., Юдин Н.Н. // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 3. – С. 254.
29. Hogan G.P. and Webb C.E. // Opt. Commun. – 1995. – V. 117. – No. 5. – P. 570.
30. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди. – М.: Физматлит, 2005.
31. Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Чирков А.С. // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – Вып. 1. – С. 59.
32. Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полунин Ю.П. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 12. – С. 79.
33. Абрамов А.Г., Асиновский Э.И., Василяк Л.М. // Физика плазмы. – 1988. – Т. 14. – С. 979.
34. Месяц Г.А., Шпак В.Г. // Приборы и техника эксперимента. – 1978. – № 6. – С. 5.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия
E-mail: yudin@tic.tsu.ru

Поступила в редакцию 29.10.12.

Юдин Николай Александрович, д.т.н., профессор;
Костыря Игорь Дмитриевич, ст. науч. сотр.;
Полунин Юрий Петрович, ст. науч. сотр.;
Юдин Николай Николаевич, студент.