

Оптимизация и управление выходными характеристиками He–Sr⁺(Ca⁺) рекомбинационных лазеров

Г.Д. Чеботарев, Е.Л. Латуш, А.А. Фесенко*

*Южный федеральный университет,
физический факультет, кафедра квантовой радиофизики
344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5*

Поступила в редакцию 27.03.2008 г.

Проведена экспериментальная оптимизация саморазогревных рекомбинационных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров различной геометрии, выявлены закономерности в поведении параметров возбуждения и выходных характеристик, установлены физические механизмы, определяющие эти закономерности. Показана возможность оперативного управления выходными характеристиками с помощью дополнительных управляющих импульсов тока, формируемых в ближнем послесвечении. С использованием математической модели рассчитаны зависимости характеристик генерации от параметров управляющих импульсов.

Ключевые слова: рекомбинационные He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеры, саморазогревной режим, математическое моделирование.

Введение

He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеры относятся к классу ионных рекомбинационных лазеров на парах металлов [1–4]. Они обеспечивают генерацию на линиях 430,5 и 416,2 нм SrII и 373,7 и 370,6 нм CaII. При возбуждении активной среды короткими импульсами тока происходит двукратная ионизация атомов металла за счет прямой и ступенчатой ионизации электронным ударом. После окончания импульса тока осуществляется накачка ударно-радиационной рекомбинацией двукратных ионов стронция (кальция) $Sr^{++}(Ca^{++}) + 2e \rightarrow Sr^{+*}(Ca^{+*}) + e$; инверсия же достигается в результате эффективной очистки нижних лазерных уровней за счет электронного девозбуждения в метастабильные и основное состояния иона стронция.

В связи с тем что рекомбинационные He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеры обладают ценными для практических применений свойствами — короткими длинами волн, сравнительно высокими для ионных лазеров энергетическими характеристиками и кпд, широкое развитие получили работы, посвященные исследованию физических процессов в активных средах этих лазеров и оптимизации их рабочих режимов [1–18]. Цель настоящей работы заключается в экспериментальной оптимизации саморазогревных активных элементов He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров различной геометрии, поиске закономерностей в поведении параметров возбуждения и выходных характеристик и анализе

физических механизмов, определяющих эти закономерности, а также возможных способов управления характеристиками генерации.

В экспериментах были детально исследованы 5 саморазогревных активных элементов He–Sr⁺-лазеров различной геометрии и один активный элемент He–Ca⁺-лазера.

Геометрические размеры лазерных трубок (активная длина l , внутренний диаметр d и активный объем V), а также типичные условия возбуждения и характеристики генерации представлены в таблице.

Лазерные трубки № 1–4 и 6 имели одинаковую конструкцию, представленную на рис. 1, а. В трубке № 5 (рис. 1, б) был реализован катафорезный ввод паров стронция, обеспечивающий высокую однородность активной среды, при этом испарение стронция происходило из расширения в канале трубки вблизи ее анода в режиме саморазогрева.

На рис. 2 представлены экспериментальные осциллограммы импульсов тока и генерации, а также зависимости средней мощности P_{av} и кпд, удельной энергии импульсов E_{sp} , частоты следования импульсов f и потребляемой мощности P_{in} от давления гелия p_{He} при разных величинах накопительной емкости C для двух He–Sr⁺-трубок № 1 и 3 с существенно различным активным объемом (~80 и ~5,7 см³ соответственно).

Как видно, полученные зависимости имеют схожий характер. Для остальных трубок были получены аналогичные зависимости. Заметим, что достигнутые для He–Sr⁺-трубки № 3 и He–Ca⁺-трубки № 6 значения удельной средней мощности P_{sp} (73 и 50 мВт/см³ соответственно, см. таблицу) являются максимальными для саморазогревных He–Sr⁺- и He–Ca⁺-лазеров с естественным радиационным и конвективным

* Геннадий Дмитриевич Чеботарев; Евгений Леонидович Латуш (latush@phys.rsu.ru); Александр Анатольевич Фесенко (fesenko_@pochta.ru).

Параметры саморазогревных He–Sr⁺ (430,5 нм) (трубки № 1–5) и He–Ca⁺ (373,7 нм) (трубка № 6) лазеров (в скобках даны параметры с учетом перекрытия канала трубки кусочками металла и электродами: эффективный оптический активный объем V_{opt} , а также рассчитанные, исходя из V_{opt} , удельная средняя мощность P_{sp} , удельная энергия импульса генерации E_{sp} и коэффициент полезного действия η)

№ трубки	l , см	d , см	$V(V_{opt})$, см ³	f , кГц	P_{av} , мВт	P_{sp} , мВт/см ³	E , мкДж	E_{sp} , мкДж/см ³	P_{pk} , Вт	η , %	p_{He} , атм	ω_{sp} , мДж/см ³	C , пФ
1 He–Sr ⁺	45	1,5	79,5 (64,4)	5	1350	17 (21)	270	3,4 (4,2)	1080	~0,08 (~0,1)	0,7	4,5	825
2 He–Sr ⁺	25	1,0	19,6 (15,9)	8	630	32 (40)	78,8	4,0 (5,0)	394	~0,08 (~0,1)	0,9	4,8	550
3 He–Sr ⁺	20	0,6	5,66 (2,83)	10	205	37 (73)	20,5	3,6 (7,3)	103	~0,06 (~0,12)	0,8	6,0	117,5
4 He–Sr ⁺	9	0,55	2,14 (1,07)	18	70	33 (65)	3,9	1,8 (3,6)	19,5	~0,04 (~0,08)	0,9	4,8	117,5
5 He–Sr ⁺	26	0,3	1,84	30	510	277	17	9,2	85	~0,06	0,8	15	117,5
6 He–Ca ⁺	26,5	0,7	10,2 (6,8)	9,5	340	33 (50)	36	3,5 (5,3)	143	~0,04 (~0,06)	0,6	9,1	550

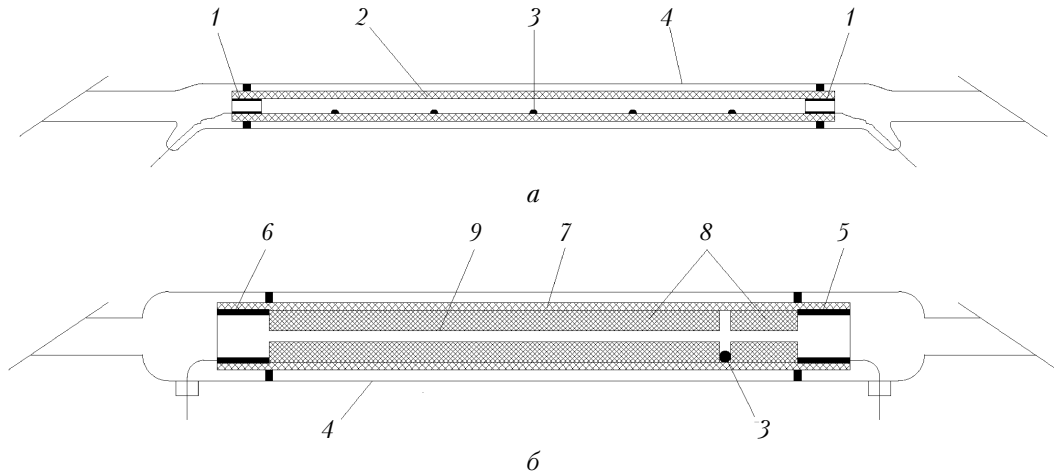


Рис. 1. Активные элементы He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров: 1 – электроды; 2 – разрядная трубка из BeO-керамики; 3 – кусочки стронция или кальция; 4 – внешняя стеклянная или кварцевая оболочка; 5 – анод; 6 – катод; 7 – внешняя BeO-трубка; 8 – внутренняя BeO-трубка; 9 – активная зона разряда катафорезного лазера

охлаждением, а значение удельной средней мощности 277 мВт/см³, полученное в катафорезной трубке № 5 с интенсифицированным теплоотводом за счет применения толстостенной керамики, имеющей большую внешнюю поверхность (см. рис. 1, б), является рекордным для He–Sr⁺-лазеров всех типов.

Из рис. 2 также видно, что максимумы P_{av} и E_{sp} достигаются при различных p_{He} и C . При этом полученный в трубке № 3 удельный энергосъем $E_{sp} = 12$ мкДж/см³ (рис. 2, е) является максимально достигнутым в продольных трубках при давлениях, не превышающих 1 атм, и лишь несколько меньше рекордного значения 13,8 мкДж/см³, полученного при $p_{He} = 4$ атм [12].

Для всех исследованных трубок с увеличением давления гелия наблюдается рост средней мощности генерации вплоть до оптимальных значений давления $p_{He_{opt}} \sim 0,4 \div 0,9$ атм. При дальнейшем увеличении p_{He} выше оптимального, как видно из рис. 2, в, г, средняя мощность снижается. Рост P_{av} с давлением

до его оптимальных значений обусловлен ростом энергии импульсов генерации (рис. 2, д, е), связанным с ускорением охлаждения электронов при упругих соударениях с атомами и ионами гелия. Быстрое охлаждение электронов позволяет увеличивать давление паров стронция и, соответственно, концентрацию рекомбинирующих ионов Sr⁺⁺ при поддержании низкого уровня электронной температуры T_e в раннем послесвечении, а следовательно, обеспечивать рост скорости рекомбинационной накачки уровней SrII при увеличении p_{He} .

При росте давления также наблюдается увеличение импульсного энерговклада в разряд, что необходимо для обеспечения двукратной ионизации возрастающего количества атомов стронция. При этом снижается частота следования импульсов f (рис. 2, ж, з), что требуется для поддержания теплового баланса лазерной трубки в режиме саморазогрева.

Осциллограммы импульсов тока и генерации (см. рис. 2, а, б) демонстрируют, что импульс генерации

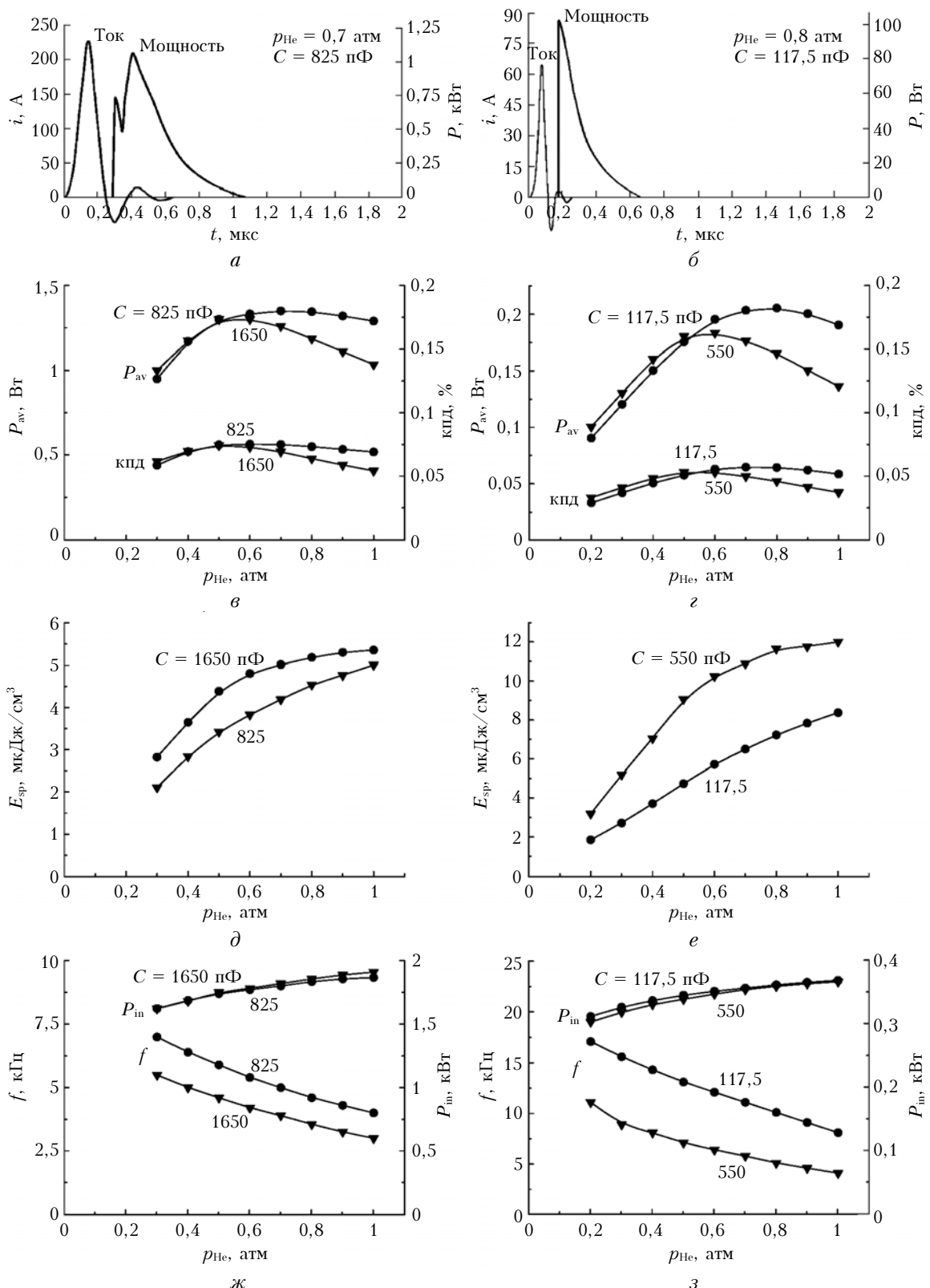


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока и генерации на $\lambda = 430,5$ нм SrII (*a*, *б*), а также зависимости от давления гелия средней мощности и кпд (*в*, *г*), удельной энергии импульсов (*д*, *е*), частоты следования импульсов и потребляемой мощности (*ж*, *з*) для лазерных трубок № 1 (*a*, *в*, *д*, *ж*) и 3 (*б*, *г*, *е*, *з*)

следует за импульсом тока с небольшой временной задержкой, необходимой для охлаждения электро-

нов. Эксперименты показали, что при увеличении давления вплоть до оптимального время задержки

уменьшается вследствие ускорения охлаждения электронов в послесвечении.

Из проведенного анализа следует, что существование оптимального давления гелия связано с ограничением скорости охлаждения электронов в раннем послесвечении вследствие греющего воздействия заднего фронта импульса тока, которое проявляется, когда уменьшающееся с ростом p_{He} время охлаждения электронов $\tau_{\text{охл}}$ становится соизмеримым с длительностью заднего фронта импульса тока $\tau_{\text{ф}}$, определяемой величиной накопительной емкости и индуктивности трубки и от давления практически не зависящей. То есть если при $p_{\text{He}} < p_{\text{Heopt}}$ фаза «включения» рекомбинации определяется временем спада T_e вследствие упругих соударений электронов с атомами и ионами гелия и сокращается с ростом p_{He} , то при $p_{\text{He}} > p_{\text{Heopt}}$, когда сказывается греющее электронное влияние заднего фронта импульса тока, эта фаза уже определяется длительностью заднего фронта и практически не зависит от p_{He} .

В результате при давлениях, превышающих оптимальное, растет доля бесполезно рекомбинирующих ионов Sr^{++} в начальной фазе рекомбинационной накачки. Эти «бесполезные потери» ионов имеют место как до момента наступления порога генерации, так и в начальной стадии импульса генерации, когда еще не достигнуты оптимальные условия для рекомбинационной накачки. Как следствие, рост скорости накачки, а значит, и энергии импульсов с повышением p_{He} замедляется (см. рис. 2, *д, е*), а кпд снижается (см. рис. 2, *в, з*).

В саморазогревном режиме средняя мощность генерации $P_{\text{ав}}$ определяется величиной коэффициента полезного действия η и потребляемой от источника питания мощностью $P_{\text{ин}}$, которая равняется тепловой мощности Q , рассеиваемой лазерной трубкой за счет конвекции и теплового излучения при оптимальной температуре стенки: $P_{\text{ав}} = \eta P_{\text{ин}} = \eta Q$. При этом необходимый при повышении p_{He} рост давления паров стронция из-за резкой зависимости давления насыщенных паров от температуры стенки обеспечивается лишь относительно небольшим повышением температуры активного элемента и, соответственно, небольшим повышением потребляемой им мощности (см. рис. 2, *ж, з*). Вследствие слабой зависимости потребляемой активным элементом мощности $P_{\text{ин}}$ от давления гелия зависимости кпд и средней мощности $P_{\text{ав}}$ от давления практически совпадают (см. рис. 2, *в, з*), и существенное падение кпд при больших давлениях приводит, соответственно, к снижению средней мощности генерации.

Итак, хотя рост энергии импульсов E с давлением имеет место и при $p_{\text{He}} > p_{\text{Heopt}}$ (см. рис. 2, *д, е*), снижение темпов этого роста вследствие увеличения доли бесполезно рекомбинирующих ионов Sr^{++} в начальной стадии импульса накачки приводит при снижающейся частоте f (см. рис. 2, *ж, з*) к падению средней мощности $P_{\text{ав}} = Ef$ при $p_{\text{He}} > p_{\text{Heopt}}$ (см. рис. 2, *в, з*).

Установленный механизм ограничения роста энергетических характеристик рекомбинационных

лазеров позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое повышение оптимального давления p_{Heopt} при снижении величины накопительной емкости C (см. рис. 2, *в, з*). Действительно, оптимальное давление соответствует условиям примерного равенства времени охлаждения электронов $\tau_{\text{охл}} \propto 1/p_{\text{He}}$ и длительности заднего фронта импульса тока $\tau_{\text{ф}} \propto (LC)^{0,5}$ (L — индуктивность трубки в сумме с индуктивностью внешней цепи) [18]. Поэтому $p_{\text{Heopt}} \propto 1/(LC)^{0,5}$. Однако возможности варьирования C ограничены необходимостью выполнения условия согласования активного элемента со схемой накачки.

Как видно из рис. 2, *а, б*, при оптимальных режимах возбуждения лазерных трубок режим разрядного контура, образованного накопительной емкостью C , индуктивностью L и активным сопротивлением трубки R , оказывается близким к критическому, соответствующему переходу разряда из апериодического режима в колебательный. Условие критического режима для разрядного контура $R = 2\sqrt{L/C}$ соответствует условию согласования трубок со схемой накачки и связано с необходимостью обеспечения максимально крутого заднего фронта импульса тока с минимальными обратными выбросами.

Длительность импульсов тока определяется величиной емкости и индуктивности и возрастает при увеличении емкости (см. рис. 2, *а, б*). Длительность импульсов генерации определяется давлением гелия и уменьшается с его ростом (см. рис. 2, *а, б*), что обусловлено ростом концентрации электронов при поддержании температуры электронов в раннем послесвечении на низком уровне и соответствующим сокращением времени рекомбинации.

Некоторое рассогласование, как видно из рис. 2, *а*, ведет к увеличению нежелательных пульсаций тока в раннем послесвечении, приводящих к подогреву электронов и, как следствие, к провалу в импульсах генерации вследствие резкой зависимости коэффициента тройной электронно-ионной рекомбинации α от электронной температуры ($\alpha \propto T_e^{-9/2}$) [1–4]. При использовании малой накопительной емкости вследствие малой длительности импульса тока влияние пульсаций тока на импульс генерации минимально, поскольку к его началу они практически прекращаются (см. рис. 2, *б*).

Эксперименты показали, что при оптимальных давлениях максимум средней мощности, как правило, достигается не при максимальных значениях импульсного энергосъема, поскольку он соответствует максимуму кпд, а не энергии импульса. Интересной особенностью является наличие достаточно широкого диапазона возможных вариаций удельного энерговклада в разряд $w_{\text{сп}}$ и удельного энергосъема $E_{\text{сп}}$ (см. таблицу, рис. 2), при которых может достигаться близкая к максимальной средняя мощность. То есть даже при относительно низких $w_{\text{сп}}$ реализуются достаточно высокие кпд.

В частности, эксперименты показали, что в реализуемом диапазоне оптимальных давлений удельный энерговклад обычно принимает значения в диапазоне $w_{\text{сп}} \sim 2\text{--}10$ мДж/см³. (Величина $w_{\text{сп}}$ для катафорезной

трубки № 5 (см. таблицу) выходит за границы этого диапазона, так как включает энерговклад в запирающий пары металла участок трубки между анодом и испарителем (см. рис. 1, б)). При фикси-

рованных значениях p_{He} удельный энерговклад, обеспечивающий близкие к максимальным значения P_{av} , может варьироваться в пределах до ~2 раз (см. экспериментальные точки на рис. 3 а, б).

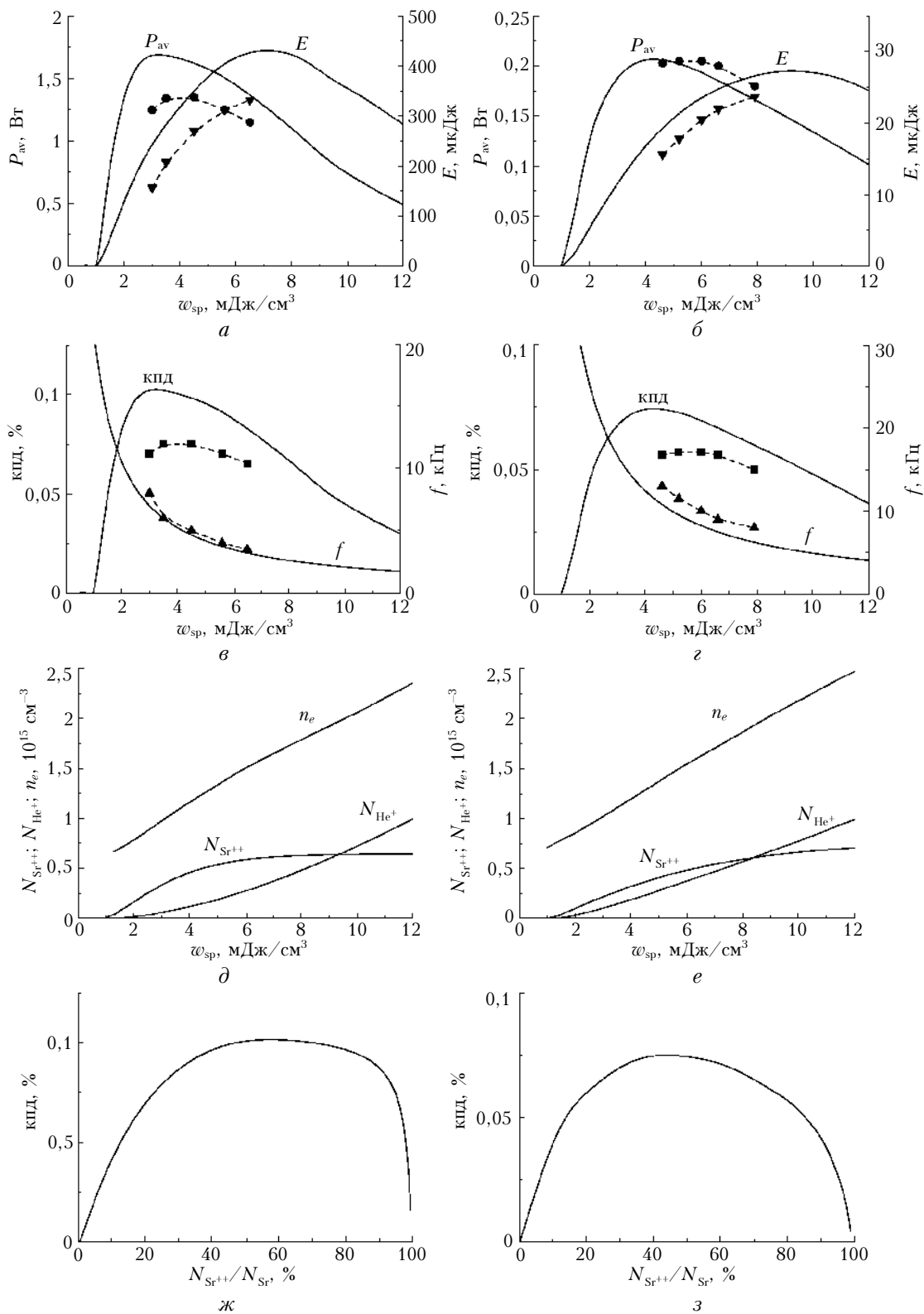


Рис. 3. Результаты моделирования He–Sr⁺ лазерных трубок № 1 (а, в, д, ж) и 3 (б, з, е, з); точки – экспериментальные данные: $p_{\text{He}} = 0,7$ атм, $C = 825$ пФ (трубка № 1); $p_{\text{He}} = 0,8$ атм, $C = 117,5$ пФ (трубка № 3)

С учетом того что оптимальная концентрация паров металла определяется лишь давлением гелия (из рис. 2, ж, з видно, что для фиксированного давления при вариациях C и других параметров возбуждения потребляемая мощность, а значит, температура трубок и концентрация паров стронция практически не меняются), наличие диапазона возможных значений w_{sp} свидетельствует о том, что при оптимальном p_{He} близкая к максимальной величина кдд может быть реализована в достаточно широком диапазоне степеней двукратной ионизации атомов стронция (кальция). При этом для каждой лазерной трубки оптимальным является энерговклад, одновременно обеспечивающий как достаточно высокий процент двукратной ионизации атомов металла, так и согласование трубки со схемой накачки путем достижения необходимой величины сопротивления плазмы. Очевидно, что оптимальный энерговклад зависит от геометрии трубки (определяющей ее сопротивление при достигаемой проводимости плазмы) и величины накопительной емкости (определяющей условие согласования), поэтому подбором емкости можно обеспечить величину w_{sp} в пределах указанного выше диапазона. При этом близкие к оптимальным режимы возбуждения могут быть реализованы при вариациях величины C в пределах до $\sim 2-5$ раз (см. рис. 2). Лишь при максимальных в этих пределах значениях C , когда реализуются максимальные удельные энерговклады и энергосъемы (поскольку согласование обеспечивается при минимальных R и максимальных значениях проводимости плазмы), одновременно может быть достигнута близкая к максимальной средняя мощность (см. рис. 2, а также таблицу). Из таблицы видно, что для трубки № 5 был реализован режим возбуждения, при котором одновременно достигнуты высокие значения P_{sp} и E_{sp} .

Нижняя граница возможных вариаций w_{sp} соответствует энерговкладу, который обеспечивает достаточно высокий процент двукратной ионизации атомов металла, необходимый для существенного превышения пороговой скорости рекомбинационной накачки верхнего лазерного уровня при достаточной для эффективной столкновительной очистки нижнего лазерного уровня концентрации электронов n_e . Верхняя же граница соответствует величине w_{sp} , при которой осуществляется практически полная двукратная ионизация стронция (кальция). При превышении этой величины избыток энергии будет в основном расходоваться на ионизацию гелия, вследствие чего η и P_{av} будут снижаться, хотя E может еще оставаться на высоком уровне.

Проанализируем полученные экспериментальные данные с использованием представленных на рис. 3 результатов численного моделирования активных элементов № 1 и 3 (см. таблицу), проведенного с использованием математической модели He-Sr⁺-лазера [19].

На рис. 3, а, б показаны рассчитанные и измеренные при оптимальных p_{He} зависимости P_{av} и E от w_{sp} , полученные путем вариаций начального напряжения на накопительной емкости при неизменных оптимальных температурах трубок и концентрациях

атомов стронция, поддерживаемых за счет соответствующих изменений частоты f (рис. 3, в, г). Видно, что максимум средней мощности достигается при меньших энерговкладах, чем максимум энергии импульсов, и практически совпадает с максимумом кдд (см. рис. 3, в, г). При этом имеется достаточно широкий диапазон значений w_{sp} , при которых P_{av} близка к максимуму.

Рост E обусловлен возрастанием концентрации ионов Sr⁺⁺ (рис. 3, д, е) и соответствующим ростом скорости рекомбинационной накачки, а имеющийся спад E после достижения максимума вызван рассогласованием из-за роста концентрации электронов n_e (см. рис. 3, д, е) и соответствующего падения сопротивления плазмы. Спад же кдд и средней мощности после достижения максимума обусловлен возрастанием доли энергии, идущей на ионизацию гелия. При этом концентрации ионов He⁺ и Sr⁺⁺ сравниваются при $w_{sp} \sim 8-10$ мДж/см³ (см. рис. 3, д, е). На рис. 3, ж, з показана рассчитанная зависимость кдд от степени двукратной ионизации атомов стронция, из которой следует, что имеется достаточно широкий диапазон значений степени двукратной ионизации ($\sim 30-80\%$), при которых реализуются достаточно высокие значения кдд, что соответствует экспериментальным наблюдениям.

Проведем анализ возможности оперативного управления характеристиками генерации He-Sr⁺(Ca⁺)-лазеров. Задача оперативного управления особенно актуальна для саморазогревных лазеров, отличительной особенностью которых является требование постоянства теплового режима лазерной трубки для поддержания оптимального давления паров металла. Это требование исключает возможность управления характеристиками генерации в широких пределах за счет изменений импульсного энерговклада в разряд или частоты следования импульсов возбуждения. Возможны лишь вариации этих параметров в небольших пределах, что резко сужает управляемый диапазон характеристик генерации. При этом тепловая инерционность активного элемента не позволяет обеспечить оперативность управления.

В [20-22] на примере лазера на парах меди показана возможность управления генерационными характеристиками посредством воздействия на активную среду дополнительного управляющего импульса тока. Данный метод управления применим и для He-Sr⁺(Ca⁺)-лазеров с учетом разницы в механизмах генерации лазеров на парах меди и рекомбинационных лазеров. Очевидно, что управление характеристиками рекомбинационных лазеров может быть реализовано путем наложения в ближнем послесвечении небольшого дополнительного импульса тока, подогревающего электроны, и тем самым снижающего скорость рекомбинационной накачки и инверсию, и как следствие — энергетические характеристики генерации. Варьируя амплитуду, длительность и момент приложения дополнительного импульса, можно реализовать управление характеристиками генерации в широких пределах. При небольшой амплитуде управляющих импульсов суммарная вводимая в разряд мощность изменится незначительно,

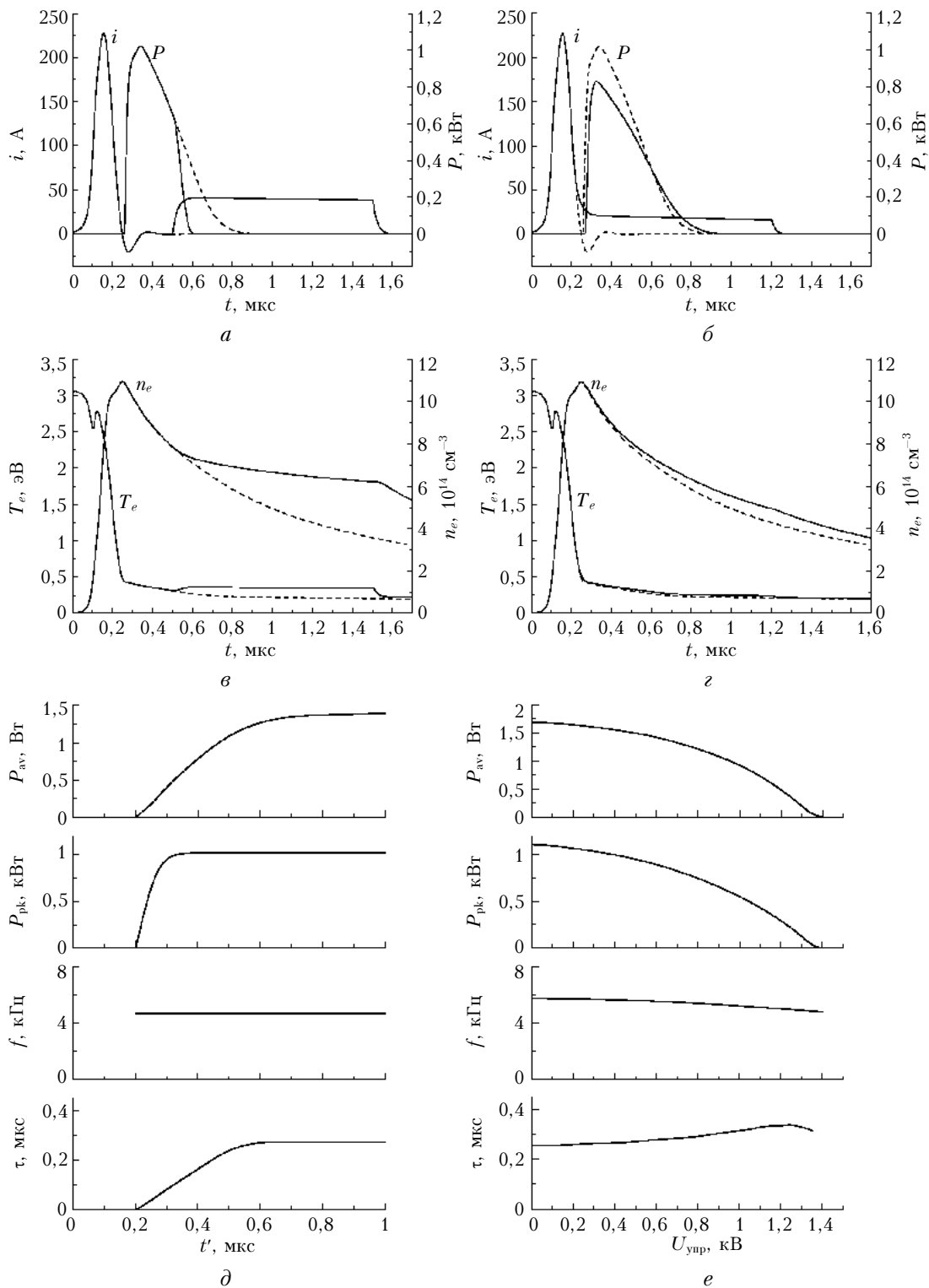


Рис. 4. Результаты моделирования режимов управления характеристиками генерации He–Sr⁺-лазера (лазерная трубка № 1) за счет изменения момента включения дополнительного импульса длительностью 1 мкс при $U_{\text{упр}} = 1,5$ кВ (*а, в, д*) и за счет изменения амплитуды дополнительного импульса длительностью 1 мкс при $t' = 0,2$ мкс (*б, з, е*); пунктир – обычный режим генерации: $p_{\text{He}} = 0,7$ атм, $C = 825$ пФ

что позволит сохранить практически неизменным тепловой режим лазерной трубки и обеспечить высокую оперативность управления.

Воздействие коротких дополнительных импульсов тока ранее уже исследовалось экспериментально [1–3], при этом наблюдались глубокие провалы как

в импульсах спонтанного излучения, так и в импульсах генерации на линии 430,5 нм SrII, совпадающие по времени с дополнительными импульсами тока, что являлось свидетельством резкой зависимости скорости накачки от электронной температуры, свойственной рекомбинационному механизму.

Нами были проведены численные исследования возможностей управления характеристиками генерации He–Sr⁺-лазеров. Формирование управляющих импульсов тока при моделировании осуществлялось путем приложения к газоразрядному промежутку прямоугольных импульсов напряжения с варьируемыми амплитудой $U_{упр}$ и моментом приложения t' .

Проведенный анализ результатов расчетов показал, что снижению и срыву инверсии при воздействии дополнительных управляющих импульсов способствуют снижение скорости рекомбинационной накачки верхнего лазерного уровня, скорости электронного девозбуждения нижнего лазерного уровня, а также рост скорости его подзаселения из основного и метастабильных состояний иона стронция электронным ударом.

Результаты моделирования режима управления лазерной трубки № 1 за счет изменения момента включения дополнительного импульса представлены на рис. 4, *д*, где амплитуда $U_{упр}$ и длительность импульса управления фиксированы и составляют 1,5 кВ и 1 мкс соответственно. Рис. 4, *а* демонстрирует воздействие такого управляющего импульса при моменте его приложения $t' = 0,5$ мкс, приводящее к обрыву импульса генерации. Как видно из рис. 4, *в*, где показан временной ход температуры и концентрации электронов, при включении дополнительного импульса T_e возрастает, а спад n_e замедляется в результате замедления процесса рекомбинации.

Воздействие управляющих импульсов тока приводит, как видно из рис. 4, *д*, к снижению средней $P_{ав}$ и пиковой $P_{рк}$ мощности генерации, при этом регулировка характеристик лазерного излучения может осуществляться в широких пределах, а кривые управления близки к линейным. Также можно эффективно управлять и длительностью импульсов генерации τ . В данном режиме обеспечивается постоянство энерговклада и частоты следования импульсов f .

Результаты моделирования режима управления за счет изменения амплитуды дополнительного импульса представлены на рис. 4, *е*. В данном режиме управляющий импульс длительностью 1 мкс следует сразу за основным импульсом ($t' = 0,2$ мкс). Воздействие такого управляющего импульса при $U_{упр} = 0,7$ кВ приводит к снижению амплитуды импульса генерации практически без искажения его формы (рис. 4, *б*, *з*).

Как видно из рис. 4, *е*, и в этом режиме управления регулировка лазерных характеристик может осуществляться в широких пределах, однако имеет место нелинейность кривых управления. В данном режиме обеспечивается примерное постоянство длительности импульсов генерации, однако имеется необходимость небольшой подстройки частоты f , обусловленная непостоянством энерговклада.

Таким образом, полученные результаты позволяют осуществлять целенаправленный выбор оптимальных условий и параметров возбуждения рекомбинационных лазеров, а также прогнозировать и интерпретировать результаты экспериментов. Также показана возможность оперативного управления выходными характеристиками в широких пределах с помощью дополнительных управляющих импульсов тока, формируемых в ближнем послесвечении, и рассчитаны зависимости характеристик генерации от параметров управляющих импульсов.

1. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
2. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. Metal Vapour Ion Lasers: Kinetic Processes and Gas Discharges (John Wiley & Sons, Chichester, New York, 1996). 285 p.
3. Little C.E. Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications (John Wiley & Sons, Chichester, New York, 1999). 619 p.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры. М.: Физматлит, 2005. 822 с.
5. Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Рекомбинационные лазеры на парах химических элементов. II. Генерация на ионных переходах металлов // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 6. С. 1257–1267.
6. Бабенко С.М., Яковленко С.И. Анализ кинетики процессов в He–Sr-лазере. Препр. / ИАЭ. (М.). 1979. № 3192. С. 1–40.
7. Климкин В.М., Прокотьев В.Е., Фадин Л.В. Измерение скорости накачки и концентрации электронов в импульсных He–Eu- и He–Sr-лазерах // Квант. электрон. 1979. Т. 6. № 3. С. 599–602.
8. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Букишун Л.М., Контев Ю.В., Атамас С.Н. Газоразрядные рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 72. № 5. С. 1215–1228.
9. Butler M.S., Piper J.A. Optimization of excitation channels in the discharge excited Sr⁺ recombination laser // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 7. P. 707–709.
10. Butler M.S., Piper J.A. Pulse energy scaling characteristics of longitudinally excited Sr⁺ discharge recombination laser // IEEE J. Quant. Electron. 1985. V. 21. N 10. P. 1563–1566.
11. McLucas C.W., McIntosh A.J. Investigation of laser emission in Sr⁺ and Ca⁺ // J. Phys. D. 1987. V. 20. N 5. P. 591–596.
12. Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F. He–Sr recombination laser with helium pressure up to 5 atm // J. Russian Laser Res. 1994. V. 15. N 1. P. 66–68.
13. Vuchkov N.K., Astadjov D.N. IC-excited strontium recombination laser // Opt. Laser Technol. 1995. V. 27. N 6. P. 407–408.
14. Little C.E., Piper J.A. Average-Power Scaling of Self-Heated Sr⁺ Afterglow Recombination Laser // IEEE J. Quant. Electron. 1990. V. 26. N 5. P. 903–910.
15. Loveland D.G., Orchard D.A., Zerouk A.F., Webb C.E. Design of a 1.7 W stable long-lived strontium vapour laser // Meas. Sci. and Technol. 1991. V. 2. N 11. P. 1083–1087.
16. Бохан П.А., Закревский Д.Э. Накачка рекомбинационного лазера на ионе стронция в схеме со срезающим тиратроном // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 8. С. 926–928.
17. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Сэм М.Ф. Малогабаритные He–Sr⁺(Ca⁺) рекомбинационные лазеры // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 6. С. 471–478.

18. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л. Оптимальное масштабирование рекомбинационных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 5. С. 393–398.
19. Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L. Mathematical modeling of ion recombination strontium vapor laser // Proc. SPIE. 2004. V. 5483. P. 83–103.
20. Солдатов А.Н., Федоров В.Ф. Лазеры на парах меди со стабилизированными выходными параметрами // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 5. С. 974–980.
21. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах. Новосибирск: Наука, 1985. 151 с.
22. Ештушенко Г.С., Кирилов А.Е., Кругляков В.Л., Полунин Ю.П., Солдатов А.Н., Филонова Н.А. Управление длительностью генерации лазера на парах меди // Ж. прикл. спектроскопии. 1988. Т. 49. № 5. С. 745–751.

G.D. Chebotarev, E.L. Latush, A.A. Fesenko. **Optimization and controlling of output characteristics of the He–Sr⁺(Ca⁺) recombination lasers.**

Experimental optimization of the self-heated He–Sr⁺(Ca⁺) recombination lasers of different geometry is carried out. The laws and tendencies are revealed in the behavior of the discharge excitation parameters and output characteristics. The physical processes determining these laws are established. The capability of fast variation of output laser characteristics with the help of additional controlling current pulses imposed on near afterglow of the discharge is demonstrated and the dependences of the output characteristics on the characteristics of controlling pulses with the help of the mathematical model are calculated.