

Малогабаритные рекомбинационные He – Sr⁺ (Ca⁺)-лазеры

Е.Л.Латуш, Г.Д.Чеботарев, М.Ф.Сэм

Дан обзор особенностей конструкций и выходных характеристик малогабаритных ($l \leq 30$ см, $d \leq 1.1$ см) газоразрядных рекомбинационных лазеров на He – Sr⁺ ($\lambda = 430.5$ нм) и He – Ca⁺ ($\lambda = 373.7$ нм). Такие компактные лазеры характеризуются сравнительными надежностью, долговечностью и простотой в обращении, имеют повышенные частоты следования импульсов f , высокую удельную среднюю мощность генерации P_{sp} , а также улучшенное качество выходного излучения. Типичная средняя мощность P саморазогреваемых отпаянных He – Sr⁺ (Ca⁺)-лазерных трубок с $l \approx 30$ см, $d \approx 1$ см составляет ~ 0.5 Вт. Наилучшие же удельные характеристики для He – Sr⁺-лазера с трубками такого типа получены при $l = 20$ см, $d = 0.6$ см ($P_{sp} = 73$ мВт/см³) и $l = 9$ см, $d = 0.55$ см ($P_{sp} = 65$ мВт/см³), а для He – Ca⁺-лазера – при $l = 26.5$ см, $d = 0.7$ см ($P_{sp} = 50$ мВт/см³). Применение принудительного водяного охлаждения в He – Sr⁺ (Ca⁺)-лазере позволило достичь $P = 3.9$ Вт и $P_{sp} = 137$ мВт/см³ на трубке с $l = 30$ см, $d = 1.1$ см при $f = 29$ кГц. Подробно рассмотрен новый для импульсных лазеров катафорезный способ ввода паров металлов. Его использование позволило резко улучшить выходные характеристики He – Sr⁺-лазера и достичь для трубки с $l = 26$ см, $d = 0.3$ см рекордной удельной мощности $P_{sp} = 277$ мВт/см³ при $f = 30$ кГц и $P = 510$ мВт; рекордным оказался и коэффициент усиления – 0.15 см⁻¹. Отмечены некоторые возможные сферы применений малогабаритных He – Sr⁺ (Ca⁺)-лазеров в полупроводниковой микротехнологии, голографии, экологии и медицине.

Ключевые слова: рекомбинационные лазеры, лазеры на парах металлов, катафорез.

Введение

Ионные рекомбинационные лазеры на парах стронция и кальция генерируют на переходах $6^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2,1/2}$ Sr II ($\lambda = 430.5$ и 416.2 нм) и $5^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2,1/2}$ Ca II ($\lambda = 373.7$ и 370.6 нм) в послесвечении импульсно-периодического продольного разряда в смеси паров этих металлов с гелием при давлении, близком к атмосферному или превышающем его. Впервые о генерации на данных переходах сообщалось в работах [1, 2]. Там же был предложен рекомбинационный механизм накачки этих лазеров. Более детально он обоснован в работах [3, 4], где были установлены основные особенности генерации рекомбинационных лазеров, сформулированы общие принципы поиска инверсии в условиях рекомбинационно-столкновительной кинетики, найден ряд новых рекомбинационных лазерных переходов в парах других металлов. Эти работы послужили стимулом к разветвлению дальнейших исследований рекомбинационных лазеров на парах металлов (ЛПМ) как нашей группой, так и рядом других групп у нас в стране и за рубежом. Основные результаты этих исследований суммированы в монографиях [5–7] и обзорах [8–11].

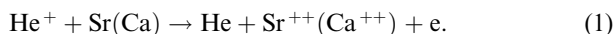
Несмотря на то что генерация в рекомбинационном режиме была обнаружена на многих лазерных переходах в парах различных металлов, лазеры на парах стронция и кальция с излучением в фиолетовой и УФ областях спектра оказались наиболее эффективными благодаря тому,

что расположение лазерных и прилегающих к ним уровней является удачным с точки зрения получения инверсии в условиях плотной рекомбинирующей газоразрядной плазмы. Именно на He – Sr⁺ (Ca⁺)-лазеры и были в основном направлены усилия по улучшению параметров выходного излучения. К тому же генерируемые ими длины волн принадлежат коротковолновой области спектра, где не так уж много простых и надежных лазерных источников.

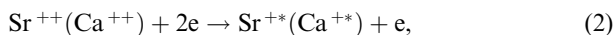
Спектры Sr II и Ca II имеют подобные расположения уровней, в связи с чем как условия работы данных лазеров, так и их выходные характеристики весьма схожи. Линии с $\lambda = 430.5$ и 416.2 нм в Sr II и $\lambda = 373.7$ и 370.6 нм в Ca II представляют собой сильную и слабую компоненты дублетов и имеют общий верхний уровень. В связи с этим из-за конкуренции переходов в неселективном резонаторе генерация осуществляется только на сильных компонентах дублетов (430.5 нм в Sr II и 373.7 нм в Ca II). При подавлении этих компонент на линиях с $\lambda = 416.2$ и 370.6 нм также достигается значительная мощность генерации.

Вкратце механизм работы данных лазеров может быть описан следующим образом. В течение импульса тока разряда в смеси паров стронция или кальция (~ 0.1 Тор) и гелия (~ 400 – 700 Тор) под действием электронного удара происходит почти полная двукратная ионизация атомов металла. Этому способствуют малые потенциалы одно- и двукратной ионизации этих металлов, которые в сумме составляют 16.72 эВ для Sr и 17.98 эВ для кальция, что много ниже потенциала однократной ионизации гелия (24.58 эВ). Кроме того, ионы Sr⁺⁺ и Ca⁺⁺ создаются перезарядкой с двукратной ионизацией [1, 2, 12], причем не только во время протекания тока, но и в послесвечении разряда:

Ростовский государственный университет, физический факультет, Россия, 344090 Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5; эл.почта: latush@phys.rnd.runnet.ru



В оптимальном для генерации режиме вклад этой реакции в ионизацию может составлять 10–20%. После прекращения тока разряда, когда электроны охлаждаются до температуры $T_e \approx 0.5 - 0.3$ эВ, начинается тройная электрон-ионная рекомбинация



которая заселяет возбужденные уровни ионов. Поток рекомбинационной накачки за счет оптических и электронно-столкновительных переходов (электронное девозбуждение) каскадно заселяет верхний лазерный уровень рассматриваемых переходов. С нижнего лазерного уровня, напротив, электронное девозбуждение обеспечивает быстрое расселение на метастабильный 2D -уровень и в основное состояние ионов металлов.

Таким образом, рекомбинация является основным механизмом накачки уровней, а электронное девозбуждение – решающим фактором в создании инверсии. Для эффективного протекания оба процесса требуют низких T_e . Именно поэтому рекомбинационные лазеры эффективно работают при больших давлениях гелия p_{He} – при упругих соударениях с атомами этого легкого инертного газа электроны быстро охлаждаются в послесвечении разряда.

При давлениях гелия порядка атмосферного рекомбинация двукратных ионов стронция и кальция длится малое время ($\sim 0.2 - 0.3$ мкс), такую же или несколько меньшую длительность имеет и импульс генерации. При этом частоты следования импульсов f в He–Sr⁺(Ca⁺)-лазерах могут быть очень высокими (~ 1 МГц), что доказали эксперименты со сдвоенными импульсами тока [4] и с пугами импульсов [13]. Препятствием к достижению больших f являются лишь тепловые ограничения, поэтому реально в импульсно-периодическом режиме без принудительного охлаждения достигаются частоты следования $f = 5 - 10$ кГц.

Проведенные работы показали, что He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеры способны обеспечивать среднюю мощность генерации P до нескольких ватт при КПД $\eta \approx 0.1\%$ и коэффициенте усиления активной среды $\kappa_0 = 0.05 - 0.1$ см⁻¹ [5, 6]. Увеличение P достигалось несколькими путями: за счет увеличения активной длины l до 0.9 м [14] и внутреннего диаметра разрядной трубки d до 4 см [15, 16]; за счет увеличения частоты f при одновременной интенсификации теплоотвода воздушным [17] и водяным [18] охлаждением, а также чернением трубки [19] или за счет использования сегментированных конструкций лазерных трубок, в которых кусочки металла выносились из зоны разряда [5, 6]. Почти всегда использовался саморазогрев разрядом активной зоны трубки.

В настоящей работе мы сосредоточимся на исследовании малогабаритных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров с размерами $l \leq 30$ см и $d \leq 1.1$ см. Трубки таких лазеров, как правило, отличаются повышенной надежностью, долговечностью, сравнительной простотой изготовления и удобством эксплуатации. Последнее, в частности, определяется и тем, что для работы He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров требуются большие напряжения разряда; это связано с необходимостью использования высоких p_{He} . Уменьшение размеров снижает требуемые напряжения на трубке и токи разряда; трубки малого диаметра имеют улучшен-

ный модовый состав излучения. Обычно они имеют повышенные частоты следования f благодаря улучшению условий отвода избыточного тепла из зоны разряда на стенки трубки. За счет этого удается, несмотря на малые размеры трубки, получить мощность выходного излучения в сотни милливольт, что вполне достаточно для многих применений.

Ниже нами систематизированы полученные ранее результаты исследований малогабаритных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров и приведены данные последних работ, еще не отраженных в обзорах по рекомбинационным лазерам.

1. Пути обеспечения высоких средних мощностей генерации

Рассмотрим, какие факторы могут способствовать сохранению достаточно высоких P , несмотря на уменьшение l и d . Прежде всего можно увеличить частоту следования импульсов, компенсировав тем самым уменьшение энергии генерации \mathcal{E} каждого импульса. Можно также попытаться использовать режим работы He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров при давлениях p_{He} выше атмосферных, что, однако, усложняет конструкцию трубки и требует повышенных напряжений. Отметим также, что с уменьшением d все менее приемлемым становится размещение кусочков испаряемого металла непосредственно в канале трубки из-за перекрытия ими оптической апертуры канала; в связи с этим желательнее предусматривать удаление их из зоны разряда.

Теплоотдача He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров с открытой керамической трубкой (рис.1,а), а также с трубкой, помещенной в стеклянную или кварцевую оболочку (рис.1,б), достаточно хорошо описывается соотношением [19]

$$Q = Q_1 + Q_2 = l[0.0277(T + T_a)^{0.2}(T - T_a)^{1.25}d_1^{0.75} + 1.78 \cdot 10^{-9}d_1\epsilon T^4], \quad (3)$$

где l – длина в метрах; Q – мощность тепловых потерь в ваттах; d_1 – внешний диаметр керамической разрядной трубки в сантиметрах; T, T_a – температуры стенки трубки и окружающего воздуха в кельвинах; ϵ – степень черноты поверхности трубки ($\epsilon \approx 0.5$ для BeO-керамики).

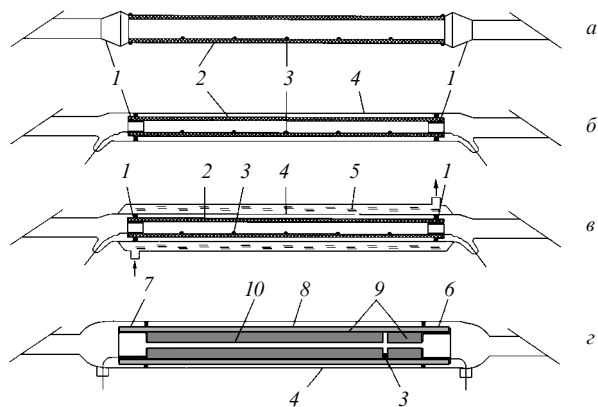


Рис.1. Активные элементы He–Sr⁺(Ca⁺) лазеров: 1 – электроды; 2 – керамическая разрядная трубка (обычно из BeO-керамики); 3 – кусочки стронция или кальция; 4 – внешняя стеклянная или кварцевая оболочка; 5 – рубашка водяного охлаждения; 6 – анод; 7 – катод; 8 – внешняя BeO-трубка; 9 – внутренняя BeO-трубка; 10 – активная зона разряда катафорезного лазера.

Первый член Q_1 в (3) описывает потери тепла за счет конвективного теплообмена, второй член Q_2 – за счет теплового излучения. Если кусочки металла располагаются непосредственно в разрядном канале, то T задается оптимальным давлением паров: для стронция $T \approx 860 - 900$ К, для кальция $T \approx 890 - 940$ К. При таких температурах радиационные потери составляют $\sim 70\%$ всех потерь тепла. Последние по существу равны средней вводимой в трубку мощности и, таким образом, с учетом КПД определяют среднюю мощность генерации $P = \eta Q$.

Из (3) видно, что для увеличения P существует несколько путей: а) увеличить ε до $\sim 0.9 - 1.0$ путем чернения поверхности трубки; б) увеличить внешний диаметр керамической трубки; внутренний диаметр при этом может оставаться малым (это является следствием высокой теплопроводности ВеО-керамики, из-за чего температуры внешней и внутренней поверхностей керамики различаются всего на несколько кельвинов); в) заменить свободное конвективное охлаждение принудительным – воздушным или водяным; г) удалить металл с внутренней поверхности разрядного канала и вводить в трубку непосредственно его пары в нужной для оптимального режима концентрации, т. е. «развязать» температуру стенок и давление паров. Последний способ хорош еще и тем, что одновременно решает проблему перекрытия поперечного сечения оптического канала кусочками стронция или кальция.

Не следует забывать, однако, что в импульсно-периодическом режиме на увеличение f накладывает ограничение перегрев активной среды в приосевых частях трубки. Анализ показывает [18], что предельная оптимальная частота He–Sr⁺(Ca⁺)-лазера в килогерцах определяется выражением

$$f_{\text{opt}} \leq \frac{55}{d^2}, \quad (4)$$

где d берется в сантиметрах. К счастью, для трубок малого диаметра предельная f_{opt} высока и, как правило, такие частоты не достигаются из-за других ограничивающих факторов.

На основе (3) можно записать упрощенные выражения для Q и P :

$$Q \approx (Ad_1^{0.75} + Bd_1)l \sim ld_1, \quad (5)$$

$$P = Q\eta \approx (Ad_1^{0.75} + Bd_1)l\eta \sim ld_1\eta. \quad (6)$$

Если в режиме саморазогрева кусочки металла располагаются непосредственно в разрядной трубке, параметры A , B примерно постоянны, т. к. температура внутренней поверхности трубок задается требуемым для оптимальной работы лазера давлением паров металла и меняется в небольших пределах даже при значительных изменениях p_{He} ; в общем же случае A , B зависят от T . В хорошо оптимизированных режимах обычно КПД для He–Sr⁺-лазера достигает $\sim 0.1\%$, для He–Ca⁺-лазера – примерно 0.07% .

Удельная средняя мощность для цилиндрических трубок определяется из (6):

$$P_{\text{sp}} = \frac{P}{V_a} \approx \frac{\eta(Ad_1^{0.75} + Bd_1)}{(\pi d^2/4)} \sim \frac{d_1}{d^2}, \quad (7)$$

где V_a – активный объем. Подчеркнем, что в знаменателе (7) стоит внутренний диаметр трубки, а в числителе – внешний.

С другой стороны, P и P_{sp} можно выразить через удельную энергию импульса генерации \mathcal{E}_{sp} :

$$P_{\text{sp}} = f\mathcal{E}_{\text{sp}} \sim f, \quad P = f\mathcal{E}_{\text{sp}}V_a. \quad (8)$$

Если полагать, что \mathcal{E}_{sp} практически не зависит от d при данном p_{He} , то из (7) и (8) найдем

$$f \sim d_1/d^2. \quad (9)$$

Таким образом, из (7)–(9) следует, что при фиксированном внешнем диаметре трубки можно ожидать резкого возрастания P_{sp} и f с уменьшением внутреннего диаметра, в то время как согласно (6) мощность P не должна изменяться.

Более подробное рассмотрение может быть проведено на основе установленных нами соотношений оптимального масштабирования [11, 20].

2. Типы малогобаритных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров

Основные размеры, условия функционирования и достигнутые выходные характеристики таких лазеров приведены в таблице. Для сравнения в ней даны также параметры типичного He–Sr⁺-лазера с трубкой средних размеров ($d = 1.5$ см, $l = 40$ см). Рассмотрим особенности каждого из указанных в таблице лазеров.

Трубка № 1 – одна из первых изготовленных нами саморазогревных конструкций с тонкостенной ВеО-керамической разрядной трубкой, помещенной в стеклянную оболочку из молибденового стекла (рис.1,б). Кусочки стронция располагались непосредственно на внутренней поверхности керамики. Трубка была оптимизирована и отпаяна. В таком виде она показала хорошую сохраняемость в течение многих лет, демонстрируя стабильные энергетические характеристики при каждом включении даже через весьма большие промежутки времени. Геттеры в трубке отсутствовали, их функцию успешно выполняли сами пары стронция: при нагреве стронция разряд самоочищался от воздуха и других молекулярных примесей и лазер выходил на режим с параметрами $f \approx 6$ кГц, $P = 500 - 600$ мВт. Время саморазогрева составляло всего 5–10 мин. Параметры и конструкция аналогичной, но более длинной трубки ($l = 50$ см, $d = 1.1$ см, $P = 1$ Вт) подробнее описаны в [21].

В трубке № 2 аналогичной конструкции была использована более толстостенная керамика ($d_1 = 1.6$ см, $d = 1$ см). Это позволило в соответствии с (7) и (9) увеличить f и P_{sp} и достичь $P = 630$ мВт, несмотря на уменьшение V_a почти в 1.5 раза.

Еще более высокие удельные характеристики были получены с трубками № 3 и 4 [22]: в трубке № 3 при $V_{\text{opt}} \sim 3$ см³ достигнута рекордная для саморазогревных He–Sr⁺-лазеров удельная средняя мощность $P_{\text{sp}} = 73$ мВт/см³ при сравнительно высокой средней мощности $P = 205$ мВт. Заметим, что коэффициент усиления κ_0 при этом достиг 0.14 см⁻¹, что почти в два раза превышает типичные значения ($0.06 - 0.08$ см⁻¹). Примерно такая же удельная мощность $P_{\text{sp}} = 65$ мВт/см³ была получена в самой короткой трубке № 4 с $l = 9$ см и $d = 0.55$ см. Ее

Малогобаритные He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеры.

Тип лазера	λ (нм)	Номер трубки	l (см)	d_1 (см)	d (d_{opt}) (см)	V_a (V_{opt}) (см ³)	f (кГц)	P (мВт)	P_{sp} ($P_{\text{sp}}^{\text{opt}}$) (мВт/см ³)	\mathcal{E} (мкДж)	\mathcal{E}_{sp} ($\mathcal{E}_{\text{sp}}^{\text{opt}}$) (мкДж/см ³)	P_{pk} (Вт)	η (η_{opt}) (%)	p_{He} (Тор)	Примечания	Литература
Саморазогревный He–Sr ⁺ -лазер	430.5	1	30	1.4	1.1 (1.0)	28.5 (23.5)	6	600	21 (26)	100	3.5 (4.6)	500	0.1 (0.12)	600	Большой срок службы	[5, 21]
		2	25	1.6	1.0 (0.9)	19.6 (15.9)	8	630	32 (40)	78.8	4.0 (5.0)	394	0.08 (0.1)	684	–	Настоящая работа
		3	20	0.8	0.6 (0.42)	5.66 (2.83)	10	205	37 (73)	20.5	3.6 (7.3)	103	0.06 (0.12)	608	$z_0 = 0.14$ см ⁻¹	[22]
		4	9	1.0	0.55 (0.39)	2.14 (1.07)	18	70	33 (65)	3.9	1.8 (3.6)	19.5	0.04 (0.08)	684	Самая короткая трубка	[22]
Саморазогревный He–Ca ⁺ -лазер	373.7	5	30	1.4	1.1 (1.0)	28.5 (23.5)	6.5	450	16 (19)	70	2.5 (3.0)	350	0.07 (0.08)	700	–	[5, 21]
		6	26.5	1.2	0.7 (0.57)	10.2 (6.8)	9.5	340	33 (50)	36	3.5 (5.3)	143	0.04 (0.06)	456	Толстостенная трубка	Настоящая работа
He–Sr ⁺ -лазер с высоким давлением гелия	430.5	7	20	1.5	0.8 (0.3)	10 (1.4)	3.2	62	6.2 (44)	19	1.9 (14)	250	– (0.06)	3000	Прокачка гелия	[23]
He–Sr ⁺ -лазер с воздушным охлаждением	430.5	8	20	1.2	0.7 (0.55)	7.7 (4.8)	15	350	45 (73)	23	3 (4.8)	90	0.06 (0.1)	500	–	[27]
He–Sr ⁺ -лазер с водяным охлаждением	430.5	9	30	1.4	1.1 (1.0)	28.5 (23.5)	29	3900	137 (166)	134	4.7 (5.7)	650	0.12 (0.14)	500	Толщина прослойки гелия $\Delta = 0.5$ мм	[5, 18]
Катафорезный He–Sr ⁺ -лазер	430.5	10	26	1.1	0.3	1.84	30	510	277	17	9.2	85	0.06	608	$z_0 = 0.15$ см ⁻¹	[28, 29]
Типичный He–Sr ⁺ -лазер средних размеров	430.5	11	40	2.4	1.5	70.7	5	1200	17	240	3.4	1200	0.12	560	–	[5, 6]

Примечание. В скобках даны параметры с учетом перекрытия канала трубки кусочками металла и электродами: эффективные оптический диаметр d_{opt} и активный объем V_{opt} , а также рассчитанные исходя из V_{opt} удельные мощность $P_{\text{sp}}^{\text{opt}}$, энергия импульса генерации $\mathcal{E}_{\text{sp}}^{\text{opt}}$ и КПД η_{opt} .

объем V_{opt} составил всего ~ 1 см³, но при этом мощность P достигала 70 мВт, что вполне достаточно для многих применений.

Саморазогревная отпаиваемая He–Ca⁺-лазерная трубка № 5, конструктивно аналогичная He–Sr⁺-трубке № 1, обладала почти такими же эксплуатационными характеристиками по долговечности, надежности и сохраняемости; она обеспечивала мощность $P = 450$ мВт на УФ линии с $\lambda = 373.7$ нм Ca II, что лишь на 25% меньше, чем для He–Sr⁺-трубки № 1 на $\lambda = 430.5$ нм. Лазер с более толстостенной трубкой № 6 ($d_1 = 1.2$ см, $d = 0.7$ см) показал рекордную для He–Ca⁺-лазера удельную среднюю мощность $P_{\text{sp}} = 50$ мВт/см³.

В наших работах [3–6] по исследованию рекомбинационных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров показано, что с ростом p_{He} энергия импульсов генерации увеличивается, при этом растет также оптимальное давление паров металла. Однако в трубках с продольным разрядом типичной длины ($l \approx 40 - 50$ см) обычно не удается продвинуться до $p_{\text{He}} > 1$ атм из-за высоких требуемых напряжений, а также из-за неконтролируемого испарения при пробое разряда на кусочки металла, особенно в период разогрева трубки. Вместе с тем исследования [24–26] поперечного разряда показали, что рост энергии импульсов генерации He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров не имел тенденции к

насыщению по крайней мере до $p_{\text{He}} \approx 1.5$ атм.

Чтобы выяснить потенциальные возможности увеличения выходных характеристик He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров за счет роста давления смеси, мы поставили эксперимент [23], нацеленный на определение p_{He} , при котором наступает насыщение выходной мощности лазера. Для этого из ВеО-керамики была изготовлена трубка № 7 сравнительно небольшой длины с продольным разрядом ($l = 20$ см, $d = 8$ мм), помещенная в толстостенную кварцевую оболочку. Пары стронция создавались специальным генератором, разогреваемым отдельной печью и расположенным у анодного конца трубки.

Ввод паров осуществлялся медленной прокачкой гелия. Это позволило исключить пробой разряда на кусочке стронция и получить однородное распределение паров вдоль активной длины. В эксперименте было установлено, что максимум P и \mathcal{E} достигается при $p_{\text{He}} \approx 4$ атм, при этом удельная энергия импульса генерации $\mathcal{E}_{\text{sp}} \approx 14$ мкДж/см³ – рекордное значение для данных лазеров с продольным разрядом; достигнута также высокая удельная пиковая мощность $P_{\text{sp}}^{\text{pk}} \approx 180$ Вт/см³ за счет того, что длительность импульса генерации уменьшается с 200–300 нс (при $p_{\text{He}} \approx 1$ атм) до ~ 80 нс (при $p_{\text{He}} \approx 4$ атм). Что касается трубок с вводом паров Sr(Ca) за счет саморазогрева, то в них максимум средней мощности до-

стигается, как правило, при давлениях p_{He} , приближающихся к атмосферному [5, 22].

В следующих двух трубках применялось принудительное воздушное (трубка № 8) и водяное (трубка № 9) охлаждение. Лазерная трубка № 8, исследованная в нашей лаборатории [27], имела открытую ВеО-керамику (рис. 1, а), на которую одевался цилиндрический стеклянный кожух с несколькими боковыми входными и выходными отверстиями для продувки воздуха. При $p_{\text{He}} = 500$ Тор параметры f и P увеличились с 5 кГц и 150 мВт в отсутствие продувки до 15 кГц и 350 мВт при максимальной продувке; при этом КПД $\eta \approx 0.1\%$ и почти не изменился.

Не вполне пропорциональный рост мощности с увеличением f объясняется уменьшением эффективной активной длины из-за неоднородности охлаждения трубки при максимальных скоростях продувки. При этом мощность P_{sp} достигала 73 мВт/см³. Воздушное охлаждение He–Sr⁺-лазера было использовано также в работе [17], где помещенная в плотно прилегающую кварцевую рубашку трубка из алундовой керамики с $d = 1.26$ см, $d_1 = 1.8$ см и $l = 60$ см охлаждалась простым обдувом пятью вентиляторами, расположенными сбоку. В результате мощность P возросла в 1.4 раза.

Более радикальных результатов нам удалось добиться с применением водяного охлаждения [18, 19] несмотря на то, что использование его в лазерах на парах металлов наталкивается на определенные трудности. Они связаны с необходимостью поддержания высоких температур стенок разрядной трубки. В He–Sr⁺(Ca⁺)-лазерах эта температура составляет $\sim 600^\circ\text{C}$. Окись бериллия к тому же имеет высокую теплопроводность, поэтому непосредственный контакт воды с керамикой недопустим, т. к. потребуются неприемлемо большие мощности источника накачки для обеспечения перепада температур от внешней к внутренней поверхности керамики ($\sim 500^\circ\text{C}$).

В связи с вышесказанным в этих трубках необходимо введение теплового сопротивления. Его роль в наших трубках с водяным охлаждением выполнял слой гелия и кварца, т. е. непосредственно водой охлаждалась кварцевая рубашка и теплопередача осуществлялась через кварц и прослойку гелия между рубашкой и керамической трубкой [18, 19]. Исходя из мощности источника накачки и допустимой частоты f , можно подобрать такую толщину прослойки гелия Δ , чтобы теплоотвод при использовании водяного охлаждения был оптимальным с точки зрения как необходимого давления паров, так и использования всей мощности источника питания. К счастью, высокая теплопроводность гелия приводит к тому, что требуемое Δ получается не слишком малым.

Из приведенных в [5, 6, 19] зависимостей видно, что Q резко возрастает при $\Delta \leq 1$ мм; для равномерного отвода тепла столь малые Δ должны быть точно калиброваны. Однако, как было сказано ранее, неограниченно увеличивать f за счет интенсификации теплоотвода от внешней поверхности лазерной трубки нельзя из-за перегрева приосевых зон разряда. Критическая для срыва инверсии температура $T \approx 2300$ К, но, как показывают расчеты [5, 6, 18, 19], имеется значительный резерв для повышения средней мощности генерации за счет роста f с одновременной интенсификацией теплоотвода.

В наших экспериментах [18, 19] с малогабаритным активным элементом He–Sr⁺-лазера с водяным охлажде-

нием использовалась разрядная трубка (рис. 1, в) из ВеО-керамики с $d = 1.1$ см, $d_1 = 1.4$ см, $l = 30$ см. Имевший у нас набор кварцевых трубок позволял изменять толщину прослойки гелия от 0.5 до 1.5 мм. Без водяного охлаждения в оптимальном режиме средняя мощность $P \approx 600$ мВт при $f = 6$ кГц. Использование водяного охлаждения позволило увеличить f : при $\Delta = 1.5$ мм частота $f = 11$ кГц, $P = 1.2$ Вт, $P_{\text{sp}} = 42$ мВт/см³ [19]; при $\Delta = 0.5$ мм частота f достигла 29 кГц, $P = 3.9$ Вт, $P_{\text{sp}} = 137$ мВт/см³ [18]. Отметим, что достигнутая средняя мощность $P = 3.9$ Вт и до настоящего времени остается рекордной для He–Sr⁺-лазеров, а удельная мощность при этом в несколько раз больше полученной в традиционных конструкциях.

Столь обнадеживающие результаты инициировали проведение совместного исследования He–Sr⁺-лазера в Университете Сент-Эндрюс (Великобритания), выполненного Ч.Э.Литтлом (С.Е. Little), Т.Р.Пэгсли (Т.Р. Pugsley) и Е.Л.Латушем в 1991 г. [7]. В этом эксперименте использовалась трубка из ВеО-керамики с прямоугольным (8 × 24 мм) разрядным каналом, цилиндрической наружной поверхностью ($d_1 = 31$ мм) и $l = 40$ см. Трубка помещалась в кварцевую рубашку водяного охлаждения; зазор между керамикой и рубашкой также мог варьироваться.

В отсутствие водяного охлаждения трубка в оптимальном режиме обеспечивала выходную мощность $P = 1$ Вт при потребляемой мощности от выпрямителя $P_{\text{in}} = 1$ кВт и $f \approx 4.5$ кГц. Для трубки с водяным охлаждением при $\Delta = 2$ мм выходные параметры были таковы: $P = 2.3$ Вт, $P_{\text{in}} = 2.5$ кВт и $f \approx 10$ кГц. При меньших зазорах работа трубки была нестабильна и порог генерации достигался с трудом из-за недостаточной мощности блока питания.

Эксперименты с охлаждаемыми водой малогабаритными трубками показали, что использование зазоров теплового сопротивления с не экстремально малой толщиной ($\Delta \approx 1 - 2$ мм) позволяет обеспечить стабильную долговременную работу малогабаритных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров мощностью $P \approx 2$ Вт. К тому же работа с такой лазерной трубкой более удобна в том плане, что тепло не излучается за пределы рубашки водяного охлаждения и защитный кожух лазера не нагревается.

Особого внимания заслуживают результаты, полученные нами с малогабаритным импульсно-периодическим катафорезным He–Sr⁺-лазером [28, 29]. Катафорез давно и успешно используется в непрерывных ионных ЛПМ для создания равномерного распределения паров вдоль активной длины. Наиболее распространенным лазером такого типа является He–Cd⁺-лазер ($\lambda = 441.6$ и 325 нм), впервые предложенный в [30] и реализованный в [31–33]. Он же имеет наибольший из всех ЛПМ коммерческий успех и применяется в самых разнообразных областях [34]. Это является следствием простоты и надежности конструкции, не намного более сложной, чем у He–Ne-лазера, и удобства эксплуатации.

В своих работах [28, 29] мы применили катафорезный способ ввода паров в активную зону и для импульсных ЛПМ. До этого в импульсно-периодических лазерах такой способ не применялся, хотя различные виды принудительной прокачки смеси имели место [23, 35, 36]. Нами показано, что катафорез и в импульсном режиме может вполне успешно справляться с задачей равномерного распределения паров в активной зоне, при этом разрядный канал не загромождается кусочками металла и от-

существует возникновение дугового разряда на них с неконтролируемым испарением; появляется возможность независимого регулирования энерговклада и давления паров металла и отпадает необходимость в насосах для принудительной прокачки смеси.

Для расчета средней скорости прокачки паров металла в импульсно-периодическом разряде за счет катафореза можно использовать выражение

$$v = bE_0\tau_p f\theta, \tag{10}$$

где b – подвижность ионов металла; E_0 – напряженность поля в импульсе тока; τ_p – длительность импульса тока разряда; $\theta = n^+/n$ – степень ионизации атомов металла; n и n^+ – концентрации атомов и ионов металла соответственно. Для типичных условий работы He–Sr⁺-лазера ($E_0 \approx 1000$ В/см, $\tau_p \sim 0.1$ мкс, $f = 5 - 10$ кГц [5, 6], $b \approx 7.1 \cdot 10^{-3}$ м²/(В·с) [37] при $p_{\text{He}} \approx 0.5$ атм, $\theta \sim 0.5$) из (10) найдем $v = 20 - 40$ см/с, что соизмеримо со скоростями в непрерывных катафорезных ЛПМ [5, 6].

Распределение паров в непрерывном режиме при условии обеспечения их конденсации у катода имеет вид [30]

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1 - \exp[\beta(1 - z/l)]}{1 - \exp \beta}, \tag{11}$$

где $\beta = e\theta E_0 l / kT$; z – координата вдоль оси трубки; n_0 – концентрация паров металла в испарителе (при $z = 0$).

В импульсно-периодическом режиме поле приложено к трубке не постоянно, поэтому параметр β примет вид

$$\beta = \frac{\theta e E_0 l}{kT} \tau_p f. \tag{12}$$

Зависимость n/n_0 от z/l , рассчитанная по формуле (11) при разных β , показана на рис.2, откуда видно, что достаточно однородное распределение паров металла вдоль канала и в то же время надежное запираание их со стороны анода достигаются при

$$\beta \geq 10. \tag{13}$$

Из (12) для типичных условий работы импульсно-периодического He–Sr⁺-лазера находим $\beta = 95 - 190$ (для $l = 26$ см, $T = 870$ К), т. е. критерий (13) удовлетворяется с запасом.

Для He–Sr⁺-лазера была сконструирована малогабаритная стеклокерамическая катафорезная трубка № 10 (рис.1,з) с $d = 3$ мм и $l = 26$ см ($V_a = 1.84$ см³). Испарение

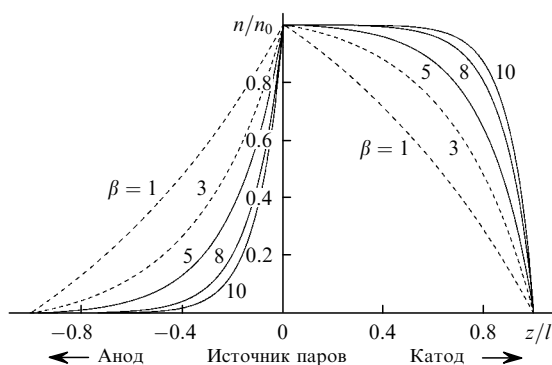


Рис.2. Распределение относительной концентрации паров металла вдоль разрядной трубки импульсно-периодического катафорезного ЛПМ.

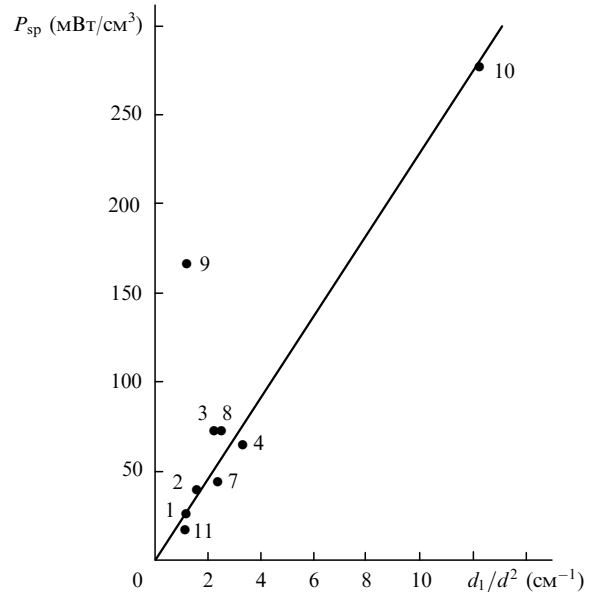


Рис.3. Зависимость удельной средней мощности He–Sr⁺-лазера от отношения d_1/d^2 . Нумерация точек соответствует таблице.

стронция происходило в режиме саморазогрева в расширении канала трубки ($d_2 \approx 8$ мм), при этом основной канал оказывался несколько перегретым, что препятствовало оседанию в нем паров стронция. В эксперименте впервые было достигнуто однородное распределение паров стронция в условиях катафорезной прокачки в импульсно-периодическом режиме и была получена генерация на линии с $\lambda = 430.5$ нм. Давление гелия и частота варьировались: $p_{\text{He}} = 0.3 - 1$ атм, $f = 25 - 50$ кГц. При $f = 30$ кГц и $p_{\text{He}} = 0.7 - 0.8$ атм были достигнуты мощности $P = 510$ мВт и $P_{\text{sp}} = 277$ мВт/см³. Последнее значение является рекордным для He–Sr⁺-лазеров всех типов (см. таблицу). Коэффициент усиления также оказался максимальным для He–Sr⁺-лазеров: $\kappa_0 = 0.15$ см⁻¹.

Отметим, что в катафорезной He–Sr⁺-лазерной трубке отношение $d_1/d \approx 3$, т. е. сравнительно велико, что в соответствии с (7) и (9) является одним из факторов, обеспечивающих высокие P_{sp} и f . Это хорошо иллюстрируется рис.3, из которого видно, что параметры большинства трубок, приведенные в таблице, в координатах P_{sp} и d_1/d^2 удовлетворительно ложатся на прямую. Исключение составляет трубка с водяным охлаждением, режим которой явно не соответствует режиму естественной конвективной и радиационной теплопередачи при саморазогреве.

Итак, применение катафореза привело к созданию малогабаритного, простого и эффективного He–Sr⁺-лазера, обеспечивающего мощность $P \approx 0.5$ Вт в фиолетовой области спектра. Сравнимых характеристик следует ожидать и от катафорезного He–Ca⁺-лазера.

Для многих применений достаточна мощность $P \approx 30 - 50$ мВт (именно таковы типичные мощности генерации He–Cd⁺-лазера). He–Sr⁺ (Ca⁺)-лазер, рассчитанный на такие мощности, может иметь $l \approx 3 - 5$ см; следовательно, ему потребуются малые напряжения питания, что делает его еще более портативным и удобным. Отметим также, что катафорезный ввод паров может оказаться перспективным и для других импульсно-периодических ЛПМ, таких как лазеры на парах меди, бария, бромида меди и др.

3. Применения малогабаритных He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров

Коротковолновое излучение этих лазеров делает перспективы их применения весьма многообразными. Ниже рассматриваются некоторые из них.

Излучение с $\lambda = 430.5$ нм и особенно с $\lambda = 373.7$ нм перспективно в полупроводниковой микротехнологии для фотолитографии, т. к. его длины волн совпадают с максимумами поглощения наиболее эффективных и распространенных фоторезистов [38]. По этой же причине оно подходит и для применений в рельефной голографии, поскольку именно такие фоторезисты используются при создании и массовом тиражировании голограмм.

Для голографии требуется также высокая когерентность излучения, что как раз и обеспечивается малогабаритными, особенно катафорезными, He–Sr⁺(Ca⁺)-лазерами с малым диаметром разрядного канала. Типичная ширина линии генерации этих лазеров составляет 0.5–1.5 ГГц [21], откуда получается длина когерентности ~ 10 –30 см. Оценки показывают, что по эффективности воздействия на фоторезист He–Ca⁺-лазер с $P = 0.5$ Вт эквивалентен Ar⁺-лазеру с $P = 10$ –50 Вт [6, 39].

Кроме того, коротковолновое излучение He–Sr⁺(Ca⁺)-лазеров может использоваться для очистки поверхностей полупроводниковых пластин, подгонки элементов микросхем, исправления дефектов и т. п. [39].

Фиолетовое и УФ излучение, как правило, предпочтительнее во флуоресцентной и комбинационной спектроскопии, а также в хроматографии. Такие методы анализа широко используются в экологии, особенно при контроле состояний водных ресурсов. Например, $\lambda = 373.7$ нм Ca II попадает в максимум поглощения и возбуждает спектры флуоресценции большинства наиболее токсичных загрязнителей вод – полиароматических углеводородов [40]. Излучение стронциевого лазера перспективно для применений в исследованиях атмосферы лидами [41].

В медицине излучение He–Ca⁺-лазера ($\lambda = 373.7$ нм) хорошо подходит для щадящего светолечения желтухи новорожденных [42, 43], для УФ физиотерапии [44]. Излучение с $\lambda = 416.2$ и 430.5 нм He–Sr⁺-лазера пригодно для ранней бесконтактной диагностики диабета по флуоресценции роговицы глаза [45], а также в фотодинамической терапии для диагностики онкологических новообразований. Сейчас для этой цели в большинстве случаев используется дорогостоящий громоздкий ионный криптоновый лазер [46, 47]. Последние исследования показывают, что излучение в диапазоне 360–450 нм с мощностью $P \approx 20$ мВт может быть использовано для диагностики и обнаружения рака легких даже без внедрения в организм больного каких-либо фотосенсибилизаторов [48] либо при вводе их в очень небольших дозах, для чего достаточно выпить стакан апельсинового сока [49].

Перспективно применение этих лазеров и в стоматологии. Эмаль зубов содержит естественный фотосенсибилизатор с максимумом поглощения в районе $\lambda = 420$ –450 нм. При облучении таким светом здоровая эмаль флуоресцирует в красной области ($\lambda = 680$ нм), а эмаль с первыми признаками кариеса – в зеленой ($\lambda = 550$ нм) [49]. Излучение He–Sr⁺(Ca⁺)-лазера может использоваться и для отверждения керамик, широко используемых для лечения зубов. Более подробно об этих и многих других как уже реализованных, так и перспективных применениях этих лазеров можно прочесть в обзорах [6–11].

Заключение

Таким образом, малогабаритный рекомбинационный He–Sr⁺(Ca⁺)-лазер, особенно в катафорезном варианте, является простым и эффективным источником фиолетового и УФ когерентного излучения. Можно прогнозировать широкое применение таких лазеров, если будет налажен их промышленный выпуск и они станут доступными для потребителей и разработчиков аппаратуры.

Авторы выражают благодарность О.О.Пруцакову за помощь в подготовке статьи. Работа поддержана РФФИ (грант №99-02-17539) и ФЦП «Интеграция» (проект № 582).

1. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *ЖЭТФ*, **64**, 2017 (1973).
2. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, №3 (15), 66 (1973).
3. Жуков В.В., Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **4**, 1249 (1977).
4. Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **4**, 1257 (1977).
5. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М., Энергоатомиздат, 1990).
6. Ivanov I.G., Latush E.L., Sem M.F. *Metal vapour ion lasers: kinetic processes and gas discharges* (Chichester, N.Y., John Wiley & Sons, 1996).
7. Little C.E. *Metal vapour lasers: physics, engineering and applications* (Chichester, N.Y., John Wiley & Sons, 1999).
8. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Букшпун Л.М., Коптев Ю.В., Атамась С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **72**, 1215 (1992).
9. Latush E.L., Sem M.F., Kopcev Yu.V., Bukshpun L.M., Atamas' S.N. *Proc. SPIE*, **2110**, 106 (1993).
10. Sem M.F., Latush E.L. In: *Pulsed metal vapour lasers. NATO ASI series. I. Disarmament technologies* (Dordrecht, Boston, London, Kluwer Academic Publishers, 1996, v.5, p.55).
11. Latush E.L., Sem M.F., Chebotarev G.D. In: *Pulsed metal vapour lasers. NATO ASI series. I. Disarmament technologies* (Dordrecht, Boston, London, Kluwer Academic Publishers, 1996, v.5, p.149).
12. Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 645 (1972).
13. Bokhan P.A., Sorokin A.R. *Opt. Quantum Electron.*, **23**, S523 (1991).
14. Букшпун Л.М., Атамась С.Н., Жуков В.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Изв. вузов. Сер. физика*, №6, 105 (1983).
15. Butler M.S., Piper J.A. *Optics Letts*, **12**, 166 (1987).
16. Butler M.S., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 1536 (1985).
17. Bethel J.W., Little C.E. *Optics Comms*, **84**, 317 (1991).
18. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **15**, 1762 (1988).
19. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Теплофизика высоких температур*, **24**, 402 (1986).
20. Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л. *Квантовая электроника*, **30**, 393 (2000).
21. Жуков В.В., Кучеров В.С., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф., Толмачев Г.Н. *Письма в ЖТФ*, **2**, 550 (1976).
22. Chebotarev G.D., Latush E.L., Sem M.F. *J. Moscow Phys. Soc.*, **7**, 125 (1997).
23. Atamas' S.N., Latush E.L., Sem M.F. *J. Russ. Laser Res.*, **15**, 66 (1994).
24. Butler M.S., Piper J.A. *Appl. Phys. Letts*, **42**, 1008 (1983).
25. Butler M.S., Piper J.A. *Appl. Phys. Letts*, **43**, 823 (1983).
26. Brundt M. *Appl. Phys. Letts*, **42**, 127 (1983).
27. Жуков В.В. *Автореферат канд. дис.* (Харьков, Харьковский гос. ун-т, 1978).
28. Latush E.L., Chebotarev G.D., Vasilchenko A.V. *Proc. SPIE*, **3403**, 141 (1998).
29. Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д., Васильченко А.В. *Оптика атмосферы и океана*, **11**, 171 (1998).
30. Sosnowski T.P. *J. Appl. Phys.*, **40**, 5138 (1969).
31. Goldsborough J.P., Hodges E.B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **5**, 361 (1969).
32. Goldsborough J.P. *Appl. Phys. Letts*, **15**, 159 (1969).

33. Fendley J.R. Jr, Gorog I., Hernqvist K.G., Sun C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 8 (1970).
34. Anderson S.G. *Laser Focus World*, **35**, № 1, 80 (1999).
35. Бохан П.А., Закревский Д.Е. *Квантовая электроника*, **18**, 926 (1991).
36. Loveland D.G., Orchard D.A., Zerouk A.F., Webb C.E. *Meas.Sci. Technol.*, **2**, 1083 (1991).
37. Carman R.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1588 (1990).
38. Вейко В.П. *Лазерная обработка пленочных элементов* (Л., Машиностроение, 1986).
39. *Laser Lines. LiCoNIX Quarterly Newsletter*, № 2, 1 (1991).
40. Ксенофонтова Н.М., Малевич И.А., Чубаров С.И. *ЖПС*, **59**, 7 (1993).
41. Бурлаков В.Д., Зуев В.В., Евтушенко Г.С. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **6**, 326 (1993).
42. Потапенко А.Я. *Соросовский образовательный ж.*, № 10, 13 (1996).
43. Пирузян Л.А. *Проблемы медицинской биофизики* (М., Знание, 1991).
44. Ветчинникова О.Н. *Laser Market*, № 4, 14 (1994).
45. Applications unlimited. *Photonics Spectra*, **27**, № 5, 86 (1993).
46. *Справочник по лазерной технике*. Под ред. А.П.Напартовича (М., Энергоатомиздат, 1991).
47. Stuart M.L. *Proc. IEEE*, **80**, 869 (1992).
48. Grunt V. *Biophotonics Intern.*, **4**, № 4, 18 (1997).
49. Marx B.R. *Laser Focus World*, **35**, № 2, 31 (1999).

E.L.Latush, G.D.Chebotarev, M.F.Sem. Small-scale recombination He – Sr⁺ (Ca⁺) lasers.

A review of specific features and output characteristics of small-scale ($l \leq 30$ cm, $d \leq 1.1$ cm) gas-discharge recombination He – Sr⁺ ($\lambda = 430.5$ nm) and He – Ca⁺ ($\lambda = 373.7$ nm) lasers is provided. Such compact lasers are characterised by a relatively high reliability and durability. These lasers are easy to operate and are capable of generating laser pulses with high repetition rates f , a high specific mean power P_{sp} , and an improved quality of output radiation. A typical mean power P of self-heating sealed-off He – Sr⁺ (Ca⁺) laser tubes with $l \approx 30$ cm and $d \approx 1$ cm is ~ 0.5 W. The best specific characteristics of a He – Sr⁺ laser with tubes of this type were achieved with $l = 20$ cm and $d = 0.6$ cm ($P_{sp} = 73$ mW cm⁻³) and $l = 9$ cm and $d = 0.55$ cm ($P_{sp} = 65$ mW cm⁻³). The best specific characteristics for a He – Ca⁺ laser were achieved with $l = 26.5$ cm and $d = 0.7$ cm ($P_{sp} = 50$ mW cm⁻³). The use of forced water cooling in a He – Sr⁺ (Ca⁺) laser allowed the powers $P = 3.9$ W and $P_{sp} = 137$ mW cm⁻³ to be achieved with a tube with $l = 30$ cm and $d = 1.1$ cm for $f = 29$ kHz. A new method of inputting metal vapours based on cataphoresis is considered in detail. Using this method allowed the output characteristics of a He – Sr⁺ laser to be considerably improved and a record specific power $P_{sp} = 277$ mW cm⁻³ to be achieved for a tube with $l = 26$ cm and $d = 0.3$ cm with $f = 30$ kHz and $P = 510$ mW. A record gain, 0.15 cm⁻¹, was also achieved under these conditions. Some possible areas of applications of small-scale He – Sr⁺ (Ca⁺) lasers in semiconductor microtechnology, holography, ecology, and medicine are outlined.