

Импульсные ионные лазеры с полым катодом: параметры накачки и генерации

С.П.Зинченко, И.Г.Иванов

Для ионных лазеров, возбуждаемых в плазме разряда с полым катодом импульсами тока микросекундной длительности путем накачки рабочих атомов при столкновениях 2-го рода с ионами и метастабильными атомами буферного газа, экспериментально найдены оптимальные для генерации условия разряда. Измерения мощности излучения лазеров на Кг и парах Zn, Cd, Hg, Tl, Cu, Ga в трубках с катодами различных диаметров показали, что импульсная мощность достигает десятков ватт, а средняя мощность в трубках с катодами диаметром 2 см, длиной 40 см и более приближается к 1 Вт. При этом для большинства сред генерация наблюдается одновременно на нескольких линиях (многоволновой режим). Реализована генерация на трехкомпонентной (He–Kr–Hg) смеси в многоволновом режиме на синей, красной и ИК лазерных линиях.

Ключевые слова: ионный лазер, накачка столкновениями 2-го рода, разряд с полым катодом, многоволновой лазер.

1. Введение

Ионные лазеры на парах металлов и инертных газах выгодно отличаются своей способностью излучать в коротковолновой части спектра (видимой и др.), а также одновременно генерировать на нескольких лазерных линиях. Наряду с традиционным способом накачки ионных переходов в газовых лазерах в плазме положительного столба (ПС) разряда продольного типа, для тех переходов, которые возбуждаются соударениями 2-го рода с атомами буферного газа, известен более эффективный способ накачки: в области отрицательного свечения (ОС) анодного тлеющего разряда с полым катодом (РПК). Преимущество разряда этого типа перед продольным разрядом обсуждается в [1, 2].

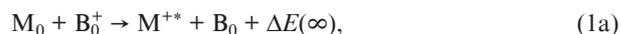
Поскольку в РПК могут образовываться пространственные неоднородности, связанные с переходом разряда из тлеющего в дуговой, в стационарном и квазистационарном режимах работы не удавалось реализовать оптимальную мощность накачки, в результате чего мощность генерации на линиях не достигала максимальных значений. Ранее [3] нами было показано, что при возбуждении РПК короткими импульсами тока микросекундной длительности (0.1–10 мкс) можно избежать развития неоднородностей плазмы разряда, а следовательно, поднять уровень накачки активной среды. Кроме того, изменяя частоту следования импульсов, можно регулировать среднее значение вкладываемой мощности накачки и мощности лазерного излучения. В [4, 5] нами были проведены теоретические исследования кинетики активных сред лазеров с РПК на парах металлов с накачкой в процессах переза-

рядки, позволившие объяснить поведение инверсии во времени для известных и ряда новых ионных лазерных переходов металлов. Однако на данный момент детальное изучение энергетических характеристик импульсных ионных лазеров с РПК еще не завершено.

В настоящей работе для большой группы наиболее эффективных лазеров с РПК на ионных переходах Zn, Cd, Hg, Tl, Cu, Ga и Кг путем оптимизации условий разряда, а именно геометрии полости катода, концентрации рабочих атомов и атомов буферного инертного газа (He, Ne), а также амплитуды, длительности и частоты следования импульсов тока, экспериментально определены предельные энергетические характеристики лазеров – средняя и пиковая (импульсная) мощности излучения. В результате были получены мощности, значительно превышающие соответствующие значения в непрерывном и квазинепрерывном режимах.

2. Механизмы создания инверсии и оптимальная концентрация рабочих атомов и атомов буферного газа

Накачка ионных квантовых состояний металлов и тяжелых инертных газов в смесях с легким буферным инертным газом в области ОС РПК-активной среды рассматриваемых лазеров реализуется за счет неупругих столкновений 2-го рода атомов металла с ионами буферного газа (перезарядка):

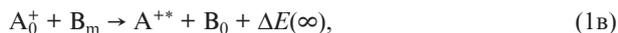


где M_0 и M^{+*} – атом в основном энергетическом состоянии и возбужденный ион металла; V_0 и V_0^+ – атом и ион буферного инертного газа в основных состояниях; $\Delta E(\infty)$ – разность энергий ионов V_0^+ и M^{+*} . Накачка осуществляется также вследствие неупругих столкновений 2-го рода атомов металла или ионов тяжелого инертного газа с метастабильными атомами буферного газа (пеннинговская ионизация и резонансная передача возбуждения соответственно):

С.П.Зинченко. Южный научный центр РАН, Россия, 344006 Ростов-на-Дону, ул. Чехова, 41; e-mail: tres-3@mail.ru

И.Г.Иванов. Южный федеральный университет, физический факультет, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5; e-mail: ig.ivanov@mail.ru

Поступила в редакцию 20 апреля 2011 г., после доработки – 21 февраля 2012 г.



где B_m – возбужденный (метастабильный) атом буферного газа; A_0^+ и A^{++} – ион тяжелого инертного газа (Kr и др.) в основном и возбужденном состояниях. Реакции (1a) и (1v) являются «резонансными» с $\Delta E(\infty) \sim kT$, реакция (16) может протекать при любом $\Delta E(\infty) > 0$, поскольку избыточная энергия ΔE при разлете тяжелых частиц уносится электроном.

Особенности плазмы ОС РПК обеспечивают ее преимущества перед плазмой ПС при накачке уровней M^{++} и A^{++} в реакциях (1), главным из которых является наличие у распределения электронов по энергиям в ОС РПК (по сравнению с максвелловским распределением в ПС) избытка как быстрых, так и тепловых электронов [6]. Группа быстрых электронов приобретает в области катодного падения (КП) потенциала U_{cf} энергию $\varepsilon_0 \approx eU_{cf}$ (например, в импульсном РПК $\varepsilon_0 \leq 2$ кэВ) и осуществляет в ОС преимущественную эффективную ионизацию и возбуждение буферного инертного газа (создает энергетические доноры B_0^+ и B_m для реакций (1)). Группа тепловых электронов со средней энергией $kT_c \sim 1$ эВ в результате эффективных сверхупругих столкновений перераспределяет ионы M^{++} и A^{++} по близкорасположенным квантовым уровням [3–5, 7].

Парциальное сечение перезарядки $Q_{ch-tr}^i = \xi_i Q_{ch-tr}$ (1a) на i -й ионный уровень M^{++} определяется парциальным коэффициентом перезарядки ξ_i – вероятностью заселения i -го уровня ($\xi_i \leq 1$ и $\sum_i \xi_i = 1$; Q_{ch-tr} – полное сечение перезарядки на все уровни M^{++}). Скорость заселения i -го возбужденного ионного уровня металла $M^{++}(i)$ в процессах перезарядки

$$W_{ch-tr}^i = N(B_0^+) N(M_0) K_{ch-tr}^i = \xi_i W_{ch-tr} \\ = \frac{W(B_0^+) N(M_0) \xi_i K_{ch-tr}}{v(B_0^+) + N(M_0) K_{ch-tr}}. \quad (2)$$

Здесь N – концентрация частиц; $K_{ch-tr}^i = \overline{VQ_{ch-tr}^i} = \xi_i \overline{VQ_{ch-tr}}$ – константа заселения i -го уровня, т.е. усредненное по относительным скоростям V сталкивающихся частиц парциальное сечение перезарядки Q_{ch-tr}^i ; K_{ch-tr} – полная константа перезарядки; W_{ch-tr} – полная скорость перезарядки на все уровни M^{++} ; $W(B_0^+)$ – скорость ионизации буферного газа; $v(B_0^+)$ – суммарная частота дезактивации ионов B_0^+ в результате амбиполярной диффузии и рекомбинации; $N(M_0) K_{ch-tr}$ – суммарная частота дезактивации этих ионов в процессах перезарядки.

Максимальная скорость накачки отвечает оптимальной концентрации рабочих атомов $N(M_0)^{opt}$, когда дезактивация ионов B_0^+ происходит преимущественно в реакциях перезарядки и когда число быстрых электронов, производящих B_0^+ , еще велико, т.е. когда

$$N(M_0) K_{ch-tr} \geq v(B_0^+). \quad (3)$$

В этом случае из (2) имеем

$$W_{ch-tr}^i \approx \xi_i W(B_0^+), \\ W_{ch-tr} \approx W(B_0^+), \quad (4)$$

т.е. при $N(M_0)^{opt}$ суммарная скорость накачки всех уровней M^{++} в ОС РПК в процессах перезарядки есть $W(B_0^+)$. Например, оптимальные концентрации для смесей He–Hg и Ne–Tl таковы: $N(Hg_0)^{opt} \geq 2.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N(Tl_0)^{opt} \geq 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В случае накачки уровней M^{++} в результате пеннинговской ионизации (16) либо уровней A^{++} при резонансной передаче возбуждения (1v) также справедливы соотношения, аналогичные (2)–(4).

В РПК с катодной полостью цилиндрической формы при оптимальной концентрации паров металла зависимость $W(B_0^+)$ от давления буферного газа определяется двумя факторами: снижением числа быстрых электронов в радиальном направлении на их пути от границы зона КП–ОС (вблизи стенки катодной полости) к оси ОС за счет неупругих ионизирующих столкновений, а также ростом концентрации таких электронов в результате их «фокусировки» в приосевой зоне. Если на границе зона КП–ОС начальная энергия электрона $\varepsilon_0 \approx eU_{cf}$, то при эффективном сечении ионизации газа q_i и средней энергии, теряемой электроном на ионизацию, $\sim 2\varepsilon_i$ (ε_i – потенциал ионизации газа), критерий оптимальной концентрации газа $N(B)^{opt}$ можно получить исходя из того, что полная длина пробега λ быстрого электрона должна быть равна радиусу катодной полости $R_{cat} = d_{cat}/2$, т.е.

$$\lambda \approx \frac{eU_{cf}}{2q_i \varepsilon_i N(B)^{opt}} \approx \frac{d_{cat}}{2}. \quad (5)$$

Для исследуемых смесей с накачкой в процессах перезарядки в РПК при длительности импульса тока 0.5–1 мкс и $U_{cf} \approx 2 \times 10^3$ В соотношения подобия, которые можно найти из (5), имеют следующий вид: $N(He)^{opt} d_{cat} \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ и $N(Ne)^{opt} d_{cat} \approx 9 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Аналогичным образом может быть получен критерий и для реакций (16) и (1v).

3. Оптимальный ток разряда

При питании РПК импульсами тока микросекундной длительности нарушение однородности разряда (возникновение дуги), в отличие от квазистационарного режима, происходит в области более высоких токов, поскольку неоднородности не успевают развиться в течение нескольких единиц (или долей) микросекунд, и поэтому в импульсном РПК легко удается достичь плотностей тока с поверхности катода, равных единицам $A/\text{см}^2$, т.е. на порядок больших, чем в стационарном и квазистационарном режимах. Кроме того, как оказалось, величина U_{cf} растет при укорочении импульса, и при длительности импульса тока $\tau \sim 1$ мкс она в несколько раз превышает значение U_{cf} в стационарном и квазистационарном разрядах; соответственно возрастают энергия ε_0 монокинетических электронов, а также скорости накачки в реакциях (1). С ростом ускоряющего напряжения растет и относительное число таких электронов [8]. По сравнению со стационарным РПК это позволяет увеличить диаметр полости катода, т.е. объем активной среды, без снижения эффективности накачки. Увеличение диаметра сопровождается дополнительным ростом U_{cf} и ε_0 .

Для создания активной среды лазеров использовались разрядные трубки, показанные на рис.1. Исследованные нами вещества (Zn, Cd, Hg, Tl, Cu, Ga и Kr) химически не взаимодействуют с электродами трубки и потенциально пригодны для генерации на нескольких длинах волн с на-

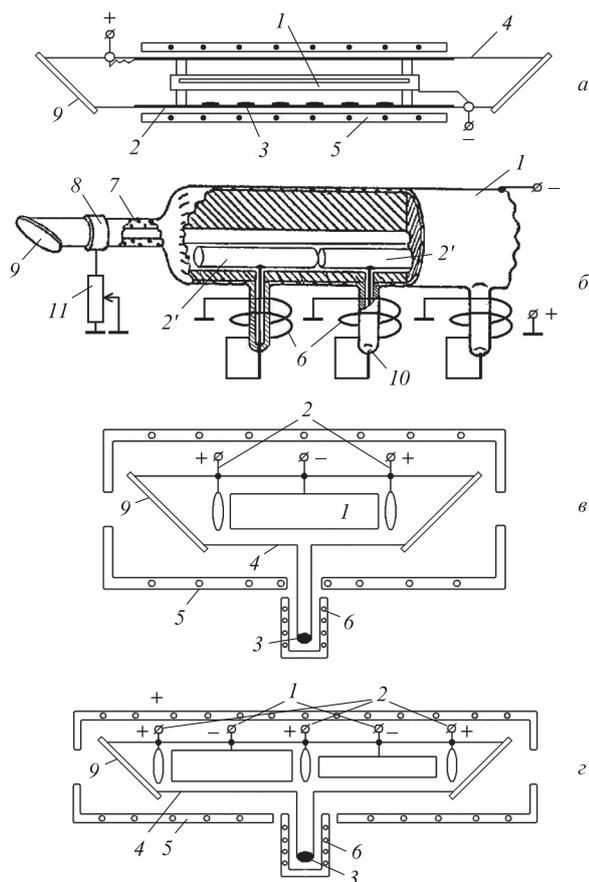


Рис. 1. Схемы разрядных трубок лазеров с РПК, возбуждаемых импульсами тока микросекундной длительности, поперечного (*a, б*) и продольно-поперечного (*в, з*) типов; *з* – трубка с катодами различного диаметра для измерения удельной мощности излучения: 1 – катод (катодный блок – на рис. б); 2 – аноды (2' – секции анода); 3 – рабочее вещество; 4 – вакуумная оболочка трубки (стекло, кварц или керамика); 5 – термостат (нагреватель трубки); 6 – нагреватель испарителя; 7 – концевая «запирающая катафорезная» секция с дополнительным анодом 8; 9 – брюстеровское окно; 10 – испаритель; 11 – балластный резистор запирающей секции.

качкой в соударениях 2-го рода, а их оптимальное для РПК давление паров (10–50 Па), позволяющее добиться полной передачи возбуждения от буферного газа при ударах второго рода (см. (3), (4)), легко создать путем термоиспарения при умеренных температурах [1, 2]. Импульс тока формировался путем полного разряда накопительной LC-линии через разрядный промежуток и коммутатор-тиратрон или путем частичного разряда линии через лучевой тетрод.

4. Малая частота следования импульсов

Эксперименты показали, что при частоте следования импульсов тока f вплоть до единиц килогерц и при оптимальном значении тока импульсная мощность для всех исследованных накопительных линий не зависела от частоты. В табл. 1 приведены значения ненасыщенного коэффициента усиления и удельной импульсной мощности излучения для наиболее интенсивных переходов в спектрах ионов Zn, Cd, Hg, Tl, Cu, Ga и Kr при оптимальных условиях возбуждения и $f = 1$ кГц.

Отметим, что для каждого из веществ генерация наблюдалась как на отдельных лазерных линиях, так и одновременно на всех, т. е. в многоволновом режиме. Видно,

Табл. 1. Характеристики лазеров с РПК при оптимальных концентрациях компонент активной среды и малом значении f ($f = 1$ кГц, $\tau = 1$ мкс, «щелевой» катод с диаметром полости $d_{\text{cat}} = 0.6$ см).

Частица	Длина волны излучения (нм)	Буферный газ (механизм накачки)	Плотность тока разряда (A cm^{-2})	Ненасыщенный коэффициент усиления ($\text{дБ}\cdot\text{м}^{-1}$)	Удельная мощность излучения ($\text{Вт}\cdot\text{см}^{-3}$)
Zn II	491.2	He (ПЗ)	0.43	7	0.15
	492.4		0.43	7.5	0.15
	610.2		0.22	2	–
	758.8		0.28	5	0.017
	589.4		He (ПИ)	0.54	3.5
747.9	He (ПИ)	0.20	5	–	
Cd II	441.6	He (ПИ)	0.15	4.5	0.04
	533.7	He (ПЗ)	0.15	4.5	0.04
	537.8		0.15	4.5	0.04
	636.0		0.095	2.5	–
	728.4		0.15	6	–
806.7	0.15		7.5	–	
Hg II	615.0	He (ПЗ)	0.9	39	> 0.50
	794.5		0.6	35	–
Tl II*	595.0	Ne (ПЗ)	0.34	15	0.47
	695.0		0.15	9	0.10
	707.0		0.1	3.8	0.05
Cu II	780.8	He (ПЗ)	~1,0	33,5	0,40
Ga II	633.4	Ne (ПЗ)	0.6	13	–
	719.8		0.6	10.7	–
Kr II	431.8	He (РПВ)	1.5	< 2	–
	469.4		6	~0.50	

Примечание: ПЗ – перезарядка; ПИ – пеннинговская ионизация; РПВ – резонансная передача возбуждения; * $d_{\text{cat}} = 0.9$ см.

что наилучшими характеристиками обладают лазеры на смесях гелий–пары ртути, гелий–пары меди и неон–пары таллия при накачке в процессах перезарядки (1а), а также лазеры, работающие в коротковолновой части спектра на смесях гелий–пары кадмия и гелий–криптон при накачке в реакции (1б) и (1в). Сравнение показывает, что мощность при микросекундной накачке существенно больше мощности в непрерывном и квазинепрерывном режимах возбуждения. Например, для линий 615 нм иона Hg^+ и 780.8 нм иона Cu^+ удельная мощность $P_{\text{p}}^{\text{спец}} = 0.5$ и 0.4 $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-3}$ соответственно по сравнению с 0.023 [9] и 0.01 $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-3}$ [10] в квазинепрерывном режиме.

На рис. 2 приведены типичные временные характеристики лазера на смеси гелия с парами ртути, а также зависимости ряда лазерных параметров от длительности импульса тока τ . Насыщение мощности излучения вызывается накоплением в плазме ОС РПК тепловых электронов и включением процессов перераспределения ионов M^{+*} по уровням за счет девозбуждающих столкновений с ними [3]. Измерения показали, что при любых τ в случае использования трубки с катодом наибольшего диаметра (4 см) достигались максимальные полная мощность излучения и КПД.

5. Высокая частота следования импульсов

Измерения импульсной и средней мощностей излучения в импульсно-периодическом режиме проводились при $f \leq 10$ кГц и $\tau = 0.3$ –1 мкс. В диапазонах $f = 0$ –5 кГц для лазеров на парах ртути и таллия и $f = 0$ –2 кГц для лазера

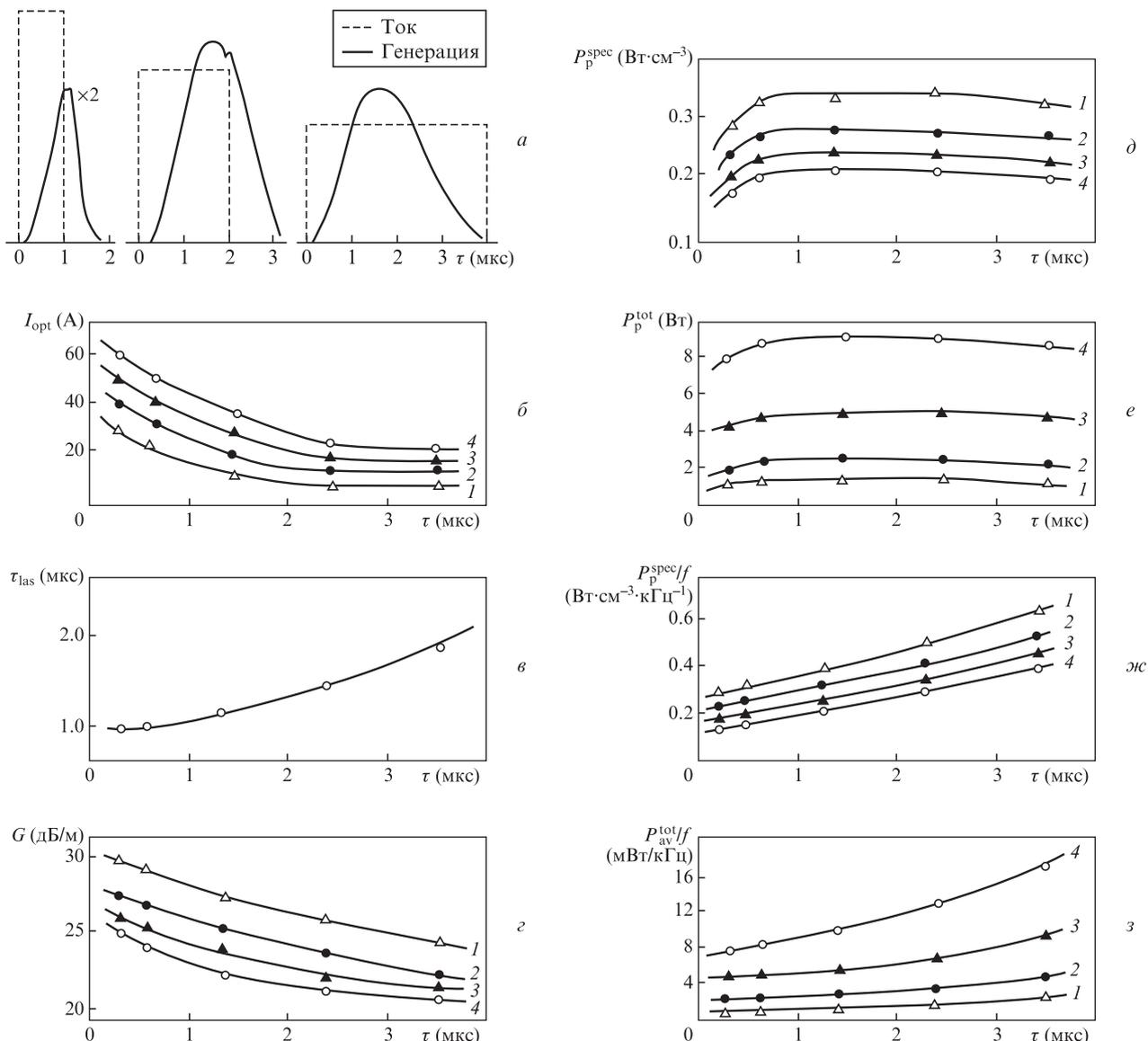


Рис.2. Осциллограммы импульсов тока и генерации (а), а также зависимости оптимального тока накачки (б), длительности импульса генерации (в), коэффициента усиления (з), удельной импульсной (д) и полной импульсной (е) мощности от длительности импульса тока накачки. Лазерная линия 615 нм иона HgII, катоды диаметром 0.6 (1), 0.9 (2), 1.4 (3) и 2.0 см (4), давление гелия 1.1 кПа.

на парах кадмия импульсная мощность P_p была максимальной и не зависела от f , а средняя мощность P_{av} увеличивалась линейно с ростом частоты. При дальнейшем увеличении частоты следования импульсов величина P_p начинала падать, а P_{av} испытывала насыщение при оптимальном значении f и далее снижалась (рис.3).

Измерения при $f = 10 - 100$ кГц проводились в случае возбуждения РПК цугами импульсов, число которых в цуге варьировалось от двух (метод сдвоенных импульсов) до 75 при $\tau = 0.3 - 1.0$ мкс (рис.4). Обнаружено, что за время между двумя соседними импульсами происходит неполный распад плазмы и накапливаются тепловые электроны, т.е. к приходу каждого последующего импульса в полости катода имеется остаточная проводимость, в результате чего напряжение разряда $U \approx U_{cf}$ несколько снижается (рис.4,б). Накопление электронов интенсифицирует процессы электронного девозбуждения уровней [3], а уменьшение U_{cf} приводит к некоторому снижению ско-

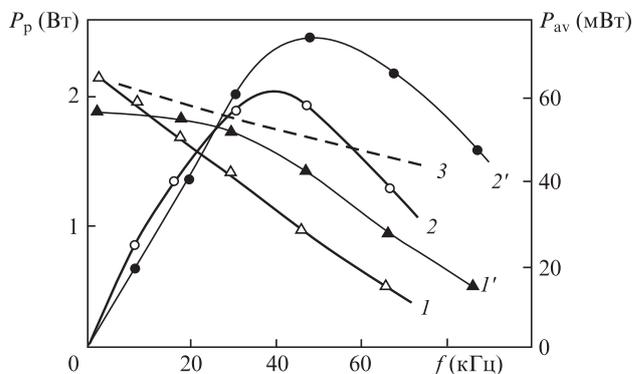


Рис.3. Зависимости импульсной (I, I') и средней ($2, 2'$) мощностей излучения иона HgII на линии 615 нм от частоты следования импульсов при длительности импульса тока 1 мкс (I и 2) и 0.3 мкс (I' и $2'$); 3 – расчет. Диаметр катода 0.9 см.

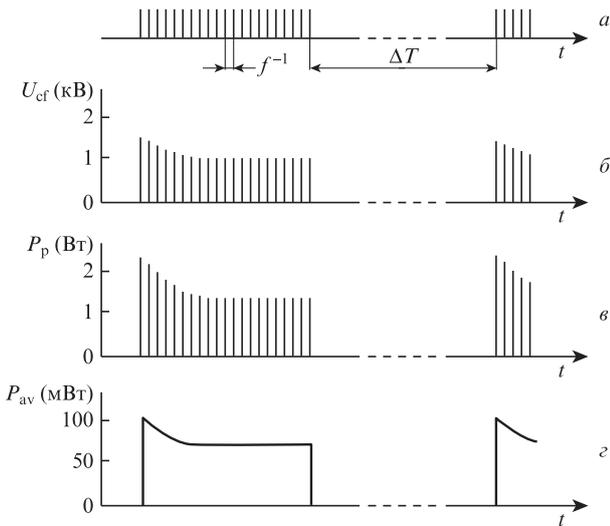


Рис.4. Осциллограммы цугов импульсов тока (а), напряжения на трубке $U \approx U_{cf}$ (б), а также импульсная (е) и средняя (з) мощности излучения на линии 615 нм иона Hg II. Диаметр катода 0.9 см, $f = 40$ кГц, $\tau = 1$ мкс.

рости создания V_0^+ и V_m в ОС за счет уменьшения энергии быстрых «первичных» электронов [8].

В табл.2 для различных τ и d_{cat} приведены оптимальные значения f (соответствующие максимальной P_{av}) в импульсно-периодическом режиме и отвечающие им значения P_p и P_{av} , а также мощности при малых f . Видно, что если при малых частотах и $\tau = 1$ мкс средняя мощность (см. рис.2) больше, чем при $\tau = 0.3$ мкс, то при $f > 20$ кГц

Табл.2. Характеристики He–Cd-, He–Hg-, Ne–Tl- и He–Kr-лазеров с РПК при большой частоте следования импульсов.

Частота	Длина волны излучения (нм)	d_{cat} (длина полости катода (см))	τ (мкс)	I_p (А)	f (кГц)	P_p (Вт) (P_p^{spec} (Вт·см ⁻³))	P_{av} (мВт) (P_{av}^{spec} (мВт·см ⁻³))
Cd II	441.6	0.9 (40)	1.0	20	13 ¹⁾	3.5 (0.14) ²⁾	46 (1.8)
	533.7	0.9 (40)	1.0	15	13 ¹⁾	0.5 (0.02)	6.5 (0.26)
	537.8		0.3	125	50 ¹⁾	6.3 (0.26)	310 (12.4) ³⁾
Hg II	615.0	0.9 (40)	1.0	180	10	32 (0.25)	380 (2.6) ⁴⁾
			0.3	205	34 ¹⁾	15 (0.12)	610 (5.1) ³⁾
		2.0 (100)	0.3	650	10	72 (0.23)	720 (2.1) ⁴⁾
			1.0	290	28 ¹⁾	29 (0.06)	970 (2.5) ³⁾
		4.0 (40)	0.3	320	31 ¹⁾	42 (0.084)	1300 (2.0) ³⁾
Tl II	595.0	0.9 (40)	1.0	40	10	10 (0.23)	130 (5.1) ⁴⁾
				45	22 ¹⁾	5.2 (0.2)	160 (6.4) ³⁾
		1.45 (40)	0.5	70	18 ¹⁾	9.8 (0.14)	195 (3) ³⁾
Kr II	469.4	0.8 (40)	0.5	140	1	~10 (0.5)	12.5 (0.62)
					15 ¹⁾	~5 (0.25)	90 (4.5) ¹⁾

1) – оптимальное значение f ; 2) – до 250 мВт·см⁻³ при малом значении f в трубке с катодом диаметром 0.6 см; 3) – возбуждение цугами импульсов, $\Delta T \approx 4$ мс; 4) – импульсно-периодический режим, значение f ниже оптимального.

картина меняется: большая P_{av} соответствует меньшему значению τ , что определяется менее резким снижением P_p в этом случае. Другими словами, при высоких, в том числе и оптимальных f выгоднее работать с более короткими импульсами тока. Отметим, что зависимости, представленные на рис.3, ведут себя почти одинаково для катодов всех использованных диаметров. Более низкая оптимальная частота следования импульсов для Ne–Tl-, He–Cd- и He–Kr-лазеров определяется тем, что снижение импульсной мощности с ростом f происходит здесь быстрее.

При высоких частотах и при малых давлениях криптона и паров металлов (2–5 Па) происходит некоторое снижение $N(M)$ в приосевых частях трубки, что обусловлено действием катафорезного разделения газовой смеси в области ОС импульсного РПК, где в направлении от оси катода к его стенке действует электрическое поле $E \sim 10^2$ В·см⁻¹. Это делает более плоским радиальный профиль интенсивности лазерных линий [6].

6. Многоволновая генерация в смеси нескольких рабочих веществ

Поскольку в ОС РПК процессы прямой ионизации преобладают над ступенчатыми, при помещении нескольких рабочих веществ (активных сред) в одну разрядную трубку с РПК целесообразен такой подбор веществ, при котором энергия каждой частицы-донора буферного газа (V_0^+ или V_m) не перераспределяется между активными частицами различного сорта, а «накачивает» частицы только одного сорта. Нами найдено, что такой смесью для импульсного РПК является смесь He–Kr–Hg, где накачка ионов Hg⁺⁺ происходит при перезарядке с He₀⁺ (реакция (1а)), а ионов Kr⁺⁺ – при передаче возбуждения от He_m (реакция (1в)). При этом канал разрушения He₀⁺ столкновениями с Kr₀ из-за «несовпадения» энергий их уровней ($\Delta E(\infty) \gg kT$) отсутствует, что позволяет поддерживать более высокое суммарное давление рабочих веществ. Удельная пиковая мощность излучения He–Kr–Hg-лазера на линиях 615.0 и 794.5 нм Hg II и 469.4 нм Kr II достигала в импульсно-периодическом режиме 0.25 Вт·см⁻³. Изменяя давление паров ртути в трубке объемом $V = 40$ см³, можно реализовать три режима генерации (рис.5): при $P(Hg) = 0$ – на синей линии Kr II, при $P(Hg) = 10.7$ Па – на красной линии Hg II (со средней мощностью около 8 мВт·кГц⁻¹ при $f \leq 10$ кГц) и при $P(Hg) = 4.7$ Па – режим

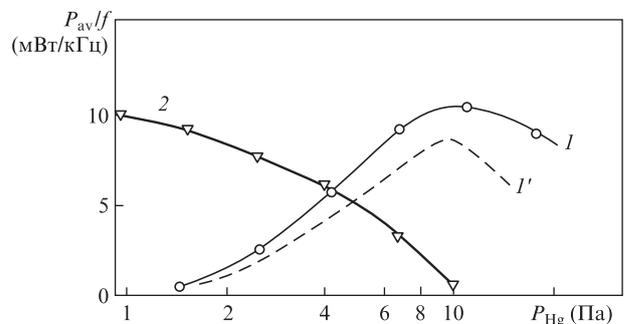


Рис.5. Зависимости средней мощности генерации на линиях 615 нм (Hg II, 1) и 469.4 нм (Kr II, 2) от давления паров ртути в импульсном He–Kr–Hg-лазере с РПК при $P_{He} = 2.5$ кПа, $P_{Kr} = 5$ Па, $j = 0.9$ А/см² (эксперимент). Кривая 1' – результат расчета для линии 615 нм (Hg II) при условном наличии перезарядки в смеси He–Kr с типичной константой $K_{ch-tr} = 10^{-9}$ см³ с⁻¹ (виден выигрыш в мощности при отсутствии перезарядки).

совместной генерации на всех линиях, в том числе и с равными мощностями на синей Кг II и красной Hg II линиях (~ 4 мВт·кГц⁻¹).

7. Заключение

Таким образом, накачка ионных лазеров с РПК микросекундными импульсами тока позволила, по сравнению с непрерывным и квазинепрерывным режимами, значительно поднять коэффициент усиления и мощность излучения при генерации как на отдельных линиях, так и в многоволновом режиме. Продемонстрирована работоспособность активных элементов таких лазеров в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов вплоть до 100 кГц, найдены оптимальные значения f и показано, что средняя мощность излучения активных элементов сравнительно небольших размеров может достигать долей ватта, а при использовании трубок с катодами диаметром 2 см и длиной более 40 см – приближаться к 1 Вт. Можно надеяться на дальнейшее повышение мощности до нескольких ватт при соответствующем увеличе-

нии объема активной среды, т. е. полости катода, что наряду с высокой частотой следования импульсов будет способствовать новым применениям этих лазеров для обработки информации, медико-биологических исследований и др.

1. Ivanov I.G., Sem M.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3403**, 120 (1998).
2. Little C.E. *Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application* (Chichester–New York–Brisbane–Toronto–Singapore: John Wiley & Sons, 1999).
3. Zinchenko S.P., Ivanov I.G., Sem M.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2110**, 150 (1993).
4. Иванов И.Г., Сем М.Ф. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 1016 (2001).
5. Кравченко А.В., Иванов И.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **22**, 1060 (2009).
6. Kalinchenko G.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4243**, 21 (2001).
7. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
8. Зинченко С.П., Иванов И.Г. *Тезисы докл. XV Всерос. симп. «Лазеры на парах металлов» (ЛПМ-2004)* (Ростов-на-Дону: Диапазон, 2004, с. 20).
9. Piper J.A., Webb C.E. *Opt. Commun.*, **13**, 122 (1975).
10. Leigt B., Tobin R.C., Rozsa K., Donko Z. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 2946 (1997).