

Оптимальное масштабирование рекомбинационных He – Sr⁺(Ca⁺)-лазеров

Г.Д.Чеботарев, Е.Л.Латуш

Предложена методика масштабирования оптимальных параметров саморазогреваемых рекомбинационных He – Sr⁺(Ca⁺)-лазеров, позволяющая, исходя из известных параметров оптимизированной лазерной трубки, рассчитывать оптимальные параметры возбуждения и выходные характеристики лазеров с трубками произвольных геометрических размеров. Проведена экспериментальная проверка соотношений масштабирования, получено приемлемое для практического использования согласие результатов расчетов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: рекомбинационные лазеры, оптимальные параметры, масштабирование.

Рекомбинационные He – Sr⁺(Ca⁺)-лазеры обладают ценными для практических применений свойствами – малой длиной волны, а также сравнительно высокими для ионных лазеров средней мощностью и КПД [1 – 3]. В связи с этим широкое развитие получили как исследования физических процессов в активных средах этих лазеров, так и работы по оптимизации их рабочих режимов. При оптимизации режима работы лазера важное значение имеет правильный выбор параметров схемы возбуждения лазерных трубок. Что касается возможности прогнозирования оптимальных параметров газоразрядных лазеров, то можно выделить два пути решения этой задачи: математическое моделирование лазеров, основанное на решении системы нелинейных дифференциальных уравнений, которые описывают физические процессы в газоразрядной плазме [3 – 6], и разработка различных методов масштабирования, основанных на закономерностях, установленных для протекающих в активных средах процессов [6 – 8].

В настоящей работе предложена сравнительно простая методика масштабирования саморазогреваемых He – Sr⁺(Ca⁺)-лазеров, позволяющая, исходя из известных параметров оптимизированной лазерной трубки, с приемлемой для практического применения точностью рассчитывать оптимальные параметры возбуждения и выходные характеристики лазеров с трубками произвольных геометрических размеров.

При разработке настоящей методики мы исходили из ряда закономерностей, установленных в результате экспериментальной оптимизации, а также математического моделирования He – Sr⁺-лазера. В последнем случае использовалась модель, описанная в [5, 9] и включавшая в себя систему дифференциальных уравнений для концентраций долгоживущих частиц в плазме и параметров разрядного контура, а также алгебраические уравнения поуровневой кинетики для иона стронция. В частности, для

He – Sr⁺(Ca⁺)-лазеров были установлены три основные закономерности:

1. Разряд накопительной емкости в разрядном контуре, образованном емкостью C , индуктивностью L (состоит из собственной индуктивности разрядной трубки и индуктивности внешних цепей) и активным сопротивлением R разрядной трубки, оказывается близким к критическому, который соответствует переходу разряда из аperiodического режима в колебательный, что обусловлено необходимостью обеспечения крутого заднего фронта импульса тока без обратных выбросов. При наличии обратных выбросов импульса тока либо при затянутом заднем фронте увеличивается электронная температура в раннем послесвечении разряда, что приводит к резкому снижению скорости рекомбинации ионов Sr⁺⁺(Ca⁺⁺) и, соответственно, скорости накачки и населенности верхнего лазерного уровня. Условие критического режима для разрядного контура имеет следующий вид:

$$R = 2(L/C)^{1/2}. \quad (1)$$

Поскольку $R = R(t)$, сопротивление в (1) соответствует завершающей сильноточной фазе импульса тока. Сопротивление трубки определяется проводимостью плазмы σ :

$$R = \frac{l}{\sigma S}, \quad (2)$$

$$\sigma \propto \frac{n_e}{p\sqrt{T_e}}, \quad (3)$$

где l – межэлектродное расстояние; S – площадь сечения трубки; p – давление гелия; n_e и T_e – концентрация и температура электронов [1, 2].

2. Температура электронов в импульсе тока с приемлемой точностью определяется соотношением

$$T_e \propto E/p, \quad (4)$$

где E – начальная напряженность электрического поля в трубке.

3. В оптимальном режиме концентрация электронов, достигаемая в импульсе тока, примерно пропорциональ-

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

на удельному энерговкладу w :

$$n_e \propto w = \frac{CU^2}{2V}. \quad (5)$$

Здесь U – начальное напряжение на накопительной емкости; V – объем активной среды.

Из соотношений (1)–(5) могут быть получены соотношения масштабирования для удельного энерговклада и начальных напряжения на емкости и напряженности электрического поля:

$$w \propto \frac{l}{S} p^{2/3} \frac{C^{1/3}}{L^{2/3}}, \quad (6)$$

$$U \propto lp^{1/3} \frac{1}{L^{1/3} C^{1/3}}, \quad (7)$$

$$E \propto p^{1/3} \frac{1}{L^{1/3} C^{1/3}}. \quad (8)$$

Закон изменения тока для критического режима имеет вид

$$i(t) = \frac{U}{L} t \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right), \quad (9)$$

откуда для амплитуды импульса тока получим

$$i_m = \frac{2U}{eR}. \quad (10)$$

С учетом (1), (7) соотношения масштабирования для амплитуды импульса тока и плотности тока можно получить в виде

$$i_m \propto lp^{1/3} \frac{C^{1/6}}{L^{5/6}}, \quad (11)$$

$$j_m \propto \frac{l}{S} p^{1/3} \frac{C^{1/6}}{L^{5/6}}. \quad (12)$$

В саморазогревных лазерах оптимальный по средней мощности режим генерации определяется скоростью теплоотвода при температуре внутренней поверхности трубки, соответствующей оптимальному давлению паров металла. При этом средняя мощность генерации P_{av} определяется КПД η и потребляемой от источника питания мощностью P_{use} , которая равняется полной тепловой мощности Q_t , отводимой от лазерной трубки:

$$P_{av} = \eta P_{use}, \quad (13)$$

$$P_{use} = Q_t. \quad (14)$$

Погонная тепловая мощность, отводимая от трубки за счет конвекции и излучения, может быть выражена в виде [1, 2]

$$Q = Q_{conv} + Q_{rad} = Ad_{out}^{0.75} + Bd_{out}, \quad (15)$$

где d_{out} – наружный диаметр лазерной трубки. Коэффициенты A и B являются функциями температуры трубки, однако вследствие относительно малых изменений опти-

мальной температуры при изменении давления гелия их можно считать константами. На основе (13)–(15), полагая для простоты $d_{out}^{0.75} \sim d_{out}$, можно записать упрощенные выражения для погонной и полной отводимой тепловых мощностей Q и Q_t :

$$Q = (Ad_{out}^{0.75} + Bd_{out}) \propto d_{out}, \quad (16)$$

$$Q_t = lQ = (Ad_{out}^{0.75} + Bd_{out})l \propto ld_{out}. \quad (17)$$

Учитывая, что для типичных конструкций лазерных трубок $d_{out} \propto d$, где d – внутренний диаметр трубки, из (13), (14) и (17), получим соотношения масштабирования для средней мощности генерации и удельной средней мощности:

$$P_{av} \propto \eta ld_{out} \propto \eta ld, \quad (18)$$

$$P_{av}^{sp} = \frac{P_{av}}{V} \propto \eta \frac{d_{out}}{d^2} \propto \eta \frac{1}{d}. \quad (19)$$

С другой стороны, P_{av}^{sp} может быть выражено в виде

$$P_{av}^{sp} = \varepsilon f, \quad (20)$$

где f – частота следования импульсов; ε – удельная энергия импульса генерации, которая может быть определена следующим образом:

$$\varepsilon = \eta w. \quad (21)$$

Из (20), (21) получим

$$P_{av}^{sp} = \eta w f, \quad (22)$$

откуда с учетом (19) может быть найдено соотношение масштабирования для f :

$$f \propto \frac{d_{out}}{wd^2} \propto \frac{1}{wd}. \quad (23)$$

После подстановки в него (6) это соотношение примет вид

$$f \propto \frac{d}{l} \frac{1}{p^{2/3}} \frac{L^{2/3}}{C^{1/3}}. \quad (24)$$

Для среднего тока, потребляемого трубкой, можно записать следующее выражение:

$$i_{av} \propto \frac{P_{use}}{U_r}, \quad (25)$$

где U_r – напряжение выпрямителя источника питания. С учетом того, что $U \propto U_r$ (коэффициент пропорциональности определяется схемой возбуждения разряда), получим, используя (7), (14) и (17), соотношение масштабирования для среднего тока (при $d_{out} \propto d$):

$$i_{av} \propto d \frac{1}{p^{1/3}} L^{1/3} C^{1/3}. \quad (26)$$

С другой стороны, для i_{av} можно записать

$$i_{av} = i_m \tau_i f, \quad (27)$$

Номер активного элемента	Лазер	<i>l</i> (см)	<i>d</i> (см)	<i>P</i> _{ав} (мВт)	<i>P</i> _{ав} ^{сп} (мВт/см ³)	ϵ (мкДж/см ³)	<i>C</i> (пФ)
1	He – Sr ⁺	45	1.5	1350	21	4.2	825
2	He – Sr ⁺	25	1.0	630	40	5.0	550
3	He – Sr ⁺	20	0.6	205	73	7.3	117.5
4	He – Sr ⁺	9	0.55	70	65	3.6	117.5
5	He – Ca ⁺	26.5	0.7	340	50	5.3	550

откуда с использованием (11), (24) получим соотношение масштабирования для длительности импульса тока τ_i :

$$\tau_i \propto L^{1/2} C^{1/2}. \tag{28}$$

Полученные соотношения позволяют прогнозировать оптимальные параметры рекомбинационных лазеров, исходя из геометрических размеров трубки и заданных *p* и *C*. Индуктивность контура, когда она в основном определяется индуктивностью трубки, может быть найдена по формуле [6]

$$L = 2l \left[\ln \frac{4l}{d} - 1 \right]. \tag{29}$$

Как показали результаты экспериментов, близкие к максимальным η и *P*_{ав} для определенной трубки могут быть реализованы при изменении емкости в достаточно широких пределах (до 3–5 раз). Ориентировочно накопительную емкость можно также оценить, если определить закон масштабирования для *C*. Дополнительное условие, требуемое для этого, имеет вид $\sigma \approx \text{const}$, поскольку, как показали измерения проводимости плазмы в импульсе тока, а также результаты численных экспериментов, проводимость имеет один и тот же порядок для трубок различной геометрии. С учетом этого из (1), (2) соотношение масштабирования для накопительной емкости можно получить в виде

$$C \propto (S/l)^2 L. \tag{30}$$

Как видно из (29), с определенной точностью можно положить, что $L \propto l$; следовательно, формула (30) может быть записана в виде

$$C \propto S^2/l. \tag{31}$$

Отметим, что имеется ряд ограничений на области изменения параметров, входящих в полученные соотношения масштабирования, которые обусловлены механизмами генерации рассматриваемых лазеров.

В частности, анализ экспериментальных данных показал, что в оптимальных режимах генерации саморазогревных рекомбинационных лазеров с продольным разрядом удельный энергосъем ϵ при $p \leq 1$ атм лежит в пределах 2–10 мкДж/см³, а типичный КПД η составляет ~0.1%. Отсюда могут быть определены ориентировочные границы возможных изменений удельного энерговклада: $w \approx 2 - 10$ мДж/см³.

Наличие нижней границы *w* обусловлено существованием критических значений n_e и скорости рекомбинационной накачки, ниже которых инверсия срывается [1, 2]. Верхняя же граница *w* соответствует энерговкладу, при котором осуществляется практически полная двукратная ионизация стронция. С превышением этой границы избыток энергии будет в основном расходоваться на ионизацию гелия, вследствие чего η и *P*_{ав} будут уменьшаться, хотя ϵ может еще оставаться высоким.

Заметим, что полученные соотношения масштабирования применимы лишь к режимам генерации, в которых достигается максимальная средняя мощность. Как показали результаты экспериментов, при оптимизации лазеров по импульсным выходным характеристикам, в частности по энергии импульса генерации, реализованные оптимальные режимы могут существенно отличаться от режимов с максимальной средней мощностью; при этом достигаемые энерговклады примерно отвечают верхней границе указанного выше диапазона либо несколько превышают ее. Поскольку при повышении давления гелия оптимальное давление паров стронция, испытывающего в данном случае практически полную двукратную ионизацию, возрастает [1–3], соответственно возрастает и достигаемое *w*.

Оптимизация по импульсным выходным характеристикам осуществляется, как правило, для лазерных трубок с внешним подогревом, работающих в режиме однократных импульсов или с малыми частотами следования импульсов. Лишь в отдельных случаях возможна одновременная реализация максимальных средних и импульсных энергетических характеристик. В этих случаях задаваемое соотношением (6) *w* должно соответствовать верхней для данного давления гелия границе диапазона возможных вариаций.

Как показано в [10], оптимальная частота следования импульсов *f* ограничена предельной частотой, обусловленной перегревом активной среды в приосевых частях разрядной трубки и определяемой выражением

$$f_{\text{lim}} = \frac{55}{d^2}, \tag{32}$$

где *d* берется в сантиметрах, а f_{lim} – в килогерцах.

Эксперименты с активными элементами большого диаметра [11, 12] показали, что при $d \geq 2.5$ см возникает ограничение частоты следования импульсов, связанное с формированием значительной радиальной неоднородности активной среды. Из-за этого увеличение диаметра трубки вплоть до 4 см и соответственное увеличение активного объема до 1000 см³ уже не приводят к возрастанию средней мощности генерации, которая остается порядка 1 Вт. В связи с этим применимость соотношений масштабирования ограничена также условием $d < 2.5$ см.

Кроме того, для эффективной рекомбинационной накачки длительность заднего фронта, а значит, и длительность импульса тока должны быть малы по сравнению с временем охлаждения электронов в послесвечении:

$$\tau_i \propto L^{1/2} C^{1/2} < \tau_{\text{cool}} \propto \frac{1}{p}. \tag{33}$$

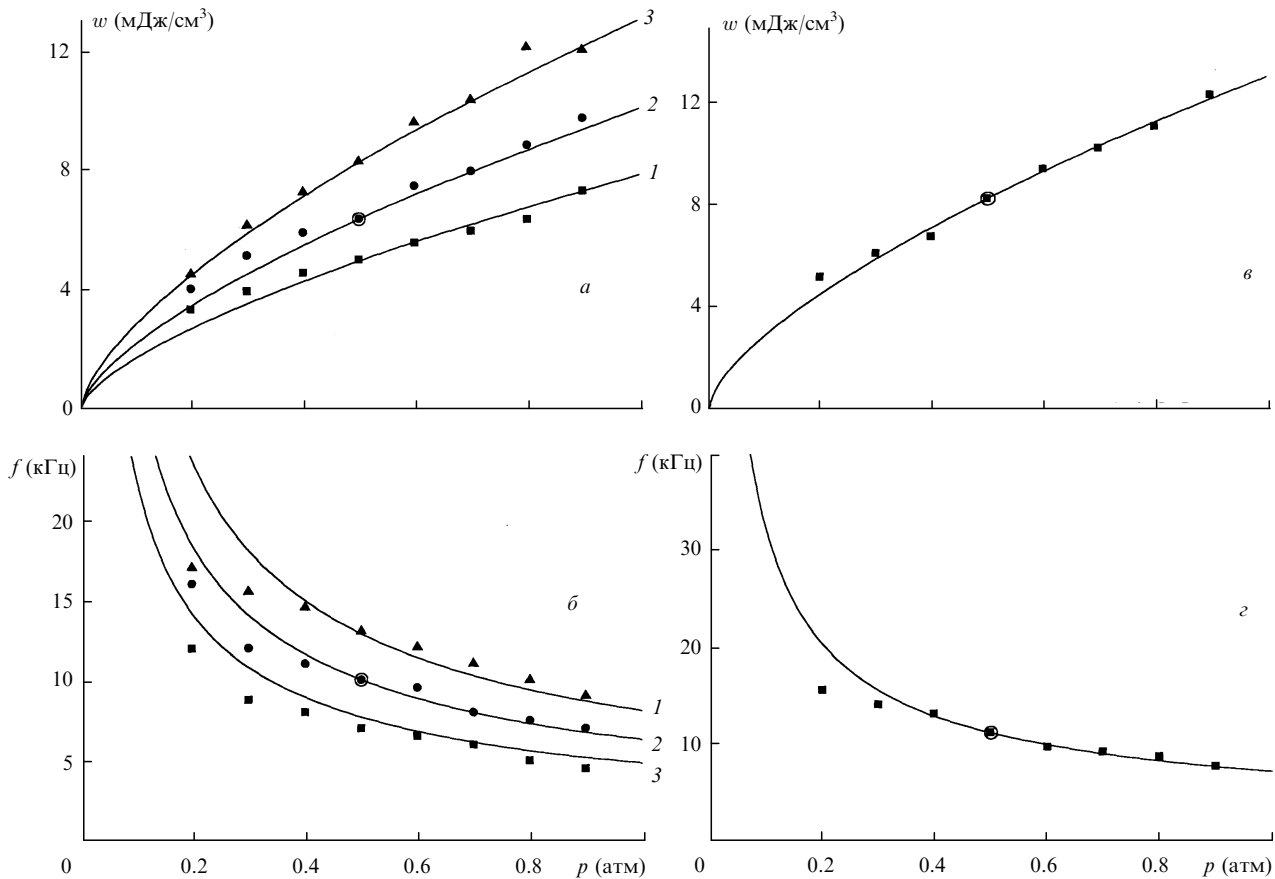


Рис.1. Зависимости удельного энерговклада (a, v) и частоты следования импульсов (b, z) от давления гелия для He – Sr⁺-лазера (трубка 3; a, b) и He – Ca⁺-лазера (трубка 5; v, z). Точки – эксперимент, кривые – расчет по формулам (6) и (24) при $C = 117.5$ (1), 250 (2) и 550 пФ (3; v, z).

С целью проверки полученных соотношений масштабирования были проведены эксперименты с четырьмя активными элементами He – Sr⁺-лазера различных размеров и одним активным элементом He – Ca⁺-лазера, в процессе которых лазеры оптимизировались по средней мощности при разных C и p . Геометрические размеры исследованных лазерных трубок приведены в таблице. Там же приведены максимальные достигнутые средняя мощность генерации, удельная средняя мощность и удельная энергия импульса, а также накопительная емкость, при которой они были получены. При определении удельных характеристик генерации учитывалось перекрытие разрядного канала кусочками металла и электродами.

Достигнутые в ходе экспериментов по оптимизации удельные средние мощности 73 и 50 мВт/см³ для He – Sr⁺- и He – Ca⁺-лазера соответственно (см. таблицу), являются максимальными для традиционных конструкций саморазогревных активных элементов рекомбинационных лазеров без принудительного охлаждения.

На рис.1 приведены экспериментально найденные оптимальные удельный энерговклад w и частота следования импульсов f для He – Sr⁺-лазера (трубка 3) и He – Ca⁺-лазера (трубка 5). (Здесь и ниже номера трубок соответствуют номерам активных элементов из таблицы.) Из экспериментально найденных оптимальных режимов были выбраны опорные режимы (на рис.1 выделены кружками), исходя из которых были построены предсказываемые соотношения масштабирования (6) и (24) зависимости $w(p)$ и $f(p)$. Как видно из рис.1, экспериментальные точки с удовлетворительной точностью соответствуют предсказываемым зависимостям.

На рис.2 представлены экспериментальные значения амплитуды импульса тока и среднего тока для тех же лазерных трубок, а также результаты расчетов зависимости $i_m(p)$ и $i_{av}(p)$ по формулам (11) и (26). Видно удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных зависимостей.

Для проверки зависимости оптимальных значений w , i_m , f и i_{av} от геометрических размеров лазерных трубок была проведена оптимизация четырех активных элементов He – Sr⁺-лазера (трубки 1–4) при одинаковой накопительной емкости и давлении гелия, равных соответственно 550 пФ и 0.5 атм. С использованием полученных при этих условиях экспериментальных значений w , i_m , f и i_{av} для четырех лазерных трубок построены зависимости этих величин от стоящих в правых частях соотношений (6), (11), (24) и (26) комбинаций параметров (за исключением одинаковых для всех трубок C и p) (рис.3). При этом использовалась индуктивность разрядного контура, складывающаяся из собственной индуктивности трубки (29) и индуктивности внешних цепей, равной 500 нГн. Как видно из рис.3, задаваемые указанными соотношениями линейные зависимости выполняются с приемлемой точностью.

На рис.4,а приведена экспериментальная зависимость удельной средней мощности от величины, обратной диаметру трубки. Эта зависимость близка к линейной зависимости, задаваемой соотношением (19). На рис.4,б показаны результаты измерений длительности импульса тока на полувывоте для трубок 1 и 3 при вариации накопительной емкости; видно, что они согласуются с (28). Как следует из рис.4,в, накопительная ем-

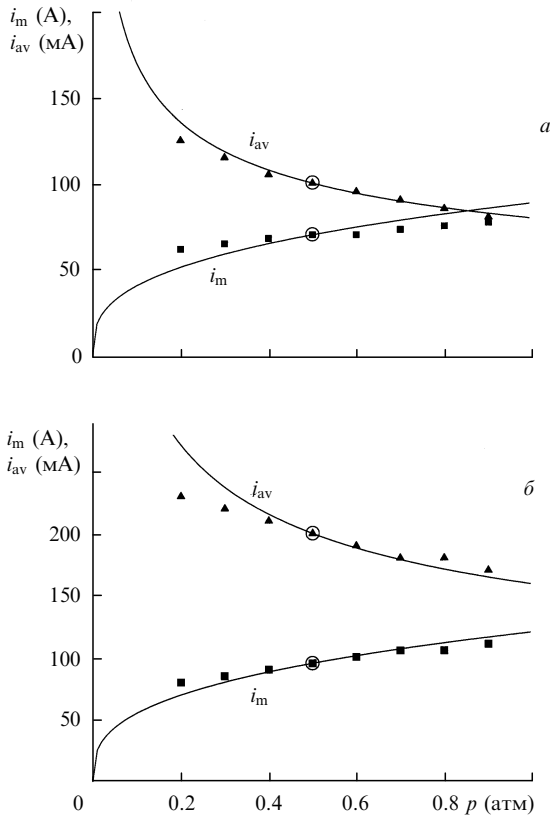


Рис.2. Экспериментальные (точки) и рассчитанные по формулам (11) и (26) (кривые) зависимости амплитуды импульса тока и среднего тока от давления гелия для He – Sr⁺-лазера (трубка 3; а) и He – Ca⁺-лазера (трубка 5; б) при $C = 550$ пФ.

кость хотя и может испытывать существенные вариации, изменяется при изменении геометрических размеров лазерных трубок примерно в соответствии с (31).

Таким образом, предложенная в настоящей работе методика масштабирования оптимальных параметров саморазогреваемых He – Sr⁺(Ca⁺)-лазеров позволяет в пределах установленных границ ее применимости (исхо-

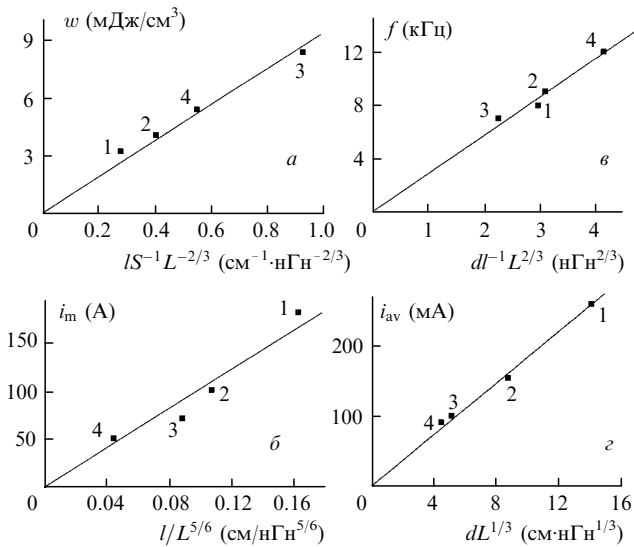


Рис.3. Зависимости удельного энерговклада (а), амплитуды импульса тока (б), частоты следования импульсов (в) и среднего тока (г) от геометрических размеров трубок для He – Sr⁺-лазера (трубки 1 – 4). Точки – эксперимент при $C = 550$ пФ, $p = 0.5$ атм (нумерация соответствует таблице), прямые – линейная аппроксимация.

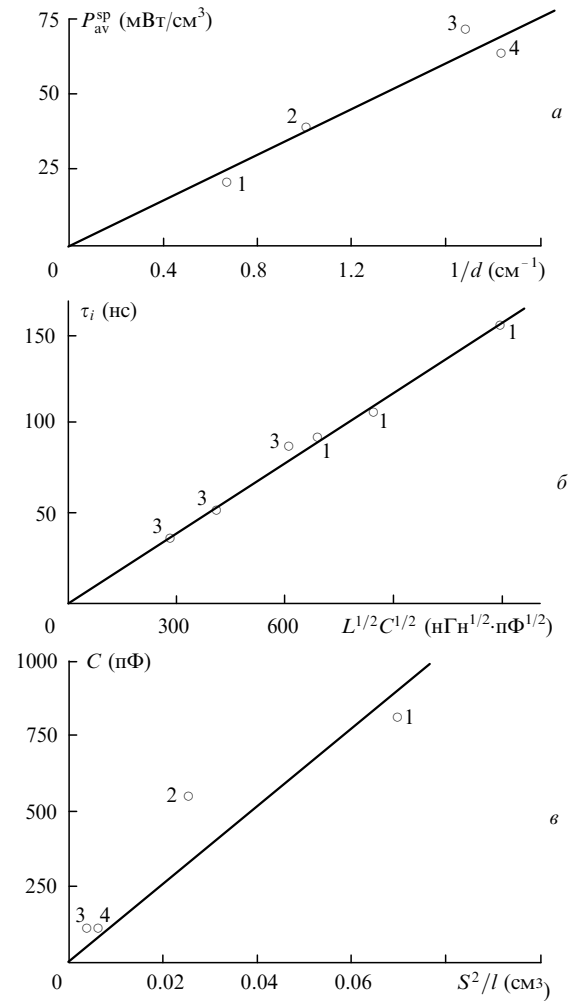


Рис.4. Зависимости удельной средней мощности (а) и накопительной емкости (б) от геометрических размеров трубок для He – Sr⁺-лазера (трубки 1 – 4), а также длительности импульса тока (б) от $L^{1/2}C^{1/2}$ (трубки 1 и 3). Точки – эксперимент (нумерация соответствует таблице), прямые – линейная аппроксимация.

дя из режима работы оптимизированной лазерной трубки) с приемлемой для практического использования точностью рассчитывать оптимальные параметры возбуждения и выходные характеристики лазеров с трубками произвольных размеров. Кроме того, данная методика дает возможность прогнозировать геометрические размеры и параметры возбуждения лазерных трубок с заданными выходными характеристиками – средней мощностью, энергией и частотой следования импульсов. Методика масштабирования может также оказаться полезной при анализе результатов экспериментов и численного моделирования и систематизации параметров рекомбинационных лазеров.

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

1. Иванов И.Г., Латуш Е. Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов* (М., Энергоатомиздат, 1990).
2. 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).
3. Little С.Е. *Metal vapour lasers: physics, engineering and applications* (Chichester, N.Y., John Wiley & Sons, 1999).
4. Carman R.J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 1588 (1990).
5. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л. *Деп ВИНТИ № 6298-B87* (1987).

6. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М., Научная книга, 1998).
7. Little C.E., Maitland A. In: *Lasers physics and applications. Proc. VI Intern. school on quantum electronics (Varna, Bulgaria 1990)* (Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, World Scientific Publishing, 1991, p.234).
8. Fujii K., Little C.E., Piper J.A. In: *Proc. Intern. symp. on short wavelength lasers and their applications* (Osaka, Japan, 1987, p.324).
9. Латуш Е.Л., Коптев Ю.В., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д., Корогодин Д.А. *Квантовая электроника*, **18**, 1427 (1991).
10. Букшпун Л.М., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Квантовая электроника*, **15**, 1762 (1988).
11. Little C.E., Piper J.A. *Proc. SPIE*, **1041**, 167 (1989).
12. Little C.E., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 903 (1990).

G.D.Chebotarev, E.L.Latush. Optimal scaling of the He – Sr⁺(Ca⁺) recombination lasers.

A method for scaling optimal parameters of the discharge-heated He – Sr⁺(Ca⁺) recombination lasers is suggested. The method can be used for calculating of optimal excitation parameters and output characteristics of laser tubes of arbitrary dimensions from the known parameters of the optimised laser tube. The experimental verification of the scaling relations showed reasonable agreement between calculations and the experimental data, which is acceptable for practical applications.