

23. Егоров В. Н., Резиков О. В. Возбуждение спектра тория в безэлектродных разрядных трубках и его характеристика.— *Опт. и спектр.*, 1965, т. 19, № 4.
24. Муллер Я. Н., Лисицына Л. И., Хрусталеv В. А. Использование явления вторичной электронной эмиссии в He—Ne-лазерах с поперечным СВЧ-разрядом.— *Квант. электроника*, 1979, т. 6, № 3.
25. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда.— М.: Мир, 1961.
26. Максимов А. И. СВЧ-разряд для технологии в приборостроении.— *Труды Ивановского хим. технологического ин-та*, 1973, № 3.
27. Гриф Г. И., Зенкевич Н. М. Линия передачи СВЧ-энергии. (Автор. свид-во № 114439).— *БИ*, 1958, № 7.
28. Гриф Г. И.— В кн.: 24-я Областная НТК, посвященная Дню радио. Новосибирск, 1981.
29. Муллер Я. Н., Съедугин В. В., Хрусталеv В. А. К вопросу о минимизации мощности накачки ОКГ с СВЧ-разрядом.— В кн.: Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицинской технике». М.: МЭИ, 1979.
30. Муллер Я. Н., Съедугин В. В., Хрусталеv В. А. He—Ne-лазер с повышенной мощностью генерации.— Там же.
31. Гриф Г. И., Суворова М. И.— В кн.: 23-я Областная НТК, посвященная Дню радио. Новосибирск, 1980.
32. Горохов А. В., Максимов А. И., Свенцов В. И., Соколов В. Ф. О сравнении свойств тлеющего и СВЧ-разрядов.— *ЖТФ*, 1973, т. 43, № 2.
33. Хрусталеv В. А. Малогабаритный гелий-неоновый ОКГ с СВЧ-накачкой.— В кн.: Физическая гидродинамика и теплообмен. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978.
34. Муллер Я. Н., Хрусталеv В. А. Измерение ненасыщенного показателя усиления He—Ne-лазера с поперечной СВЧ-накачкой.— *Квант. электроника*, 1981, т. 8, № 3.

*Поступила в редакцию 30 марта 1983 г.;
окончательный вариант — 31 августа 1983 г.*

УДК 621.378.3

М. ЯНОШИ, К. РОЖА, Л. ЧИЛЛАГ, ЛЕ ТРОНГ МУ
(Будапешт, ВНР)

ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С ПОЛЫМ КАТОДОМ НА СМЕСИ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

Введение. Исследования, проведенные в последние годы, показали, что разряд в полом катоде успешно применяется для возбуждения газовых лазеров непрерывного действия малой или средней мощности в зеленой, синей и ультрафиолетовой областях спектра. Главным преимуществом разряда в полом катоде является то, что в нем число электронов высокой энергии значительно больше, чем в положительном столбе. Так как в лазерах, работающих в сине-зеленой области спектра, используются переходы между уровнями однократно ионизированных атомов, нетрудно понять роль высокоэнергетических электронов в процессе возбуждения этих лазеров.

Известно большое число работ по исследованию лазеров с полым катодом на смеси гелия и паров металлов. Системы He—Cd и He—Zn оказались самыми интересными и были изучены подробнее других. В лазерах на парах металлов рабочая температура разрядной трубки достигает 300—400°C, что значительно усложняет их конструкцию и технологию изготовления.

Открытие лазеров с полым катодом на смеси благородных газов. Технологические проблемы, связанные с необходимостью создания паров металлов в лазерах с полым катодом, привели к размышлениям о возможности использования в них любых благородных газов. К этому времени уже было известно, что многие системы «металл—гелий», генерирующие когерентное излучение в положительном столбе только в им-

пульсном режиме, в случае применения полых катодов работают в непрерывном режиме. Дана и Лаурес осуществили импульсную генерацию в послесвечении положительного столба в смеси He — Kr и Ne — Xe на линиях ионов Kr II и Xe II, лежащих в сине-зеленой области спектра [1]. Повторив эти исследования [2], мы обнаружили, что характеристики генерации указанных благородных газов в послесвечении подобны свойствам зеленого (538 нм) импульсного лазерного перехода Cd II в положительном столбе. Поскольку на переходах Cd II наблюдалась генерация в непрерывном режиме в смеси He — Cd в разряде с полым катодом, можно было предположить, что и смесь He — Kr будет вести себя аналогичным образом. Подробный анализ экспериментальных данных показал, что для системы He — Kr с полым катодом непрерывная генерация ожидается при парциальных давлениях $p_{Kr} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ тор и $p_{He} \approx 15$ тор.

В первом опыте, проведенном с целью решения этой проблемы, непрерывная генерация наблюдалась на переходе Kr II 469 нм в разрядной трубке с полым катодом и многочисленными анодами [3]. Найдено, что оптимальные давления составляют $p_{Kr} = 5 \cdot 10^{-2}$ тор и $p_{He} = 37$ тор. Попытки же получить генерацию в смеси Ne — Xe и He — Ar оказались безуспешными [4]. Мы считали, что в этих трубках не хватало усиления, и поэтому их нужно переконструировать. Главный недостаток применявшейся конструкции состоял в том, что при значении тока, выше некоторого, разряд сужался в одну точку и возникала дуга. Для того чтобы осуществить однородный разряд и при больших токах, необходимо, как выяснилось, разделить его на части.

Усовершенствованная разрядная трубка с сегментированным полым катодом показана на рис. 1. Длина одного сегмента 1 3 см, внутренний диаметр катода 3 мм. Сегменты отделены друг от друга кольцевыми анодами 2. Суммарная длина полого катода (18 сегментов) 54 см. Аноды и катоды расположены в стеклянной трубке 3. В этой трубке непрерывная генерация получена в смеси He — Ar на линии Ar II 476,5 нм [5]. На рис. 2 представлена зависимость выходной мощности (P) от давления гелия (p_{He}) при разных давлениях аргона (p_{Ar}).

Дальнейшим усовершенствованием лазера явилась разрядная трубка на полом катоде с высоким напряжением [6]. В этой конструкции (рис. 3) аноды цилиндрической формы 2 расположены в ряд внутри катода 1. Разряд формируется в окруженном анодами пространстве 3. Напряжение разряда в такой трубке значительно превышает напряжение на обычном полом катоде, что, следовательно, ведет к дальнейшему повышению числа высокоэнергетичных электронов. В такой системе с полым катодом при высоком напряжении наблюдалось значительное увеличение интенсивности спонтанной линии иона ксенона $\lambda = 531,4$ нм Xe II при добавлении гелия к смеси Ne — Xe. Найдя таким образом оптимальное давление гелия, удалось получить непрерывную генерацию и в смеси He — Ne — Xe на двух линиях Xe II [7].

Лазерные переходы. В результате описанных экспериментов была получена генерация на 13 переходах ионов Kr, Ar и Xe [8]. Данные суммированы в табл. 1, где приведены состав газов, длины волны переходов и пороговые токи, наблюдавшиеся в трубке с полым катодом высокого напряжения. Следует заметить, что Р. Соланки и др. [9] нашли некоторые дополнительные слабые лазерные переходы.

Оптимальные параметры действия. Для определения оптимальных параметров ионных лазеров на смеси благородных газов были проведены

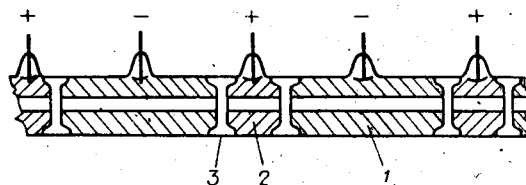


Рис. 1. Разрядная трубка с сегментированным полым катодом:

1 — катод, 2 — анод, 3 — стеклянная трубка.

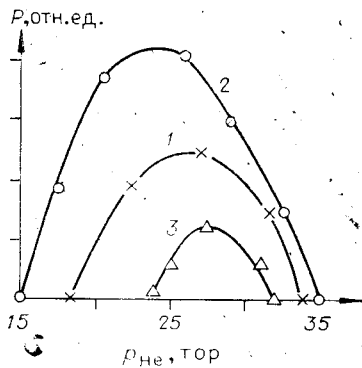


Рис. 2. Зависимость выходной мощности (P) гелий-аргонового лазера на длине волны $\lambda = 476,5$ нм от давления гелия (p_{He}) при разных давлениях аргона ($p_{\text{Ar}} = 0,56$ (1), 0,85 (2), 1,2 тор (3)) и токе 7,5 А.

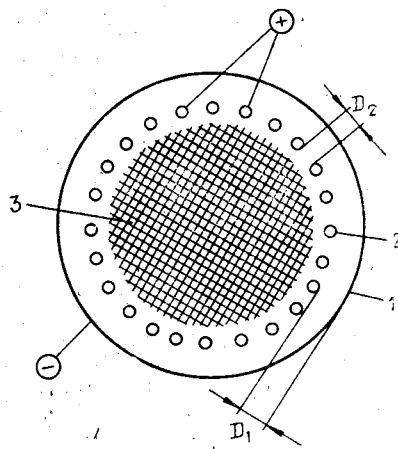


Рис. 3. Поперечное сечение разрядной трубки с полым катодом высокого напряжения: 1 — катод, 2 — внутренние аноды из вольфрамовых стержней диаметром 1 мм, $D_1 = 0,5$ мм, $D_2 = 1-5$ мм.

детальные исследования. Питание разрядной трубки во всех этих исследованиях осуществлялось пульсирующим выпрямленным током, но для уменьшения термической нагрузки трубки частоту повторения понизили до 12,5 Гц.

Ниже изложены некоторые результаты измерений на смеси He — Kr. На рис. 4 показана зависимость мощности генерации P на линии $\lambda = 469,4$ нм KrII от парциального давления криптона p_{Kr} , а на рис. 5 и 6 — мощность этого лазера в зависимости от разрядного тока при разных значениях p_{He} и p_{Kr} . Все данные получены на трубке с сегментированным полым катодом, представленным на рис. 1. Оптимальное парциальное давление криптона $p_{\text{Kr, opt}} = 5 \cdot 10^{-2}$ тор. Относительно кривых, приведенных на рис. 6, следует заметить, что при разных составах смеси режимы работы гелий-криптонового лазера значительно отличаются. Например, при низком парциальном давлении криптона порог генерации невысок. Однако в этом случае уже при небольших токах наблюдается насыщение мощности генерации. Если концентрация криптона больше, порог повышается, но насыщения выходной мощности в данном интервале тока не наблюдается. Из рис. 6 видно, что на кривых, соответствующих большим концентрациям криптона, с увеличением тока выше порогового значения мощность быстро возрастает.

Таблица 1

Лазерные переходы в смеси благородных газов

Вид смеси	Длина волны, нм	Энергия верхнего уровня, эВ	Пороговый ток, А	Вид смеси	Длина волны, нм	Энергия верхнего уровня, эВ	Пороговый ток, А
He—Kr	KrII						
12 тор He	651,0	19,47	2,1	0,7 тор Ar	648,1	19,97	2,5
	512,6	19,57	4,4		476,5	19,87	2,2
75 мтор Kr	469,4	19,47	1,1		457,9	19,97	4,2
	458,3	19,57	4,2		454,5	19,87	3,5
	438,7	19,47	4,5				
	431,8	19,47	2,0	He—Ne—Xe	XeII		
				7 тор He	531,4	16,43	4,0
He—Ar	ArII			4 тор Ne	486,3	16,43	12,0
11 тор He	686,1	19,87	2,3	45 мтор Xe			

Энергия возбуждающих He 2³S 19, 82
метастабильных состо- Ne 1s₅ 16, 62
яний

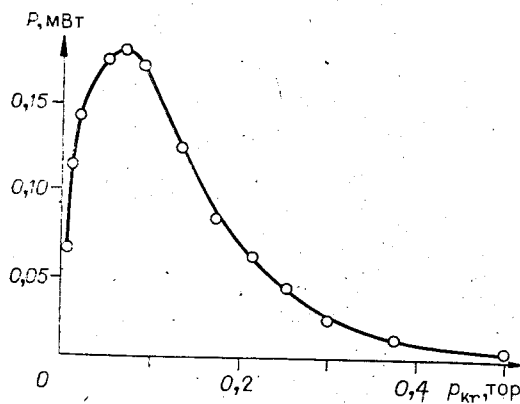


Рис. 4. Выходная мощность (P) гелий-криптонового лазера на длине волны $\lambda = 469,4$ нм в зависимости от парциального давления криптона (p_{Kr}) при давлении гелия $p_{He} = 28$ тор и токе 6,5 А. Пропускание выходного зеркала $\approx 0,1\%$.

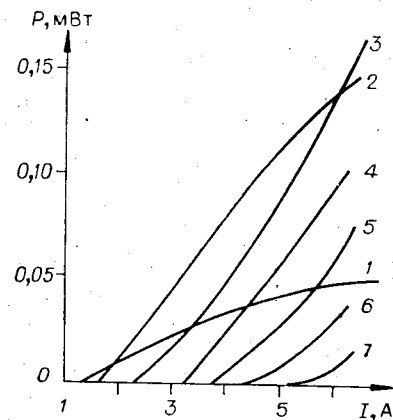


Рис. 5. Зависимость выходной мощности (P) гелий-криптонового лазера на длине волны $\lambda = 469,4$ нм от разрядного тока I при разных давлениях гелия ($p_{He} = 16$ (1), 17 (2), 21 (3), 28 (4), 35 (5), 39 (6), 44 тор (7)) и при давлении криптона $p_{Kr} = 5 \cdot 10^{-2}$ тор. Пропускание выходного зеркала $\approx 0,1\%$.

В трубке высокого напряжения с полым катодом при активной длине 160 см получены следующие максимальные выходные мощности: на He—Kг, $\lambda = 469,4$ нм (при 10 А) 100 мВт; на He—Аг, $\lambda = 476,5$ нм (при 10 А) 21 мВт. Измерено также и усиление в этой же трубке на сильных лазерных переходах KгII (при 10 А): для $\lambda = 469,4$ нм усиление 9,5%/м; для $\lambda = 431,8$ нм — 2,5%/м и для $\lambda = 651,0$ нм — 0,5%/м [10]. Как и ожидалось, сильная конкуренция наблюдалась между синей (469,4 нм) и фиолетовой (431,8 нм) линиями KгII, так как оба перехода начинаются с общего верхнего уровня.

Нами подробно изучено влияние увеличения напряжения на характеристики генерации на синем ($\lambda = 469,4$ нм) переходе гелий-криптонового лазера. Для этой цели использовалась разрядная трубка с полым катодом и внутренними анодами (см. рис. 3). Трубка состояла из четырех сегментов, длина каждого 10 см, внутренний диаметр 8,5 мм. Число анодов (стержни вольфрама) могло меняться. Для исследования взяты трубки с одним, тремя и шестью внутренними стержнями. Установлено, что с увеличением числа стержней напряжение разряда постепенно возрастает, одновременно пороговый ток лазера снижается и выходная мощность увеличивается. Эти результаты приведены в табл. 2. Максимальная мощность получена в случае с 6 анодами, а оптимальный КПД — в случае с 3 анодами.

В квазинепрерывном режиме при использовании импульсов тока с пиковым значением 20 А и длительностью 100 мкс в трубке с 6 стержнями мощность генерации увеличивалась до 450 мВт. Детальное изучение системы с 3 стержнями показало, что «оптимумы» парциальных давлений криптона и гелия зависят от силы тока. Оптималь-

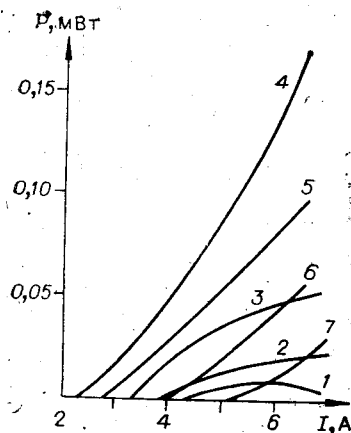


Рис. 6. Зависимость выходной мощности (P) гелий-криптонового лазера на длине волны $\lambda = 469,4$ нм от разрядного тока I , при разных давлениях криптона. ($p_{Kr} = 5$ (1), 22 (2), 50 (3), 88 (4), 120 (5), 250 (6), 370 мтор (7)).

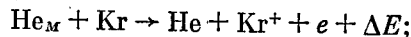
ные значения давления, найденные в диапазоне тока 3 ÷ 9 А, представлены в табл. 3. Выходные мощности измерялись при плотных зеркалах (пропускание $\sim 10^{-3}$). Из таблицы видно, например, что при токе 9 А наибольшая выходная мощность получена при самых больших парциальных давлениях криптона и гелия, т. е. в названных условиях нам не удалось повысить парциальные давления до оптимальных значений.

Усиление и параметр насыщения измерялись в квази непрерывном режиме. При импульсах тока 16 А/100 мкс усиление составляло 16%/м. Определение усиления и параметра насыщения осуществлялось с помощью поворачивающейся пластинки Брюстера [11]. Надо заметить, что предыдущие исследования модовой структуры показали [12], что если He—Kr-лазер работает на одной поперечной (TEM_{00q}) моде, то генерация на $\lambda = 469,4$ нм происходит без всяких селекторов и на одной продольной моде. Эта самоселекция мод связана с большим однородным (ударным) уширением перехода, которое при сравнительно больших давлениях (20—30 тор) значительно превышает доплеровскую ширину.

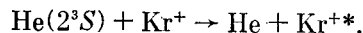
Параметр насыщения измерялся в одномодовом режиме при разных токах и давлениях. Оказалось, что его значение зависит от названных параметров. Насыщающая интенсивность для перехода $\lambda = 469,4$ нм при импульсах тока 16 А/100 мкс и давлении He 19 тор составляла 150 Вт/см². Эти исследования еще не закончены.

Механизм возбуждения. Анализируя результаты, полученные с различными разрядами в положительном столбе, Дана и Лаурес [1] предположили двухступенчатый процесс возбуждения для гелий-криптонового ионного лазера:

1) ионизация криптона при столкновениях с метастабильными атомами гелия (ионизация Пеннинга):



2) возбуждение верхнего лазерного уровня при столкновениях второго рода между метастабильными атомами гелия в состоянии 2³S и ионами криптона в основном состоянии:



Вторая ступень возбуждения, по нашему мнению, остается главным процессом и для лазера непрерывного действия с полым катодом. Энергия верхнего лазерного уровня близка к резонансу с метастабильным уровнем гелия 2³S, а наблюдаемая в смеси He—Kr генерация на переходе иона криптона при разряде в чистом Kr не возбуждается. Интенсивность спонтанной линии $\lambda = 469,4$ нм разряда в He—Kr оказалась

Т а б л и ц а 2

Параметры He—Kr⁺-лазера с полым катодом с разным числом внутренних анодных стержней ($\lambda = 469,4$ нм, $P_{\text{He}} = 18$ тор, $P_{\text{Kr}} = 7 \cdot 10^{-2}$ тор)

Число анодных стержней	Напряжение на трубке*, В	Пороговый ток, А	Выходная мощность**, мВт	Коэффициент полезного действия, $\times 10^{-5}$
1	390	3,3	12	0,45
3	450	2,3	35	1,40
6	590	2,2	38	0,92

* При разрядном токе 7 А.

** При разрядном токе 7 А и пропускании выходного зеркала 1%.

Т а б л и ц а 3

Параметры He—Kr⁺-лазера с полым катодом с 3 внутренними анодными стержнями ($\lambda = 469,4$ нм)

Разрядный ток, А	3	5	7	9
Напряжение на трубке, В	405	435	465	510
Оптимальное парциальное давление криптона, 10^{-2} тор	6,5	8,0	9,5	14,0
Оптимальное парциальное давление гелия, тор	17,0	18,5	24,0	31,0
Выходная мощность*, мВт	0,9	1,8	2,1	2,7

* При пропускании зеркала 0,1%.

4 Автометрия № 1, 1984 г.

в 25 раз больше, чем в чистом Кг. Дополнительные доказательства роли столкновений второго рода даны в работе Соланки и др. [9].

Что касается первой ступени возбуждения (процесса ионизации криптона), то она в непрерывном разряде на полом катоде происходит иначе, чем в импульсном разряде в положительном столбе. Нами проведены вычисления степени ударной ионизации криптона для двух различных процессов — типа Пеннинга и для электронных ударов. Сначала мы исходили из максвелловского распределения энергии электронов, а потом использовали отличающееся от него экспериментально наблюдаемое распределение в разряде на полом катоде [13]. Выяснилось, что при максвелловском распределении энергии степени ионизации за счет электронных ударов и ионизации Пеннинга примерно одинаковы; но при распределении энергии электронов, характерном для разряда в полом катоде, степень ионизации электронным ударом примерно на два порядка выше степени ионизации по Пеннингу. Следовательно, в He — Кг-лазере непрерывного действия на полом катоде главный процесс ионизации криптона есть электронный удар, в этом его отличие от импульсного He — Кг-лазера, возбуждаемого в положительном столбе.

Механизм возбуждения He—Ar- и He—Ne—Xe-лазеров подобен тому, который имеет место в смеси He — Кг. Значение гелия в He — Ne — Xe-лазере состоит, вероятно, в том, что он увеличивает плотность метастабильных атомов неона за счет столкновений второго рода между метастабильными атомами гелия и атомами неона в основном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dana L., Laures P.— Proc. IEEE, 1965, vol. 53, p. 78.
2. Jánosy M.— Thesis, 1974.
3. Jánosy M., Csillag L., Rózsa, Salamon T.— Phys. Lett., 1974, vol. 46A, p. 379.
4. Jánosy M., Csillag L., Rózsa, Salamon T.— Phys. Lett., 1974, vol. 47A, p. 411.
5. Jánosy M., Csillag L., Rózsa K.— Phys. Lett., 1977, vol. 63A, p. 84.
6. Rózsa K.— Reports of the Central Research Institute for Physics. Preprint N 63, 1975.
7. Rózsa K., Jánosy M., Bergou J., Csillag L.— Opt. Comm., 1977, vol. 23, p. 15.
8. Jánosy M., Rózsa K., Csillag L., Bergou J.— Phys. Lett., 1978, vol. 68A, p. 317.
9. Solanki R., Latush E. L., Gerstenberger D. C., Fairbank W. M. Jr, Collins G. J.— Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 35, p. 317.
10. Rózsa K., Stefanova M., Jánosy M.— Reports of the Central Research Institute for Physics. Preprint N 41, 1979.
11. Patel B. S.— IEEE J. Quant. Electron., 1973, vol. QE-9, p. 1150; Appl. Opt., 1974, vol. 3, p. 19; J. Phys. D., 1974, vol. 7, p. 40.
12. Bergou J., Jánosy M., Rózsa K., Csillag L. Laserspectroscopie Graz 1978: Conf. Proc.— Acta Physica Austriaca Supplement, 1979, vol. XX, p. 273—280.
13. Jánosy M., Tuovinen P.— Acta Physica Hungarica, 1979, vol. 46, p. 167.

Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.

УДК 535 : 621.375.8

А. П. КОЛЬЧЕНКО, А. Г. НИКИТЕНКО, Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

ЛАЗЕРНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С НЕОДНОРОДНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Обычно распределение поля в поперечной плоскости лазерных световых пучков подобно картине поля моды внутри лазерного резонатора и с хорошей точностью описывается функциями Гаусса — Эрмита. Однако это не обязательно. Если лазерное зеркало, через которое выводится энергия, имеет пропускание $T(x, y)$, зависящее от координат x, y в поперечном сечении пучка, то распределение $I(x, y)$ интенсивности сразу после