

ФИЗИКА ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

УДК 621.378.3

ДЖ. ДЖ. РОККА, Г. ДЖ. КОЛЛИНЗ
(Колорадо, США)

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

Введение. В настоящее время ионные лазеры являются наиболее мощными источниками когерентного излучения в ультрафиолетовой (УФ) области спектра, работающими в непрерывном режиме. В этой области спектра описано более ста лазерных переходов ионов с самой короткой длиной волны 224,2 нм на переходе AgII. На рис. 1 даны длины волн и мощности наиболее существенных переходов УФ ионных лазеров. Приведены мощности, достигнутые в непрерывном и квазинепрерывном режимах или в режиме длинных импульсов. Многократно ионизованные атомы благородных газов обеспечивают самую высокую мощность непрерывной генерации, например 61 Вт, при одновременной генерации длин волн 351,4 и 363,8 нм линий ArIII. Более низкий пороговый ток и более короткая длина волны генерации получены на переходах однократно ионизованных паров металлов, возбуждаемых в разрядах с полым катодом. Генерация ионного лазера в УФ-области на рекомбинирующей плазме наблюдалась только в импульсном режиме. Лазеры на многократно ионизованных атомах благородного газа генерируют и вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение, но в настоящее время — только в импульсном режиме.

Ниже будет дан обзор работ по ионным лазерам на инертном газе с разрядом в положительном столбе, с полым катодом на ионах металла, импульсным рекомбинационным ионным лазерам и лазерам на многократно ионизованных атомах благородного газа в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне. Недавно продемонстрировано использование

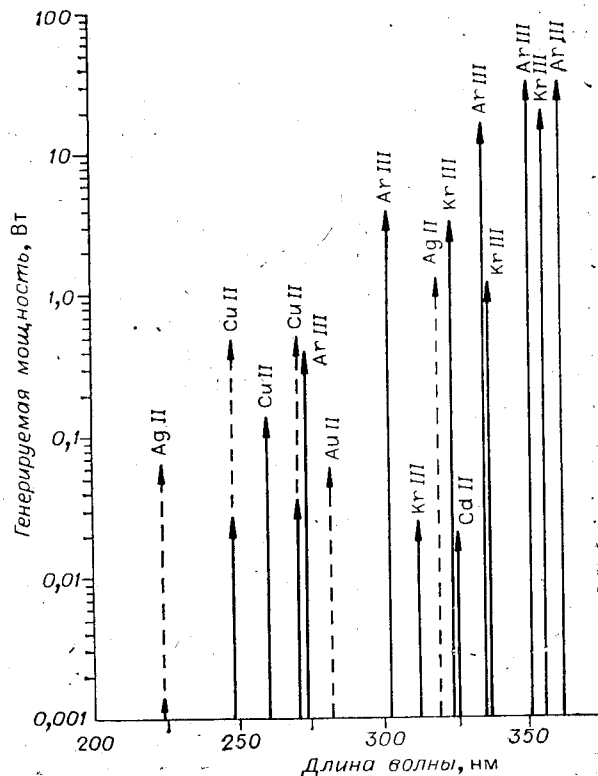


Рис. 1. Наиболее сильные линии ионных УФ-лазеров непрерывного и квазинепрерывного действия:

сплошная линия — непрерывная мощность, штриховая — квазинепрерывная.

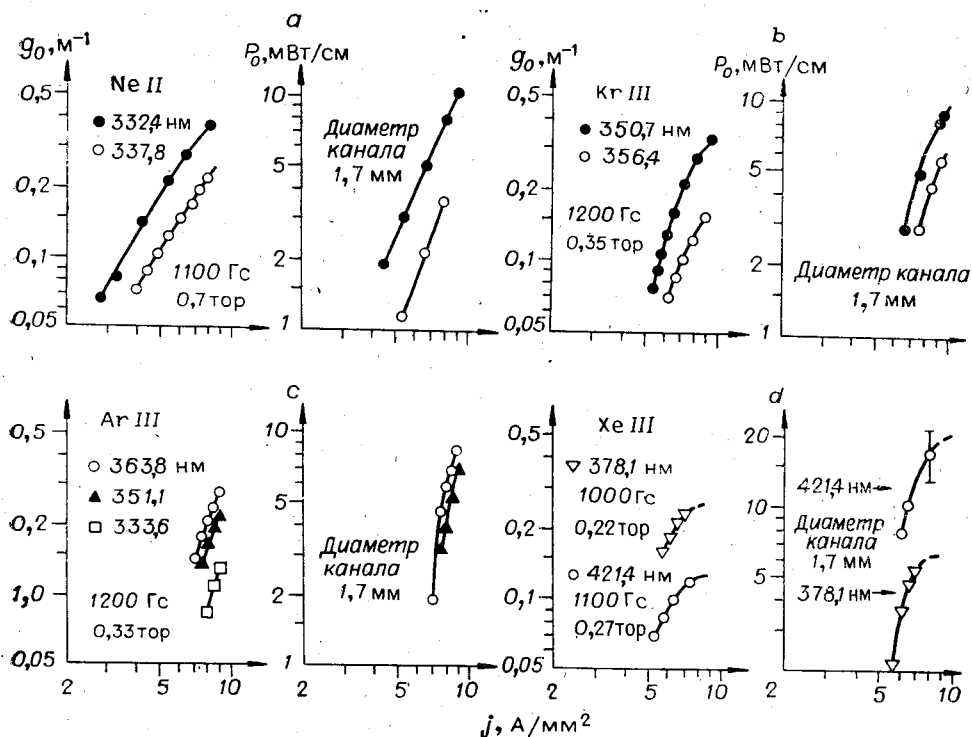


Рис. 2. Коэффициент усиления слабого сигнала и выходная мощность ионного УФ-лазера как функция разрядного тока: а — NeII, б — KrIII, с — ArIII, д — XeIII [2].

электронного пучка постоянного тока для возбуждения ионного лазера непрерывного действия. Этот новый механизм возбуждения позволяет получить более высокую эффективность и короткую (ВУФ) длину волны, поэтому мы также обсудим эту новую схему возбуждения для ионных лазеров непрерывного действия.

Ультрафиолетовые ионные лазеры на инертном газе. Впервые непрерывное лазерное УФ-излучение было получено Паананеном [1] в 1966 г. Он зарегистрировал излучение лазера на NeII (332,4 и 337,8 нм), ArIII (351,1 нм) и KrIII (350,7 нм) при токе от 45 до 85 А в разрядной трубке с внутренним диаметром 3,5 мм, эффективная длина которой 56 см. Паананен получил мощность лазера в непрерывном режиме 0,3 Вт, 30 и 13 мВт для переходов KrIII, NeII и ArIII соответственно. В 1968 г. Федли [2] провел подробное исследование лазерного УФ-излучения ионизированных газов Ne, Ar, Kr и Xe, измерил коэффициент усиления и мощность сильнейших линий излучения лазера, в котором использовалась секционированная графитовая трубка длиной 34 см с внутренним диаметром 1,7 мм. Эти результаты приведены на рис. 2.

Бансе и другие [3] получили мощность лазера непрерывного действия свыше 1 Вт при одновременной генерации на переходах ArIII (351,1 и 363,8 нм) и KrIII (350,7 нм) в трубке из плавленного кварца с внутренним диаметром 12 мм. Латимер [4], а также Бриджес и Мерсер [5] сообщили о мощности непрерывного лазера ~1,7 и 2,3 Вт для линий ArIII соответственно при использовании разрядных трубок из вольфрамовых дисков с малым внутренним диаметром (4 и 2,3 мм). На рис. 3 представлены результаты, полученные Бриджесом и Мерсером. Они сообщили об эффективности порядка $1 \cdot 10^{-4}$. Выходные мощности лазеров в этих экспериментах и основные характеристики разрядных трубок аналогичны серийным разрядным трубкам непрерывных ионных лазеров, которые применяются в настоящее время.

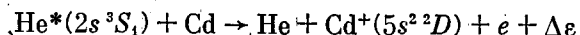
В 1976 г. Тино и другие [6] достигли значительно больших выходных мощностей лазеров с разрядной трубкой из вольфрамовых дисков с внутренним диаметром 12 мм и длиной 15 см. Они получили суммарную мощность 16 Вт на линиях AgIII при разрядном токе 485 А; 55% мощности было найдено на линии 363,8 нм, а остальная — на переходе 351,1 нм. Кроме того, они сообщили о лазерах непрерывного действия с мощностью порядка 7; 1,8 и 0,15 Вт на УФ-переходах KгIII (350,7 и 350,4 нм), ХеIII (378,1 и 374,6 нм) и NeII (332,4 нм). И, наконец, Лючи и другие [7] в 1977 г. сообщили о самой высокой в настоящее время мощности непрерывного УФ-лазера, которую получили, используя секционированную металлическую разрядную трубку с внутренним диаметром 12 мм, и достигли на переходах AgIII (351,1 и 363,8 нм) мощности 61 Вт.

В табл. 1 и на рис. 4 приведены результаты, полученные Лючи и другими для AgIII и KгIII. Выходная мощность увеличивалась без насыщения до максимально возможного разрядного тока ~480 А, это указывает на то, что для большинства УФ-линий возможны большие выходные мощности при больших плотностях разрядного тока.

При работе с импульсным разрядом [8] ($\tau = 0,2-0,3$ мкс) наблюдался рост максимальной мощности при увеличении плотности разрядного тока j до величины, которая на порядок больше, чем в эксперименте Лючи и других. В частности, для линии AgIII 351,1 нм мощность в импульсном режиме составляла 1 кВт ($j = 7200 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, $R = 0,35 \text{ см}$) [8].

Ионные лазеры на парах металла. Не—Cd⁺-лазер. Силваст [9] и независимо Голдборо [10] получили генерацию в непрерывном режиме в CdII на линии $\lambda = 325,0$ нм. Силваст зарегистрировал мощность 6 мВт в смеси Не—Cd в разрядной трубке диаметром 4 мм и длиной 100 см. Голдборо [11] получил мощность 20 мВт в трубке диаметром 2,4 мм и длиной 143 см при токе ~110 мА и давлении гелия 3,4 тор.

Силваст [12], следуя Веббу, предложил реакцию Пеннинга



для возбуждения верхних лазерных уровней $5s^2D$ переходов 325,0 и 441,6 нм и быстрый радиационный распад по хорошо разрешенным УФ-переходам в основное состояние иона как процесс девозбуждения нижних лазерных уровней $5p^2P$. Эксперименты Коллинза [13], Вебба [14], Ширера и Падовани [15] и Силваста [16] подтверждают эту схему возбуждения. Однако дело в том, что была также получена генерация лазера (при гораздо меньшей мощности) в Не—Cd-, Ar—Cd- и Хе—Cd-смесях [17]. Это усложняет простую картину, в которой процесс Пеннинга является единственным механизмом возбуждения.

Таблица 1

Ультрафиолетовые УФ-лазерные переходы в непрерывном режиме. Измеренная мощность УФ-лазера при максимальном токе источника питания $i=480$ А (диаметр разряда 12 мм, длина разряда 1,7 м, давление газа 1,25 тор для Ag; 1,3 тор для Kг [7])

Ион	Длина волны, нм	Мощность, Вт	Коэффициент отражения выходного зеркала, %	Относительный вклад, %
AgIII	363,7	61	98	50
	351,1			50
AgIII	335,8	17	97,5	25
	334,4			45
	333,6			30
AgIII	305,4	3,8	99	5
	302,4			40
	300,2			55
AgIII	275,4	0,4	98,5	100
KгIII	356,4	19	98	30
	350,7			70
KгIII	337,4	4,5	97,5	25
	323,9			70
	312,4			5

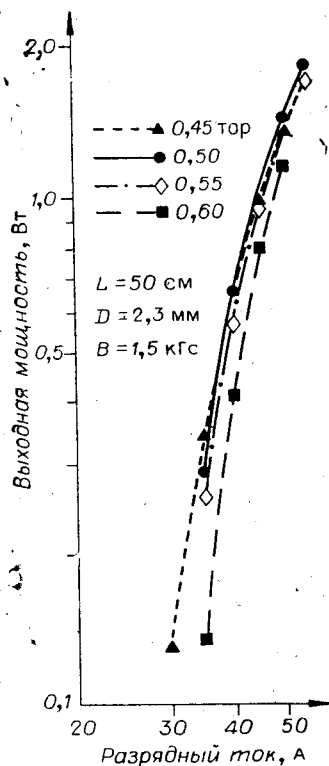


Рис. 3. Выходная мощность ультрафиолетового AgIII-лазера (на линиях 351,1 и 363,8 нм) с трубкой из дисков. (На рисунке даны параметры трубки [5].)

ников и В. В. Ушаков ($1,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$) для этого процесса.

Совсем недавно группа ученых из Нагойского университета изучила механизмы возбуждения He—Cd⁺-лазера путем моделирования и экспериментально [19, 20], а также заселенность верхнего уровня перехода в CdII на $\lambda = 441,6 \text{ нм } 5s^2 D_{5/2}$. Предполагается, что расчеты должны быть верны и для верхнего уровня $5s^2 D_{3/2}$ линии 325,0 нм. Установлено, что модель будет соответствовать экспериментальным данным только в том случае, если учесть обе реакции — и Пеннинга, и ступенчатое возбуждение электронами из основного состояния Cd(II). Авторы [20] доказали, что основным механизмом возбуждения при плотности тока в несколько миллиампер является процесс Пеннинга по реакции 1 и что процесс ступенчатого возбуждения электронным ударом преобладает при более высокой плотности тока.

Лазеры на однократно ионизованных атомах паров металлов в ультрафиолетовой области. Разряды в положительном столбе — не очень хорошая активная среда для ионных лазеров на парах металлов, так как температура электронов очень быстро уменьшается при увеличении давления паров металла. Это убедительно показали Гото и другие [21] методом двойного зонда в условиях разряда, типичных для He—Cd⁺-лазера. Их результаты представлены на рис. 5. Вследствие указанной выше причины плотность паров металла и температуру электронов нельзя оптимизировать независимо. Уменьшение температуры электронов вызывает также снижение скорости ионизации, что является недостатком для большинства ионных лазеров на парах металлов. Схемы возбуждения

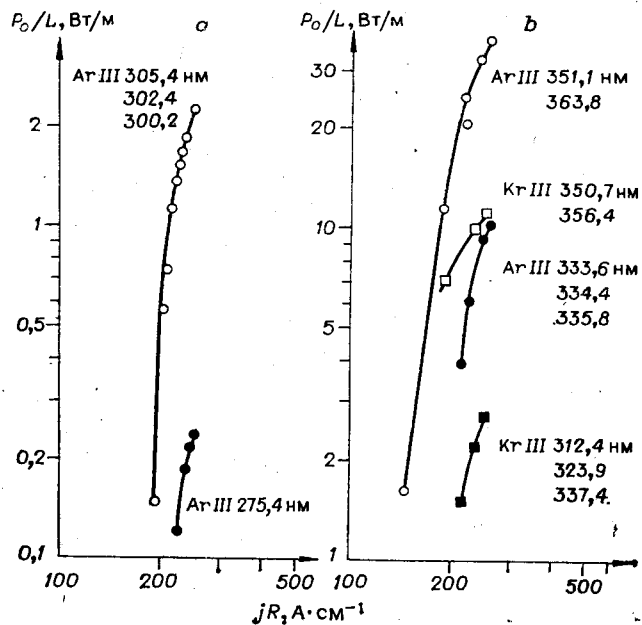


Рис. 4. Зависимость выходной мощности УФ-лазера P_0 на единицу длины разряда от произведения плотности тока на радиус трубки: а — длина волны $< 310 \text{ нм}$, диаметр разряда 12 мм, давление газа оптимизировано для каждого значения тока [7]; б — длина волны $> 310 \text{ нм}$ [7].

Ванг и Зигман [17] отметили увеличение мощности лазера при уменьшении давления инертного газа; механизмом возбуждения для таких экспериментальных условий является непосредственное столкновение электрона с атомом кадмия в основном состоянии. В. С. Алей-

[18] измерили большое поперечное сечение

Рис. 5. Температура электронов как функция давления кадмия (температуры печи) в типичных условиях He — Cd⁺-разряда. Штриховой линией показан результат, вычисленный по теории Доргеля и других [21].

электрическим разрядом, в которых нет этого недостатка, описаны в следующих разделах.

Ионные лазеры с полым катодом на парах металлов. Разряд в полном катоде имеет более подходящие характеристики для генерации лазера на смеси инертных газов с парами металлов. Разряд, заполняющий полый катод, является в основном отрицательным, поддерживаемым электронами пучка высокой энергии [22]. В результате бомбардировки поверхности катода ионами, быстрыми нейтральными частицами и фотонами эмиттируются вторичные электроны, которые затем ускоряются в темной катодной области и формируют электронный пучок с энергией 300—400 эВ. Эти быстрые электроны могут эффективно ионизовать атомы в разряде, создавая подходящую активную среду для ионных лазеров. На рис. 6 показано распределение энергии электронов, выведенное из уравнения Больцмана для электронов в He—Hg-разряде в полном катоде [23]. Основные характеристики этого распределения хорошо согласуются с измерениями Гилла и Вебба, выполненными при использовании электростатического анализатора энергии [24]. Электроны в пучке, попадающие в отрицательный разряд при энергиях, близкой к eV_c , где V_c — напряжение в разряде, теряют энергию вследствие неупругих и упругих столкновений. Большинство вторичных электронов, возникших во время

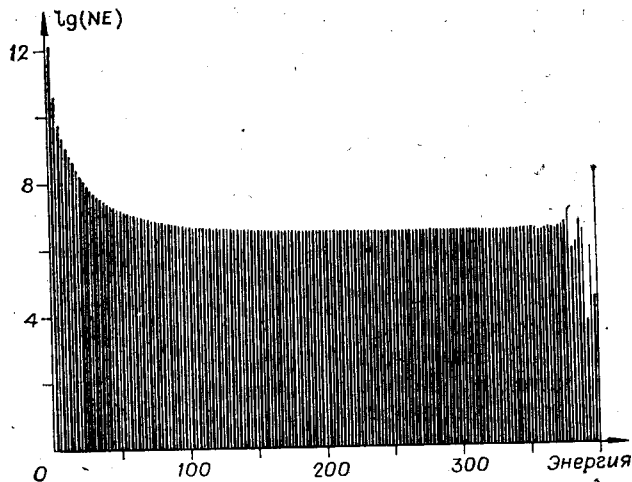
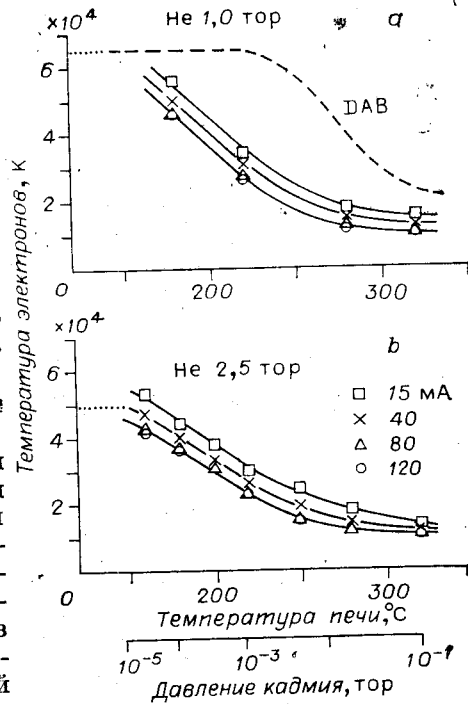


Рис. 6. Распределение энергии электронов в He—Hg-разряде с полым катодом диаметром 0,3 см, длиной 50 см, вычисленное по уравнению Больцмана для электронов:

разрядный ток 10 А, плотность He $1,2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, плотность Hg $3 \cdot 10^{15}$ см⁻³ [23].

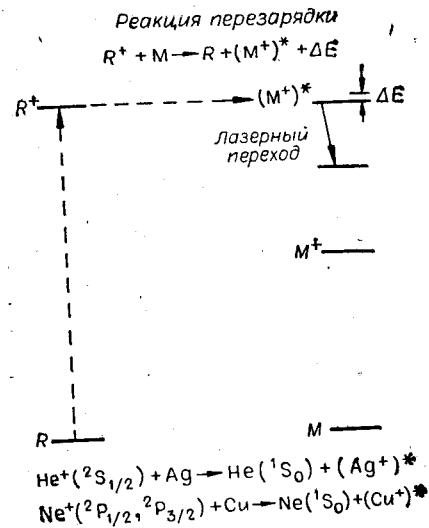


Рис. 7. Схема реакции перезарядки.

ионизирующих столкновений, образуются при низкой энергии [25], в результате чего получается распределение, показанное на рис. 6.

Поскольку поле в отрицательном разряде, поддерживаемом электронами пучка, мало, то он будет менее чувствителен к наличию паров металла, которые распыляются с катода, по сравнению с положительным столбом. Это является преимуществом, так как позволяет лучше оптимизировать концентрацию паров металла без резкого уменьшения энергии электронов и скорости ионизации. Более того, как впервые указали Виллет [26] и Карабут [27], материал самого катода может распыляться в разряде, в результате чего получают атомы металла в основном состоянии. Таким образом можно испарять нелетучие металлы без использования печи и саморазогревающихся разрядов. Это существенное практическое преимущество; впервые оно было реализовано в лазере Сциллагом и другими [28] в щелевом полом катоде Шубеля [29].

Верхние лазерные уровни для многих переходов паров металлов в разрядах с полым катодом заселяются в результате реакций перезарядки, которые схематически представлены на рис. 7 и записываются как



где R , R^+ и M — атомы и ионы буферного газа и атомы металла соответственно; $(M^+)^*$ — ионы металла в возбужденном состоянии, с которого происходит лазерная генерация, а ΔE — разность энергий между R^+ и $(M^+)^*$ в реакции (1). Дюффедак с соавторами [30—36], а также Такахаси [37] исследовали различные смеси металлов и благородных газов, в которых происходило возбуждение ионных уровней вследствие перезарядки. Применение разрядов с полым катодом для создания инверсии заселенностей было мало распространено до тех пор, пока Фаулз с сотрудниками из университета Юта не продемонстрировал впервые, что перезарядка [38—40] может привести к селективному возбуждению верхних лазерных уровней в устройствах с положительным столбом разряда. Несколько лет спустя, используя возбуждение в разряде с полым катодом, Карабут [27], Сугавара [41], Шубель [42] и Йенсен [43] получили лазерную генерацию на смесях $\text{He}-\text{Cd}^+$ и $\text{He}-\text{Zn}^+$.

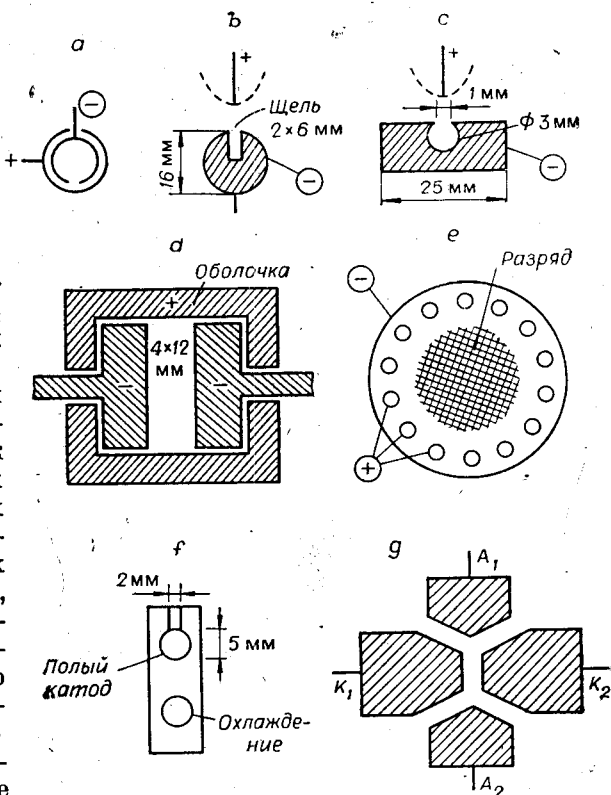
Впервые об инверсии заселенности в случае только катодного распыления сообщили Сциллаг и другие в 1974 г. [28] при генерации CuII -лазера на 780,8 нм. Верхний лазерный уровень CuII селективно заселялся реакциями перезарядки между ионами гелия и атомами меди, находившимися в основном состоянии и полученными путем распыления. Позднее в [44—46] было сообщено об ультрафиолетовых лазерных переходах в CuII , AgII и AuII . В табл. 2 даны длины волн этих переходов, обозначение уровней, выходные мощности лазера и пороговый ток.

Металлы, указанные выше, наиболее пригодны для использования в лазерах с полым катодом, поскольку все они хорошо распыляются при бомбардировке ионами с энергией ~ 300 эВ [47]. Следовательно, путем распыления можно получить плотность паров металла в разряде, большую или равную 10^{14} см $^{-3}$ [48]. Кроме того, уровни ионов металла, энергия которых соответствует энергии ионов инертного газа в основном состоянии, заселяются реакциями перезарядки [30—36]. Совокупность этих факторов обеспечивает нужную инверсию заселенностей. Ниже рассмотрим лазеры с полым катодом и характеристики наиболее важных УФ-лазеров с полым катодом: $\text{Ne}-\text{Cu}^+$, $\text{Ne}-\text{Ag}^+$ и $\text{Ne}-\text{Au}^+$.

Геометрия лазеров с полым катодом. Лазерная генерация была получена с разнообразными геометриями полого катода. На рис. 8 представлены различные конфигурации поперечного возбуждения. В. П. Чиботаев [49] и Смит [50] впервые использовали разряд в полом катоде с двойным возбуждением (на рис. 6 не показано) в $\text{He}-\text{Ne}$ -лазере на 1,5 мкм. Впоследствии Байер [51], Видер [52], Карабут [27], Сугавара [41], Шубель [42], Йенсен [43], Пипер [53], Сциллаг [28], а также Айхлер и другие [54] применили разряд с полым катодом для возбуждения лазеров на ионах металлов. Большинство работ по изучению лазеров

Рис. 8. Конфигурации лазера с полым катодом с поперечным возбуждением:

типа Шубеля (а), прямоугольный щелевой полый катод (б), круглая щель (с), типа волновода (д), полый анод или затрудненный разряд (е), желобковый полый катод (ф) и прямоугольный полый катод (г). K_1 и K_2 — катоды, A_1 и A_2 — аноды.



выполнено со щелевым полым катодом Шубеля с поперечным возбуждением [29] (см. рис. 6, б, с).

На рис. 9 показаны типичные графики вольт-амперных характеристик для серебряных, медных и алюминиевых щелевых полых катодов с различными смесями буферных газов. Следует отметить, что требования к вольт-амперным характеристикам почти такие же, что и в случае серийного лазера на ионах инертного газа. Однако полное динамическое сопротивление разряда с полым катодом будет всегда положительным и низким ($< 20 \Omega$), что, учитывая низкий уровень напряжения пробоя, уменьшает нестабильности в цепи разряда. Все конфигурации электродов, представленные на рис. 7, будут работать в режиме полого катода только в том случае, если области отрицательного свечения от противоположных поверхностей катода сольются или перекроются.

Ne—Cu⁺-лазеры. В разрядах с полым катодом в смеси Ne—Cu⁺ уровни $3d^9 5s$ CuII заселены реакциями перезарядки между атомами меди и ионами инертного газа в основном состоянии. В табл. 2 даны самые сильные переходы CuII. На рис. 10 демонстрируется селективность схе-

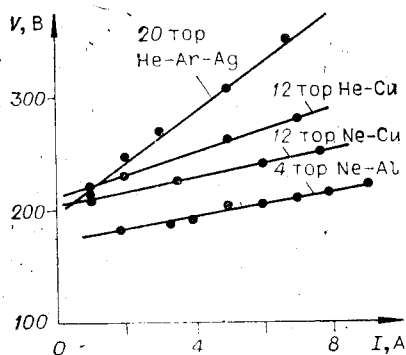


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики разрядов в полым катодом, выполненном из материалов: Ag, Cu и Al.

Рис. 10. Схема термов CuII с указанием отдельных лазерных переходов (сплошные линии).

Длина волны дана в нанометрах.

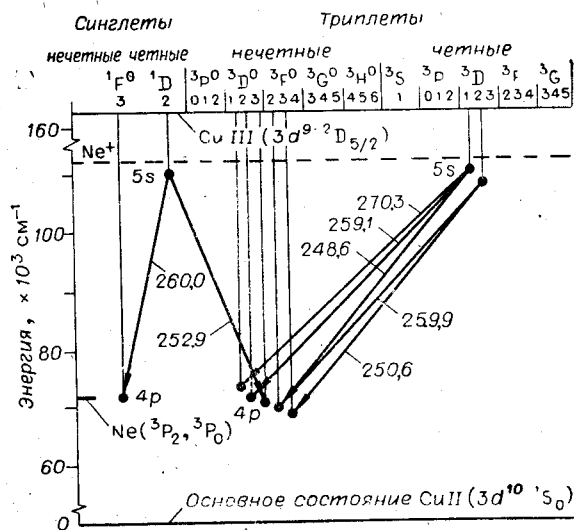


Таблица 2

Коэффициенты усиления слабого сигнала и выходные мощности лазеров на некоторых УФ-переходах Ag^+ , Cu^+ и Au^+ [60, 80]

Длина волны, нм	Измеренный полный коэффициент усиления $g_0 - L_i$, %***	Коэффициент усиления на 1 м $g_0/2l$, % м ⁻¹	Мощность лазера**
318,1 Ag^+	5,3	3,8	1,3 Вт
270,3 Cu^+	5,1	3,6	0,5 Вт
260,0 Cu^+	3,2	2,3	0,25 Вт
252,9 Cu^+	2,6	1,9	
248,6 Cu^+	12,2	8,3	0,5 Вт
224,3 Ag^+	—	—	65,0 мВт
282,2 $AuII$	—	—	
291,8 $AuII$	—	—	600 мВт***

* Коэффициенты усиления слабых сигналов при прохождении активной среды в прямом и обратном направлениях за вычетом собственных потерь в резонаторе для катода $l=0,75$ м.

** Длительность импульса 120 мкс, частота повторений 40 Гц, амплитуда тока 100 А.

*** Получена при частоте повторения 40 Гц и длительности 25 мкс.

мы возбуждения при перезарядке для $Ne-Cu^+$, обусловленная совпадением энергии ионов инертного газа и верхних лазерных уровней для характерных лазерных переходов, например 248,6 нм. Наблюдались семь лазерных УФ-переходов в $CuII$ с уровнями $3d^9 5s$ с длинами волн от 248,6 до 270,3 нм [44]. Интегральная мощность лазера на линиях 259,9; 260,0 и 270,3 нм составляла 350 мВт, а при работе лазера на одной линии (248,6 нм) была получена мощность 500 мВт. В случае $Ne-Cu^+$ -лазера использовался только неон, другие буферные газы не добавлялись, чтобы не увеличивать распыление. Оптимальное давление неона составляло 12 тор. Аушвиц и другие [55] сообщили об увеличении длительности импульса излучения УФ-лазера за счет добавки 0,1% аргона к буферному газу (неону). Для линий лазера 259,1 и 260,0 нм была получена средняя выходная мощность 60 мВт (полное пропускание зеркала 2%).

Позднее Джейн [56] добился увеличения мощности УФ-излучения до 800 мВт на всех линиях. Разряд возбуждался в полой катоде желобкового типа длиной 25 см (см. рис. 8, *f*) импульсами длительностью 40 мкс при пиковом токе 40 А и частоте повторения 250 Гц. Распределение выходной мощности лазера по линиям 248,6; 252,9; 259,1 и 259,9—260,0 нм составляло 0,23; 0,11; 0,37; 0,29. Самая высокая мощность непрерывной генерации (200 мВт) достигнута Айхлером и другими [57]. Разряд возбуждался в щелевом полой катоде размером 2×6 мм (см. рис. 8, *b*) при токе 70 А с характерной пульсацией трехполупериодного выпрямления. Коэффициент усиления оценивался как $5\% \text{ м}^{-1}$, и использовалось выходное зеркало с оптимальным пропусканием 3,6%. Айхлер с соавторами также сообщили о квазинепрерывной пиковой выходной мощности 0,9 Вт при возбуждении выпрямленным однополупериодным током 50 Гц. На рис. 11 показана разница между мощностью генерации в непрерывном режиме и средней мощностью при однополупериодном выпрямлении как функция от разрядного тока.

$Ne-Ag^+$ -лазер. Конфигурации $4d^9 n_x$ и $4d^9 5s^2$ иона $AgII$ возбуждаются в разрядах $Ne-Ag$ и $Ne-Ag$ соответственно. На рис. 12 представлены отдельные лазерные переходы и указано на совпадение верхних лазерных уровней и уровней гелия. В эту диаграмму также включены видимые и инфракрасные лазерные переходы $AgII$.

Излучение с длиной волны 224 нм на лазерном переходе $5d^1 S_0 - 5p^1 P_1^0$, полученное впервые Мак Нейлом и другими [45], является са-

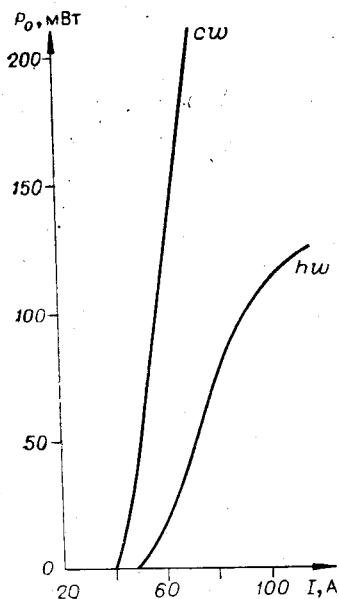


Рис. 11. Выходные мощности УФ-лазера на CuII как функция разрядного тока полого катода в непрерывном режиме (cw) и при возбуждении током после однопериодного выпрямления (hw) [57].

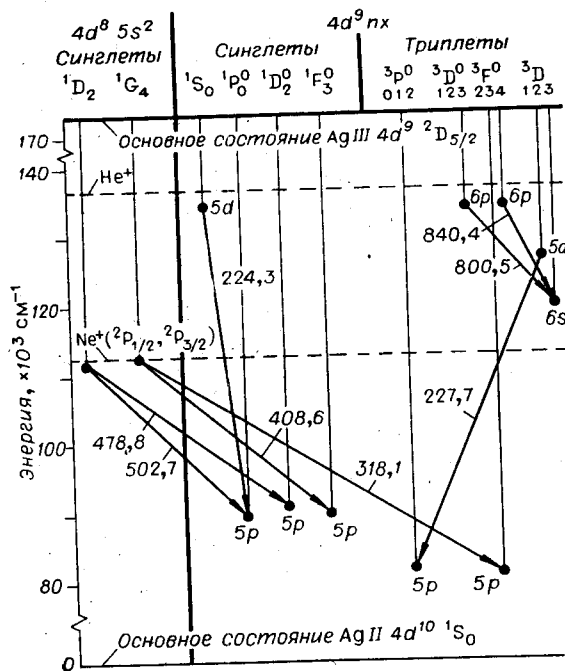


Рис. 12. Схема термов AgII .

Указаны отдельные лазерные переходы (сплошные линии) и энергии относительно основного состояния ионов неона и гелия. Длина волны дана в нанометрах.

мым коротковолновым непрерывным лазерным излучением, описанным в литературе. Порог для этого перехода составляет всего 2 А, а пиковая выходная мощность — 50 мВт при среднем значении 1 мВт [58]. Оптимальное давление He — 20 тор и Ag — 0,2 тор. На рис. 13 показано изменение выходной мощности при вариации пропускания зеркала на линии 224 нм в прямоугольном щелевом катоде длиной 25 см при импульсе тока 40 А. Значение ненасыщенного коэффициента усиления порядка 25%/м соответствует экспериментальным данным. Наиболее сильный лазерный переход AgII , согласно экспериментам Варнера и других [59], а также Соланки и других [60], на 318 нм, $4d^8 5s^2 1G_4 - 4d^9 5p^3 F_3^0$, дает пиковую выходную мощность на одной линии 1,3 Вт. Этот переход возбуждается при столкновениях с переносом заряда с Ne^+ . Однако в экспериментах, проведенных Джейном и Ньютоном [56], установлено, что этот переход значительно слабее, чем линия 224 нм, а измеренный коэффициент усиления на $\lambda = 318$ нм — 5%/м.

He— Au^+ -лазер. На рис. 14 показаны шесть ультрафиолетовых лазерных переходов AuII , которые наблюдались при возбуждении разряда в гелии в золотом полом катоде. Следует отметить, что все лазерные переходы AuII начинаются с энергетических уровней, близкорасположенных к основному состоянию ионов гелия. Пороговые токи для лазерных переходов $\lambda = 280$ нм составляли всего 3 А, или почти в 20 раз меньше, чем пороговые токи для лазерных УФ-переходов в лазерах на ионах инертных газов. В диапазоне 250 ÷ 290 нм наблюдалась выходная мощность на всех линиях 125 [46] и 600 мВт [58]. Джейн и Ньютон [56] получили непрерывную лазерную генерацию для щелевого катода длиной всего лишь 5 см на линии 282 нм. При длине катода 2,5 см достигалась генерация в квазинепрерывном режиме с импульсами тока длительностью 300 мкс.

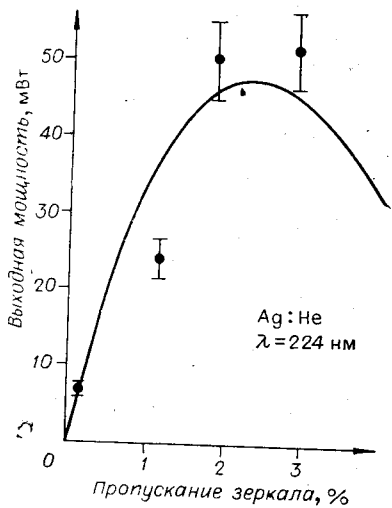


Рис. 13. Зависимость выходной мощности от пропускания зеркала для линии $\lambda = 224$ нм AgII в He—Ag-лазере с полым катодом. Сплошная линия соответствует коэффициенту усиления 25 %/м, параметру насыщения S , $1/S=6$ Вт и полным потерям резонатора 0,07 [56].

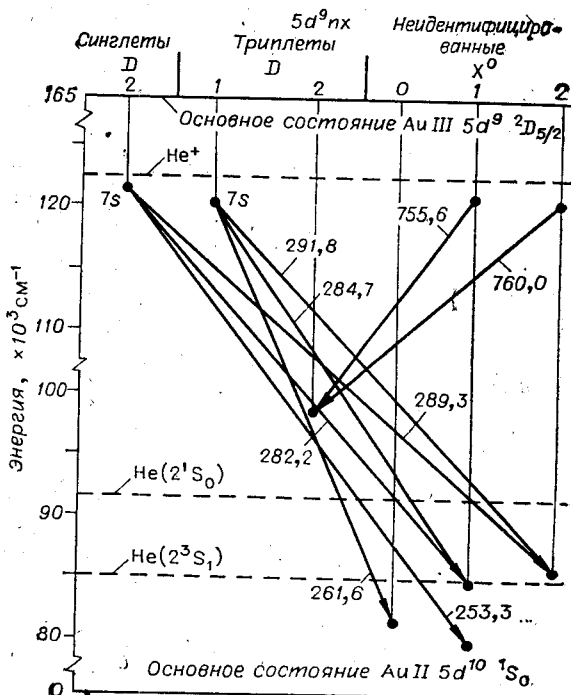


Рис. 14. Схема термов AuII с указанием отдельных лазерных переходов (сплошные линии) и энергии от основного состояния ионов гелия. Длина волны дана в нанометрах.

ВУФ-излучение сильно-ионизованных благородных газов. Как сообщалось выше, наиболее коротковолновое непрерывное излучение на ионных лазерных переходах (224,3 нм на AgII) получено в He—Ag-разрядах с полым катодом. Однократно ионизованные благородные газы служат наиболее мощным источником непрерывного видимого лазерного излучения. Непрерывное УФ-лазерное излучение в благородных газах в основном получают на дважды ионизованных атомах. Марлинг продемонстрировал лазерную генерацию в ВУФ-области на высокоионизованных благородных газах в импульсном режиме (200 нс) [61]. При смещении в сторону более коротких длин волн и высокозарядных ионов требуется более высокая плотность тока. Для получения лазерной генерации в области длин волн ниже 200 нм Марлинг использовал возбуждение импульсным электрическим разрядом с длительностью импульса 500 нс и пиковой плотностью тока до 14 000 А/см² в z-пинче продольного разряда. В табл. 3 приведены результаты для ВУФ-лазеров, использующих высокоионизованные благородные газы. Наиболее мощное излучение

Таблица 3
ВУФ-излучение ионных лазеров на инертных газах [61]

Измеренная длина волны в вакууме, нм ($\pm 0,003$ нм)	Ион	Порог **, А/см ²	Относительная интенсивность ***	Измеренная длина волны в вакууме, нм ($\pm 0,003$ нм)	Ион	Порог **, А/см ²	Относительная интенсивность ***
206,530 *	NeIV?	4 000	~50	196,808	KrIV	8000	~4
202,219 *	NeIV	4 500	~50	195,027	KrIV	7000	440
184,343	ArV?	11 000	~10	183,243	KrV?	9600	10
219,192 *	KrIV	6 200	600	175,641	KrIV	7800	1000
205,108 *	KrIV	7 500	3	231,536 *	XeIV?	3000	1400

* Длина волны в воздухе. Эти линии взяты для сравнения из [8].
 ** Порог при давлении, соответствующем максимальной мощности. При более низком давлении порог может достигать половины этой величины.
 *** Интенсивность при плотности разрядного тока 11 000 А/см². Для переходов из [8] интенсивности даны в ваттах.

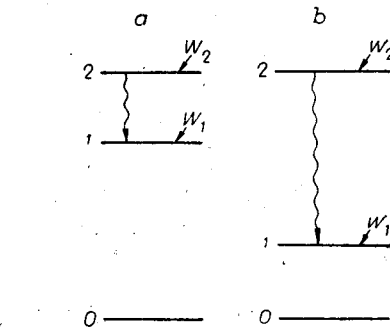
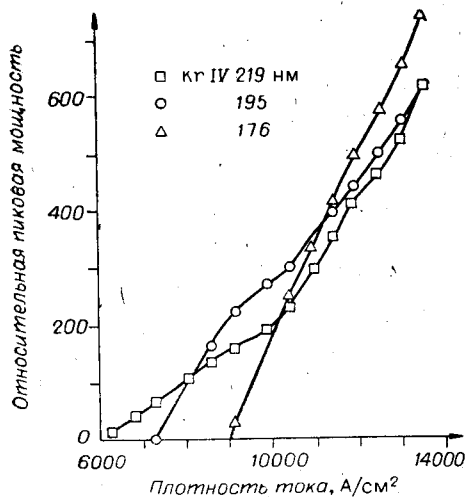


Рис. 15. Относительная пиковая мощность КгIV-лазера на переходах 176, 195 и 219 нм при изменении максимальной плотности тока возбуждения от 6000 до 14 000 А/см². Насыщение отсутствует [61].

Рис. 16. Схемы уровней. (W_2 и W_1 представляют скорость возбуждения термов в рекомбинирующей плазме.)

(0,1—4 кВт) зарегистрировано на линиях 195,0 и 175,6 нм КгIV. На рис. 15 показана относительная пиковая мощность на этих лазерных переходах как функция тока разряда. Отметим, что насыщение в данном случае отсутствует. С помощью того же метода возбуждения Марлинг нашел множество новых лазерных переходов на многозарядных ионах в области 200—250 нм [8].

Резюмируя, можно сказать, что лазерная генерация в ВУФ-области получена на нескольких высокоионизованных атомах. Однако сделать это удалось лишь при возбуждении коротким импульсом (500 нс), так как требовалась плотность тока порядка 10^4 А.

Рекомбинационные ионные лазеры. В 1963 г. Л. И. Гудзенко и Л. А. Шелепин предположили, что инверсия заселенностей может создаваться при рекомбинации плазмы [62]. Таким способом можно эффективно использовать энергию, накопленную в ионах плазмы для эффективного возбуждения лазерных переходов. По этому принципу возбуждения было получено излучение на нескольких УФ-лазерных переходах. В 1976 г. В. В. Жуков и др. [63] использовали экспериментальные данные о рекомбинационных лазерах, полученные за годы, прошедшие после предложения Л. И. Гудзенко и Л. А. Шелепина, для более точной формулировки требований к условиям разряда и распределению атомных и ионных активных уровней, чтобы инверсия населенностей достигалась в период рекомбинации плазмы. В. В. Жуков и другие определили общий критерий существования инверсии населенностей, который в случае больших промежутков между уровнями, в предположении, что каждая группа состоит из одного уровня, будет

$$g_1(A_1 + F_1 n_e) / g_2(A_2 + F_2 n_e) > W_1 / W_2, \quad (2)$$

где g_i , A_i , F_i , W_i — статистический вес, вероятность перехода, скорость девозбуждения электронами и полная скорость возбуждения верхнего ($i=2$) и нижнего ($i=1$) уровней. Авторы [63] проанализировали случаи радиационного и столкновительного режимов, как описано ниже. При низкой плотности электронов можно пренебречь членами $F_i n_e$, и инверсия устанавливается благодаря оптическим переходам. В этом случае обычно необходимо проверять, чтобы промежуток между верхним и нижним уровнями был значительно меньше промежутка между нижним и основным уровнями, поскольку такое распределение уровней дает нужное соотношение между вероятностями оптических переходов. Такие системы уровней показаны на рис. 16, а. Однако инверсия исчезает, когда n_e и, следовательно, скорость возбуждения при рекомбинации достаточно увеличиваются, так как в этом случае члены $F_1 n_e$ и $F_2 n_e$ преобладают

и их значения возрастают при уменьшении расстояния между уровнями. При таком распределении уровней достижение высоких коэффициентов усиления и выходных мощностей в рекомбинационном режиме маловероятно, поскольку девозбуждение электронами накладывает ограничение на величину инверсии. Тем не менее, если система уровней имеет структуру, показанную на рис. 16, *b*, то девозбуждение электронами может благоприятствовать инверсии населенности. Инверсию нельзя создать путем оптических переходов, поскольку $A_{21} > A_{10}$ (благодаря тому, что $\Delta E_{21} > \Delta E_{10}$). Соотношение вероятностей переходов становится приемлемым в результате девозбуждения электронами, потому что в этом случае $F_1 n_e > F_2 n_e$. На переходах со структурой, показанной на рис. 16, *b*, при эффективном девозбуждении электронами инверсия населенностей может быть создана при высоких плотности плазмы и рекомбинационной скорости возбуждения, так что вынужденное излучение будет интенсивным, а коэффициент усиления — высоким.

Сотрудники Ростовского университета сформулировали общие требования, которые надо выполнить для достижения инверсии населенностей в рекомбинационно-столкновительных условиях, следующим образом [62]:

- 1) верхний лазерный уровень должен быть одним из самых низких в высшей группе близкорасположенных уровней;
- 2) нижний лазерный уровень должен быть одним из самых высоких в нижней группе близкорасположенных уровней;
- 3) разрешены переходы между уровнями;
- 4) плотность электронов достаточно высока, так что вероятность столкновительных переходов внутри групп превышает вероятность оптических переходов;
- 5) температура электронов должна быть максимально низкой.

Такие условия выполняются для перехода с $\lambda = 373,7$ нм в CaII в послесвечении разряда в He—Ca. В. В. Жуков и другие [64] получили среднюю выходную мощность 0,5 Вт на этой линии с помощью импульсов возбуждения с током 300 А длительностью 150 нс при частоте повторения 5 кГц в разрядной трубке диаметром 11 мм и длиной 50 см. Длительность лазерных импульсов составляла несколько микросекунд. Силваст и другие тоже получили генерацию в УФ-области в рекомбинирующей плазме в InIII на длине волны 298,3 и 300,8 нм [65]. В этом эксперименте лазерная генерация была получена, когда серия ступок плазмы испаренного металла, образованной высоковольтным импульсом в зазорах между рядом электродов, выполненных из генерирующего элемента, могла расширяться или рекомбинировать [66]. Длительность лазерных импульсов также была порядка нескольких микросекунд. Силваст и другие наблюдали генерацию лазера на переходе в AgII (ИК-диапазон) и аналогичных переходах CdIII (видимый) и InIV и продемонстрировали, что для получения генерации в рекомбинационных лазерах на более коротких длинах волн можно использовать концепцию изоэлектронной последовательности [65].

До настоящего времени в литературе нет сообщений о рекомбинационном лазере непрерывного действия в УФ-области. Причина заключается в трудности получения плазмы с высокой скоростью ионизации и низкой температурой электронов, в которой не происходит значительного возбуждения нижнего лазерного уровня из основного состояния при столкновениях с электронами. Однако Вуд и Силваст [67] сообщили недавно о квазинепрерывной (длительностью 1 с) генерации лазера в ИК-области на переходах CdI 1,40; 1,43; 1,44 и 1,64 мкм. Этот результат получен в дуге между двумя кадмиевыми электродами, где быстро протекал газ He для создания расширяющейся плазмы.

Последние достижения и перспективы. Как было сообщено в предыдущем разделе, распределение электронов по энергии в разрядах с полым катодом имеет высокоэнергетичную составляющую (300—500 эВ). Эти высокоэнергетичные электроны могут легко ионизировать ионы бу-

ферного газа, которые заселяют верхние лазерные уровни путем реакций с тепловым переносом заряда. Схема с переносом заряда в разряде с полым катодом успешно применялась для получения лазерной генерации с низким пороговым током более чем на 10 переходах с длинами волн меньше 300 нм. Однако получение высокоэнергетических электронов в обычном разряде с полым катодом малоэффективно.

В разряде с полым холодным катодом (ПХК) электроны в основном образуются при бомбардировке ионами поверхности катода. Затем эти электроны ускоряются благодаря катодному падению напряжения и формируются в электронный пучок. В пренебрежении ионизацией в темном пространстве ток электронного пучка I_e связан с ионным током I_+ соотношением

$$I_e = \gamma I_+, \quad (3)$$

где γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов. Полагая, что полный ток $I = I_e + I_+$, получаем

$$I_e = (\gamma/(1 + \gamma))I. \quad (4)$$

Отсюда следует, что эффективность генерации электронного пучка R_e будет

$$R_e = I_e/I = \gamma/(1 + \gamma). \quad (5)$$

При энергии налетающих на катод ионов 200—300 эВ большинство материалов имеет $\gamma \cong 0,1$. Следует также отметить, что большинство ионов не налетает на катод с полной энергией катодного падения eV_c , так как они претерпевают столкновения с перезарядкой. При значении $\gamma = 0,1$ эффективность генерации электронного пучка из (5) составляет $\eta = 0,09$. Недавно Рокка и другие [69] предложили и осуществили [70—74] новый способ возбуждения ионных лазеров непрерывного действия с помощью электронных пучков постоянного тока. С этой целью они разработали электронные пушки на тлеющем разряде [75—78], которые создают хорошо коллимированные электронные пучки с энергиями от 1 до 10 кэВ и током до 1,2 А. Электронные пушки на тлеющем разряде работают в гелии при давлении до 3 тор без дифференциальной откачки. Эффективность генерации электронного пучка достигала 80%. Эти результаты на порядок величины превосходят характеристики разряда с полым катодом. На рис. 17 представлена фотография свечения электронного пучка током 0,5 А, полученного с помощью электронной пушки на тлеющем разряде. С помощью лазерной установки, показанной на рис. 18, сотрудники Государственного университета в Колорадо осуществили генерацию в лазере непрерывного действия более чем на 30 переходах в инфракрасной и видимой областях спектра 7 различных однократно понижанных атомов: Hg, I, Cd, Se, As, Zn и Kr. В лазерной установке (см. рис. 18) пучок электронов, образованный с помощью электронной пушки на тлеющем разряде, дополняется аксиальным

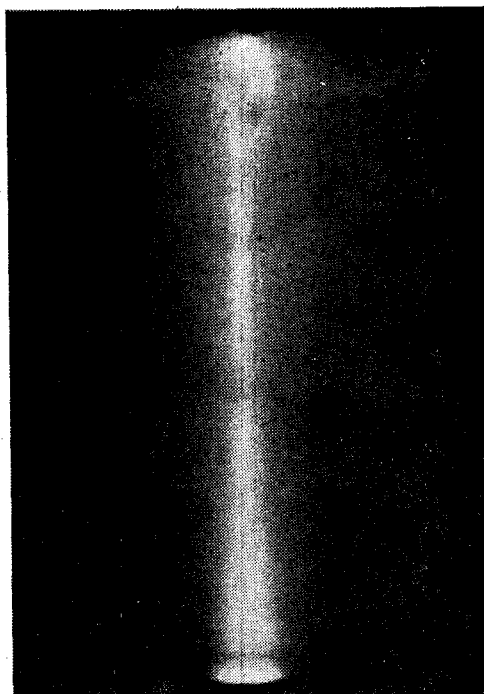


Рис. 17. Излучение от электронного пучка 0,5 А, полученного от электронной пушки на тлеющем разряде.

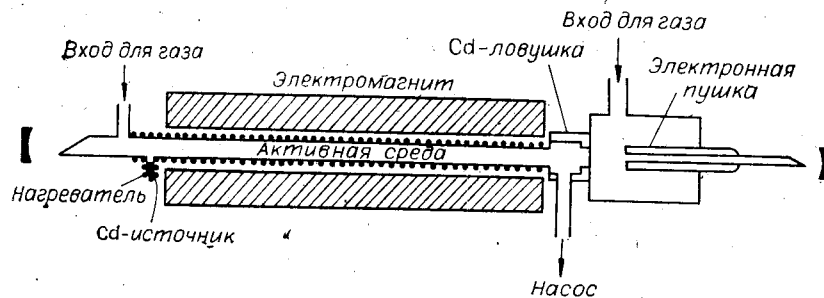


Рис. 18. Схема ионного лазера на Cd с накачкой электронным пучком [74].

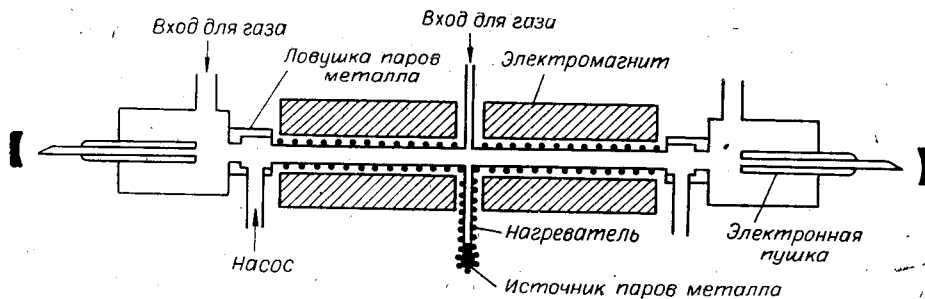
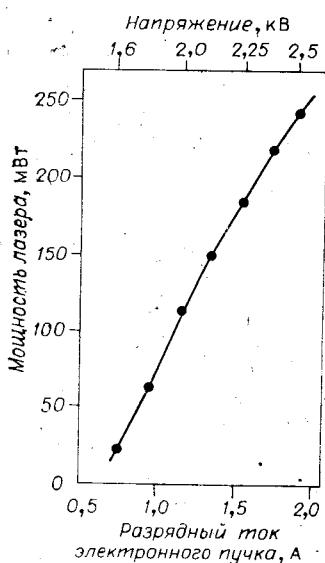


Рис. 19. Ионный лазер на парах металла, возбуждаемый двумя электронными пучками [79].

магнитным полем для эффективного поглощения мощности электронного пучка в газе. Электронные пушки обладают уникальной особенностью обеспечивать свободный оптический путь вдоль оси. Это дает возможность согласовать электронный пучок, полученный в плазменном объеме, с соответствующим объемом оптического резонатора. Конфигурация лазера на рис. 19 аналогична конфигурации на рис. 18, но в этом случае использованы две противоположно направленные пушки, что позволяет увеличить мощность электронного пучка, поглощенную в единице объема, а также дает более однородную плазму. На данной установке Рокка и другие получили мощность непрерывного лазера 1,2 Вт на переходах ZnII с $\lambda = 491,2$ и $492,4$ нм, возбуждая He—Zn-смесь, и мощность 0,25 Вт на переходе HgII с $\lambda = 614,9$ нм в случае He—Hg-смеси [79]. Эта мощность более чем на порядок выше мощностей, полученных с помощью



лазеров с полым катодом или в положительном столбе. Рокка с сотрудниками также впервые получили непрерывную лазерную генерацию в видимом диапазоне мощностью >1 Вт на ионах паров металла. На рис. 20 показано изменение мощности лазера на $614,9$ нм при изменении параметров разряда, в котором генерируется электронный пучок.

До сих пор мы стремились продемонстрировать преимущества этой новой схемы возбуждения в системах с перезарядкой, работающих в видимом диапазоне спектра. Можно ожидать, что подобные преимущества будут реализованы и для УФ-перехода, в системах типа Ne—Cu и He—Ag это составит одну из целей будущей работы.

Рис. 20. Выходная мощность лазера на переходе $614,9$ нм HgII как функция разрядного тока и напряжения в генераторе электронного пучка: среднее давление гелия в активной среде $1,5$ тор, магнитное поле $3,2$ кГс, температура резервуара с Hg 120°C [79].

С помощью систем с перезарядкой при возбуждении электронным пучком можно создать высокоэффективные непрерывные УФ-лазеры при условии, что:

а) большая часть мощности разряда (до 80%) идет на образование электронов пучка высокой энергии;

б) электроны пучка эффективно создают ионы благородного газа;

в) большая часть энергии, накопленной в ионах инертного газа, может селективно передаваться на верхние лазерные уровни посредством тепловой перезарядки с очень большим поперечным сечением ($>10^{-15}$ см²);

г) системы типа Ne—Cu⁺ и He—Ag⁺ имеют большую квантовую эффективность (24 и 20% соответственно) для переходов в области спектра $\lambda \approx 250,0$ нм.

Упрощенный расчет показывает, что для систем с перезарядкой при непрерывной накачке электронным пучком ожидается эффективность порядка 1%.

Заключение. Двухзарядные ионы инертного газа являются в настоящее время наиболее мощным источником когерентного излучения в ультрафиолетовой области спектра. При одновременной генерации на двух линиях AgIII 351,1 и 363,8 нм достигнута выходная непрерывная мощность 61 Вт. Получена лазерная генерация в ВУФ-области на многозарядных ионах инертного газа, но лишь в импульсном режиме. Использование разряда в полом катоде в смеси паров металла и инертного газа позволило расширить спектральный диапазон, в котором получена непрерывная генерация, в коротковолновую сторону и понизить пороговый ток. Верхние лазерные уровни ионов металла в этих лазерах селективно возбуждались в реакциях перезарядки с ионами инертного газа. В настоящее время самой коротковолновой линией непрерывного ультрафиолетового лазера является $\lambda = 224,2$ нм AgII-лазера, найденная в смеси He—Ag в разряде с распыляющимся полым катодом.

Генерация в УФ-области может быть получена также на ионах в рекомбинирующей плазме, но в настоящее время только в импульсном режиме. Применение электронного пучка постоянного тока позволяет увеличить более чем на порядок максимальную выходную мощность в лазерах на парах металла с перезарядкой. Ожидается, что этот новый механизм возбуждения даст возможность увеличить мощность и эффективность ультрафиолетовых ионных лазеров на парах металла и расширить их диапазон до вакуумного ультрафиолета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Paananen R.— Appl. Phys. Lett., 1966, vol. 9, p. 3—4.
2. Fendler J. R., Jr.— IEEE J. Quant. Electron., 1968, vol. QE-4, p. 627.
3. Banse K., Herzinger G., Schäfer G., Seelig W.— Phys. Lett., 1968, vol. A27, p. 682.
4. Latimer I. D.— Appl. Phys. Lett., 1968, vol. 13, p. 333.
5. Bridges W. B., Mercer G. N. Ultraviolet ion laser. Rep ECOM-0229F, Hughes Res. Lab., Malibu, California, 1969 (unpublished). Available from N. T. I. S., Assession Number AD 861927.
6. Tio T. K., Luo H. H., Lin S. C.— Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, p. 795.
7. Lüthi H. R., Seelig W., Steinger J.— Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 31, p. 670.
8. Marling J. B.— IEEE J. Quant. Electron., 1975, vol. QE-11, p. 822.
9. Silfvast W. T.— Appl. Phys. Lett., 1969, vol. 15, p. 23.
10. Goldsborough J. P.— IEEE J. Quant. Electron., 1969, vol. QE-5, p. 133.
11. Goldsborough J. P.— Appl. Phys. Lett., 1969, vol. 15, p. 159.
12. Silfvast W. T.— Appl. Phys. Lett., 1968, vol. 13, p. 169.
13. Collins G. J., Jensen R. C., Bennett W. R., Jr.— Appl. Phys. Lett., 1971, vol. 19, p. 125.
14. Webb C. E., Turner-Smith A. R., Green J. M.— J. Phys. B, 1970, vol. 3, p. 4135.
15. Schaerer L. D., Padovani F. A.— J. Chem. Phys., 1970, vol. 52, p. 1618.
16. Silfvast W. T.— Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 27, p. 1489.
17. Wang S. C., Siegman A. E.— Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 2, p. 143.
18. Алейников В. С., Ушаков В. В.— Опт. и спектр., 1970, т. 29, с. 211.
19. Mori M., Murayama M., Goto T., Hattoni S.— IEEE J. Quant. Electron., 1978, vol. QE-14, p. 427.

20. Goto T., Hane K., Hattori S.—J. Phys. D: Appl. Phys., 1981, vol. 14, p. 587.
21. Goto T., Kawahara A., Collins G. J., Hattori S.—J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, p. 3816.
22. Willett C. S. Introduction to gas lasers: population inversion mechanisms.—Oxford: Pergamon Press, 1974.
23. Fetzer G., Rocca J. J., Collins G. J.—Fort Collins, Colorado: Colorado State University (unpublished).
24. Gill P., Webb C. E.—J. Phys. D., 1977, vol. 10, p. 299.
25. Peterson L. R.—Phys. Rev., 1965, vol. 187, p. 105.
26. Heavenes O. S., Willett C. S.—Z. Ang. Math. Phys., 1965, vol. 16, p. 87—88.
27. Карабурт Е. К., Михалевский В. С., Панкин В. Ф., Сэм М. Ф.—ЖТФ, 1970, т. 14, с. 1447—1448.
28. Csillag L., Janossy M., Rosa V., Salamon T.—Phys. Lett. A, 1974, vol. 50, p. 13—14.
29. Schuebel W. K.—IEEE J. Quant. Electron., 1970, QE-6, p. 574—575.
30. Duffendack O. S., Smith H. L.—Nature, 1927, vol. 119, p. 743—744.
31. Duffendack O. S., Black J. G.—Science, 1927, vol. 66, p. 401—402.
32. Duffendack O. S., Black J. G.—Phys. Rev., 1929, vol. 34, p. 35—43.
33. Duffendack O. S., Henshaw C., Goyer M.—Phys. Rev., 1929, vol. 34, p. 1132—1137.
34. Duffendack O. S., Thomson K.—Phys. Rev., 1933, vol. 43, p. 106—111.
35. Manley J. H., Duffendack O. S.—Phys. Rev., 1935, vol. 47, p. 56—61.
36. Duffendack O. S., Gran W. H.—Phys. Rev., 1937, vol. 51, p. 804—809.
37. Takahashi Y.—Ann. Phys., 1929, vol. 3, p. 49—57.
38. Fowles G. R., Jensen R. C.—Proc. IEEE, 1964, vol. 52, p. 851—852.
39. Fowles G. R., Silfvast W. T.—Appl. Phys. Lett., 1965, vol. 6, p. 236—237.
40. Silfvast W. T., Fowles G. R., Hopkins B. D.—Appl. Phys. Lett., 1966, vol. 8, p. 318—319.
41. Sugawara Y., Tokiwa V.—Jap. J. Appl. Phys., 1970, vol. 9, p. 588—589.
42. Schuebel W. K.—Appl. Phys. Lett., 1970, vol. 16, p. 470—472.
43. Jensen R. C., Collins G. J., Bennett W. R., Jr.—Appl. Phys. Lett., 1971, vol. 18, p. 50.
44. McNeil J. R., Collins G. J., Persson K. B., Franzen D. L.—Appl. Phys. Lett., 1975, vol. 27, p. 595.
45. McNeil J. R., Johnson W. L., Collins G. J., Persson K. B.—Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, p. 172. For a discussion of unidentified Ag II lines see: Reid R. D., Gerstenberger D. C., McNeil J. R., Collins G. J.—J. Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 48, p. 3994.
46. Reid R. D., McNeil J. R., Collins G. J.—Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, p. 666.
47. Laegrid N., Wehner G. K.—J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, p. 365—369.
48. De Hoog F. J., McNeil J. R., Collins G. J., Persson K. B. Discharge studies of the Ne—Cu laser.—J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, p. 3701—3704.
49. Чеботаев В. П. Об одном режиме работы оптического квантового генератора на смеси гелий—неон.—Радиотехника и электроника, 1965, т. 10, с. 372—374.
50. Smith J. Optical maser action in the negative glow region of a cold cathode glow discharge.—J. Appl. Phys., 1964, vol. 35, p. 723—724.
51. Byer R. B., Bell W. E., Hodges E., Bloom A. L. Laser emission in ionized mercury: Isotope shift, linewidth and precise wavelength.—JOSA, 1965, vol. 55, p. 1598—1602.
52. Weider H., Myers R. A., Fischer C. L., Powell C. G., Columbo J. Fabrication of wide bore hollow cathode HeI lasers.—Rev. Sci. Instrum., 1967, vol. 38, p. 1538—1540.
53. Piper J. A., Webb C. E. A hollow cathode system for CW helium—metal vapor laser system.—J. Phys. D, 1973, vol. 6, p. 400—407.
54. Eichler H. J., Wittwer W.—J. Appl. Phys., 1980, vol. 51, p. 80—83; Eichler H. J., Koch H. J., Salk J., Schafer G.—IEEE J. Quant. Electron., 1979, vol. QE-15, p. 908—912; Eichler H. J., Koch H., Paffenholz J., Salk J., Skrobol C.—J. Phys., 1979, vol. 7, p. 379—380.
55. Auschwitz B., Eichler H. J., Wittwer W.—Appl. Phys. Lett., 1980, vol. 36, p. 805.
56. Jain K., Newton S. A.—Appl. Phys. B, 1981, vol. 26, p. 43.
57. Eichler H., Koch H., Molt R., Qiu J. L.—Appl. Phys. B, 1981, vol. 26, p. 49.
58. Jain K.—Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 34, p. 398; IEEE J. Quant. Electron., 1980, vol. QE-16, p. 120.
59. Warner B. E., Gerstenberger D. C., Reid R. D., McNeil J. R., Solanki R., Persson K. B., Collins G. J.—IEEE J. Quant. Electron., 1978, vol. QE-14, p. 568.
60. Solanki R., Fairbank W. M., Jr., Collins G. J.—IEEE J. Quant. Electron., 1980, vol. QE-16, p. 1292.
61. Marling J. B., Lang D. B.—Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 31, p. 181.
62. Гудзенко Л. И., Шеленин Л. А.—ЖЭТФ, 1964, т. 18, с. 998.
63. Жуков В. В., Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф.—Квант. электроника, 1977, т. 4, с. 1249.
64. Жуков В. В., Кучеров В. С., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф.—Квант. электроника, 1977, т. 4, с. 1257.
65. Silfvast W. T., Szeto L. H., Wood O. R., II.—Appl. Phys. Lett., 1981, vol. 39, p. 212.
66. Silfvast W. T., Szeto L. H., Wood O. R., II.—Appl. Phys. Lett., 1980, vol. 36, p. 615.
67. Silfvast W. T., Wood O. R., II, Macklin J. J.—Appl. Phys. Lett., 1983, vol. 42, p. 347.
68. Carter G., Colligon J. S. Ion bombardment of solids.—N. Y., Elsevier, 1968.
69. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J.—Phys. Lett., 1982, vol. 87A, p. 237; Roc-

- ca J. J., Meyer J. D., Vu Z., Collins G. J. Electron beam excitation of CW lasers.— In: 34-th Gaseous Electronic Conference. Boston, Massachusetts, October 1981.
70. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. Zn II and CW laser transitions excited by an electron beam.— IEEE J. Quant. Electron., 1982, vol. QE-18, p. 1052.
 71. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. Electron beam pumped CW Se II laser.— Opt. Comm., 1982, vol. 42, p. 125.
 72. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. Electron beam pumped CW Hg ion laser.— Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 40, p. 300.
 73. Meyer J. D., Rocca J. J., Yu Z., Collins G. J. CW iodine ion lasers excited by an electron beam.— IEEE J. Quant. Electron., 1982, vol. QE-18, p. 326.
 74. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. CW laser oscillations in Cd II in an electron beam created plasma.— Phys. Lett., 1982, vol. 90A, p. 358.
 75. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. Hollow cathode electron guns for the excitation of CW lasers.— Phys. Lett., 1982, vol. 87A, p. 237.
 76. Rocca J. J., Meyer J. D., Yu Z., Farrell M., Collins G. J. Multikilowatt electron beams for pumping CW ion lasers.— Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 41, p. 844.
 77. Yu Z., Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. Transverse electron guns for plasma excitation.— J. Appl. Phys., 1982, vol. 53, p. 4704.
 78. Yu Z., Rocca J. J., Collins G. J. Studies of a glow discharge electron beam.— J. Appl. Phys., 1983, vol. 54, p. 131.
 79. Rocca J. J., Meyer J. D., Collins G. J. 1 watt CW Zn II laser (to be published).
 80. Gerstenberger D. C., Solanki R., Collins G. J.— IEEE J. Quant. Electron., 1980, vol. QE-16, p. 8202.

Поступила в редакцию 28 апреля 1983 г.

УДК 621.378.3

И. Г. ИВАНОВ

(Ростов-на-Дону)

ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ С ПОПЕРЕЧНЫМИ ТИПАМИ РАЗРЯДА

Введение. В данном обзоре рассматриваются лазеры, относящиеся к бурно развивающемуся в последние годы подклассу обширного класса газоразрядных лазеров на парах металлов [1]. Использование продольного (тлеющего или дугового) разряда для возбуждения переходов в атомарных ионах позволило значительно расширить набор длин волн, генерируемых лазерами на парах металлов в видимой, ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях спектра в импульсном и, что особенно важно, в непрерывном режимах излучения. Однако ограниченность числа эффективных и пригодных для практики лазеров с продольным разрядом стимулировала поиск других более эффективных способов возбуждения и новых ионных переходов. Результатом таких работ и явилось создание лазеров с поперечными типами разряда — разрядом в полом катоде (РПК) и поперечным высокочастотным разрядом (ПВЧР). Возбуждение активной среды (как правило, смеси буферного инертного газа и паров металла) осуществляется в таком лазере в электрическом поле, направление которого перпендикулярно оптической оси лазера, и происходит для лазеров с РПК в слабоионизованной плазме отрицательного свечения, а для лазеров с ПВЧР в области, по свойствам близкой к отрицательному свечению (ОС). Последнее и определяет сходство характеристик этих двух типов разряда и выходных параметров лазеров, их использующих.

Впервые генерация в лазере с РПК получена на атомарных переходах неона [2], однако затем было установлено, что поперечный разряд наиболее эффективен именно для ионных переходов. К настоящему времени генерация в лазерах с РПК и ПВЧР наблюдалась более чем на 260 линиях 21 иона. Первыми металлами, чьи пары использовались для генерации, были Hg, Cd и Zn [3—11], затем число металлов достигло