

УДК 621.373.038.823:533.915

*В.И. ДОНИН***МОЩНЫЕ НЕПРЕРЫВНЫЕ ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ**

Представлены результаты работ по реализации новых принципов получения стационарных дуговых разрядов с целью достижения режимов насыщения выходной мощности непрерывного ионного лазера от тока разряда, по исследованию плазмы в таких режимах и по разработке на этой основе наиболее мощных ионных лазеров.

Ключевые слова: ионный лазер, плазма с высокой степенью ионизации, дуговой разряд.

Введение

Ионные лазеры с накачкой стационарным сильноточным разрядом в однокомпонентном газе являются в настоящее время самыми мощными источниками непрерывного коротковолнового излучения. Хотя непрерывная генерация излучения при разряде в однокомпонентном газе реализована на целом ряде переходов ионизованных элементов (ArII, KrII, NeII, XeII, CIII, BrII, SII, PII, ArIII, KrIII, XeIII, CIII, HgIII, ArIV, XeIV), перекрывающих диапазон длин волн от УФ до ближней ИК области спектра, наибольшую практическую ценность представляют аргоновые лазеры на сине-зеленых переходах ArII (основные 4880Å, 5145Å) и УФ-переходах ArIII (основные 3511Å, 3638Å), на которых достигаются наибольшие выходные мощности и КПД генерации.

Впервые генерация на ионных переходах HgII была получена в импульсном режиме разряда в конце 1963г [1]. Весной 1964г случайно (при использовании аргона как буферного газа в HgII-лазере) была получена генерация на ряде мощных видимых переходах ArII [2,3]. Вскоре генерация в ArII-лазере была осуществлена в квазинепрерывном [4,5] и непрерывном [6] режимах. История открытия и ранние исследования ArII-лазера достаточно полно отражены в обзоре [7], написанному к 40-й годовщине запуска первого лазера Т. Мейманом (см. также обзоры [8-10]).

В данной статье будут кратко изложены проведенные в Сибирском отделении РАН на протяжении 1965-2003гг работы по реализации новых принципов получения стационарных дуговых разрядов с целью достижения режимов насыщения выходной мощности непрерывного ионного лазера от тока разряда, по исследованию плазмы в таких режимах и по разработке на этой основе мощных ионных лазеров. Результаты этих работ были отражены в монографии [11] и частично содержатся в более поздних публикациях [12-15].

1. Условия разряда и энергетические характеристики лазера.

Продольный сильноточный разряд постоянного тока в газе пониженного давления $p \sim 0,1 \div 1$ мм рт. ст. является простым и практически единственным способом накачки аргонового лазера. Характерные значения токов $J = 5 \div 500$ А и плотностей $j = 50 \div 4000$ А/см² при диаметрах разряда $D = 1 \div 20$ мм. До появления ионных лазеров разряды в указанных условиях не исследовались, что, по-видимому, было связано с трудностями реализации таких разрядов при отсутствии острой практической необходимости.

В плазме разряда ионного лазера длины свободного пробега тяжелых частиц сравнимы с радиусом разрядной трубки R и в области J , не сильно превышающих пороговые для генерации, можно пользоваться классической теорией разряда низкого давления Тонкса-Ленгмюра. При более высоких токах нарушается постоянство числа атомов N_a по сечению разряда, а следовательно и справедливость этой теории. В разряде низкого давления не выполняется принцип детального равновесия в процессах, поддерживающих баланс заряженных частиц, – обратный процесс рекомбинации двух электронов и иона пренебрежимо мал по сравнению с прямым процессом ионизации атома электроном. Баланс заряженных частиц в плазме осуществляется путем стационарного цикла: электронная ионизация атомов в объеме разряда – амбиполярный уход ионов и электронов на стенки – рекомбинация их на стенках – поступление атомов от стенок в разряд.

Накачка рабочих уровней электронами происходит ступенчатым образом через долгоживущие ионные уровни. Определяющую роль в образовании инверсной заселенности в непрерывном режиме играет значительная разница времен радиационного распада уровней ns и np . Например, для иона ArII распад нижних уровней $4s$ происходит в 25 раз быстрее по сравнению с верхними $4p$, имеющими скорость распада $\approx 10^8 \text{ с}^{-1}$. Выходная мощность W ионного лазера после достижения порога генерации резко увеличивается с током разряда, однако одновременно возрастает и разрушающее действие тока на стенки разрядной трубки. Разрушение связано с перегревом стенок вследствие недостаточного теплоотвода и с их ионной бомбардировкой. Проблему повышения токовых нагрузок на трубку без ее разрушения можно решить с помощью конструкции трубки из материалов с большой теплопроводностью и стойкостью к ионной бомбардировке. Обычно в сильноточных ионных лазерах используются охлаждаемые водой трубки из окиси бериллия, секционированные металлические (вольфрамовые), либо разработанные в СО РАН секционированные алюминиевые с Al_2O_3 -покрытием. Первые два типа трубок характерны для работающих с использованием продольного магнитного поля коммерческих образцов отпаянных лазеров со сроком службы не менее 1000 час, имеющих максимальную W до 50 Вт (при КПД $\approx 0,05\%$) в сине-зеленой области и до 7 Вт в УФ области спектра. Из-за эффектов «жестчения» (поглощения) газа в разряде такие лазеры имеют систему автоматического напуска газа от баллона с газом под высоким давлением. С трубками третьего типа разработаны образцы неотпаянных лазеров с максимальной $W \approx 500$ Вт (при КПД $\approx 0,2\%$) в сине-зеленой и ≈ 100 Вт в УФ части спектра при сроке службы ≈ 1000 час. Этот тип трубки отличается простой технологией изготовления и возможностью быстрой смены элементов, что было удобно и при проведении исследований сильноточной плазмы.

Другой проблемой являлось получение повышенных токов эмиссии катода в ионных лазерах. Эта проблема исчезла после создания нового холодного дугового катода с рекуперацией распыляемого в катодных пятнах материала катода с помощью саморазогревающейся тугоплавкой втулки («рекуператора») в выходном отверстии катода, изготовленного в форме полости [11]. Хотя работа холодного дугового катода является в принципе неустойчивой, что является следствием постоянного исчезновения катодных пятен и образования взамен их новых, стабильность характеристик активной части разряда определялась только стабильностью используемых источников питания с коэффициентом низкочастотных пульсаций $\pm 0,3\%$.

Известные другие типы катодов в сравнении с рассмотренным выше оказываются неконкурентноспособными по целому ряду свойств, а прежде всего по его крайне высокой эмиссионной способности и стойкости в химически активных газах.

На рис.1 показана типичная для лазера на однократных ионах зависимость W от J при фиксированном давлении наполнения в сильноточной разрядной трубке с $D = 16$ мм и активной длиной $l = 135$ мм, а также ВАХ разряда. Как видно, W имеет насыщение по току. При этом ВАХ имеет участок с отрицательным наклоном, далее сменяющийся резким подъемом напряжения и возникновением неустойчивостей в разряде, разрушающих стенки трубки.

Вследствие большого лоренцевского уширения рабочих переходов по сравнению с межмодовым интервалом $c/2L$ оптического резонатора (где L – длина резонатора) ионные лазеры в многочастотном режиме хорошо описываются в представлении об однородном (т.е. в генерации участвует весь контур доплеровски уширенной линии) характере насыщения усиления. В случае больших превышений усиления над потерями в лазере с обычным (неселективным) резонатором генерирует много мод и можно использовать простое выражение для выходной мощности лазера

$$W = TS_{\text{эф}} I_0^m \left(\frac{2G}{\alpha + T} - 1 \right) \quad (1)$$

где T – пропускание выходного зеркала, α – прочие потери в резонаторе на двойной проход, $S_{\text{эф}}$ – эффективное сечение луча генерации, G – ненасыщенное усиление на проход, I_0^m – параметр на-

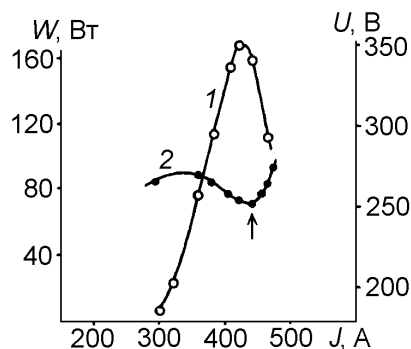


Рис. 1. Зависимость мощности генерации ArII -лазера W (кр. 1) и напряжения на трубке U (кр. 2) от тока J в трубке $D = 16$ мм, $l = 135$ см с внутренними зеркалами с пропусканием $T \approx 4\%$ при $p = 0,7$ мм рт. ст. Стрелкой здесь и далее отмечается возникновение неустойчивостей в разряде

сыщения (плотность мощности, при которой усиление уменьшается в 2 раза). В сильноточных трубках из-за возрастания роли столкновительных процессов в плазме наблюдаются увеличенные значения параметра насыщения – например, для линии ArII 4880 Å измерено $I_0^M = 50 \div 70$ Вт/см², а для линий ArIII 3511 и 3638 Å около 150 Вт/см².

Результаты измерения основных генерационных и электрических характеристик разряда в режимах насыщения W на ионах ArII по току обобщены для трубок различного диаметра в таблице. Приведенный в ней диапазон изменения диаметра разряда ограничен с меньшей стороны чрезмерным возрастанием дифракционных потерь, а с большей – преждевременным развитием разрушающих трубку неустойчивостей, в результате чего использование трубок с $D \gtrsim 20$ мм становится нецелесообразным с точки зрения энергетических характеристик лазера. Как видно из табл. 1, плотность насыщающих генерацию токов падает в пределах ошибок измерений ($\pm 10\%$) обратно-пропорционально диаметру, что является следствием уменьшения N_a в разряде с ростом D . Падение j с диаметром в режимах насыщения является причиной того, что в широких трубках достигаются более низкие значения заселенности ионных уровней, G , и мощности генерации с единицы объема разряда; причем изменение этих величин в пределах ошибок измерений также обратно-пропорционально диаметру. Несмотря на то, что снимаемая с единицы объема разряда мощность уменьшается с увеличением диаметра, мощность на единицу длины разряда растет пропорционально диаметру. Поскольку выходная мощность $W_{\text{ВХ}} = EJ$, вкладываемая на единицу длины разряда, практически не зависит от диаметра, с увеличением диаметра разряда одновременно растет и КПД лазера. Табл. 1 дает значения параметров в режимах максимальной W , поэтому приведенные в ней значения КПД отличаются от максимально достижимых с данным диаметром при несколько меньших токах. Приведенные в таблице значения энергетических генерационных характеристик следует рассматривать как ориентировочные, поскольку их абсолютная величина сильно зависит от качества оптического резонатора и условий его оптимизации. Очевидно также, что при заданном качестве элементов резонатора одновременно с диаметром целесообразно увеличивать и активную длину лазера.

Электрические характеристики разряда и выходные параметры ArII-лазера в трубках различного диаметра, замеренные в близких к оптимальным для W условиях.

| D , мм | E , В/см | J , А | j , А/см ² | $j \times D$ | G_0^* , %/см | $G_0 \times D$ | $W_{\text{ВХ}}$, кВт/см | W , Вт/см | W , Вт/см ³ | КПД ^{***} |
|----------|------------|---------|-------------------------|--------------|----------------|----------------|--------------------------|-------------------|--------------------------|----------------------|
| 1,25 | 21,0 | 40 | 3500 | 440 | 5,2 | 6,5 | 0,84 | 0,1 | 8 | $1,2 \times 10^{-4}$ |
| 2,7 | 8,0 | 90 | 1600 | 430 | 2,2 | 6,0 | 0,72 | – | – | – |
| 7,0 | 3,7 | 230 | 600 | 420 | 0,9 | 6,3 | 0,85 | 0,6 ^{**} | 1,6 | $7,0 \times 10^{-4}$ |
| 11,0 | 2,5 | 350 | 370 | 410 | 0,6 | 6,6 | 0,87 | 0,8 | 1 | $1,0 \times 10^{-3}$ |
| 16,0 | 1,8 | 500 | 250 | 400 | 0,4 | 6,4 | 0,90 | 1,3 ^{**} | 0,65 | $1,5 \times 10^{-3}$ |

* На линии 4880 Å.

** Трубка с внутренними зеркалами, $l \simeq 1$ м.

*** Значения не оптимальны по условиям разряда, т. к. оптимальные условия разряда для W и КПД различаются.

Как показали эксперименты, применение магнитного поля H для увеличения W при приближении к насыщающим J становится нецелесообразным. Наблюдаемое в режимах насыщения $W(J)$ незначительное увеличение мощности лазера в H связано с продольным выравниванием и изменением N_a в разряде.

Хотя электрофорез в газовом разряде – движение и перераспределение атомов вдоль разряда под действием электрического тока – известен уже давно, интерес к нему был незначителен, а сам эффект до сих пор остается малоизученным. С появлением ионных лазеров стало ясно, что их характеристики сильно зависят от эффективности ослабления электрофореза. Обычно для снижения влияния электрофореза анодный и катодный концы разрядной трубки соединяются дополнительными обводными каналами, внешними в случае цельных трубок и внутренними (т.е. сделанными внутри секций параллельно разрядному каналу) в случае секционных. Однако в длинных трубках без использования H указанных мер недостаточно, т. к.

они выравнивают давление в анодной и катодной колбах, но не устраняют неоднородности давления непосредственно вдоль разряда. Продольная неоднородность, возрастающая с увеличением l , играет вредную роль для лазера, поскольку в прикатодных областях активной части разряда давление может оказаться ниже оптимального, а в прианодных – выше. В результате

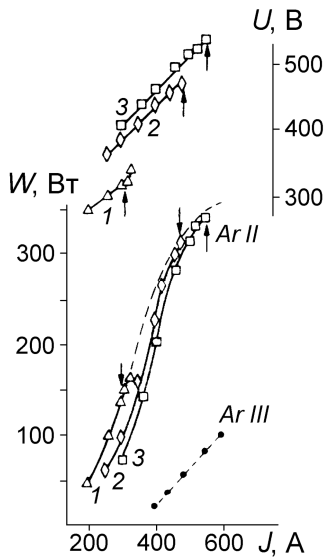


Рис. 2. Зависимость мощности генерации W и поддерживающего напряжения U (верхние кривые) от тока J в трубке диаметром $D = 16$ мм и длиной $l = 2,5$ м с согласованной откачкой газа: 1 – $p = 0,3$ мм рт. ст., 2 – 0,5 и 3 – 0,65. Штриховыми кривыми показана оптимизированная по p при каждом J мощность генерации Ar II – лазера ($T \approx 6\%$) и Ar III – лазера на УФ-переходах ($T \approx 1,5\%$)

происходит снижение W и преждевременное возникновение разрушающих трубку неустойчивостей. Для устранения этих вредных эффектов в длинных трубках применяются дополнительные меры выравнивания давления вдоль разряда, в частности в нашей секционированной конструкции имелся вакуумный насос, подключая который к анодной колбе также можно было уменьшать влияние электрофореза. Другие меры выравнивания давления при этом не нужны. Необходимо только согласовывать скорость откачки из анодной колбы со скоростью перекачки газа электрофорезом, для чего обычно достаточно небольшого насоса с производительностью ≥ 1 л/с. Зависимости $W(J)$ и ВАХ разряда в длинной сильноточной трубке с согласованием скорости слабой продольной прокачки показаны на рис.2. Из-за влияния электрофореза измеряемое давление наполнения в непрерывном ионном лазере не имеет строгого количественного смысла, поскольку его оптимальное значение и основные характеристики лазера зависят от особенностей конструкции разрядной трубки.

Неустойчивости плазмы, возникающие в близких к оптимальным для W условиям разряда и разрушающие стенки трубки, иллюстрированы рис.3. Низкочастотные пики (а) могут регистрироваться и по спонтанному излучению, поскольку их частота меньше

инерционности процесса возбуждения, которая в основном определяется временем жизни иона в невозбужденном состоянии ($\approx 10^{-6}$ с). Частота этих пиков обратно пропорциональна D и массе иона $M^{0,5}$, а амплитуды первого и второго пика по-разному меняются по сечению разряда. Общая картина спектра развитых неустойчивостей (б) неплохо согласуется с теоретическим рассмотрением ионно-звуковых неустойчивостей, проведенным на основе кинетических уравнений для однородной плазмы. Однако низкочастотные пики при этом не находят объяснения. Они объясняются в рамках гидродинамических моделей как нижние моды ионно-звуковой неустойчивости в ограниченной стенками плазме. Экспериментально полученное дисперсионное соотношение основной (самой низкочастотной) моды показало, что эта мода представляет собой волновой процесс с длиной волны ≈ 6 см, распространяющийся в направлении

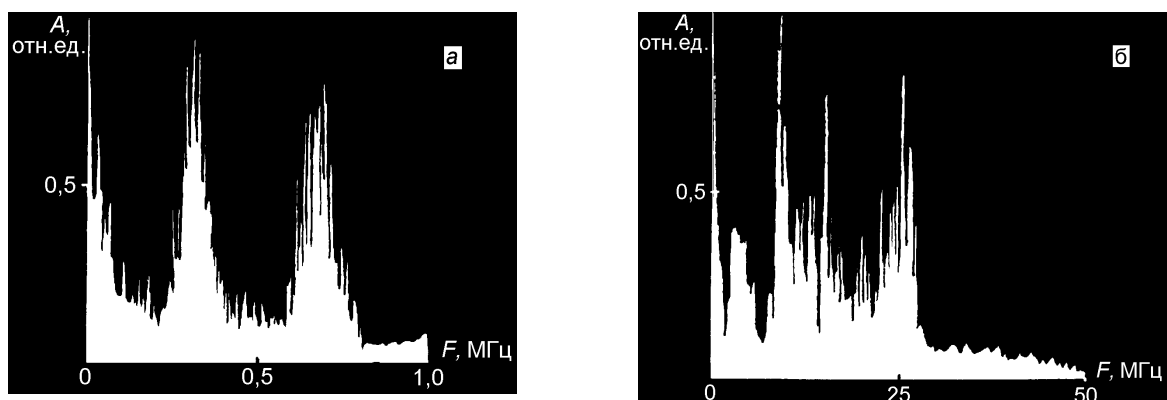


Рис. 3. Зависимость амплитуды плазменных колебаний A от частоты F , полученная с трубкой $D = 11$ мм в эксперименте со спонтанным излучением линий Ar II (а). Спектр развитых колебаний (б).

дрейфа электронов плазмы со скоростью $\approx 1,2 \cdot 10^6$ см/с [13], а измеренное распределение ее интенсивности по сечению разряда [14] позволило отождествить моду - первая радиальная с азимутальным волновым числом $m = 1$, то есть индексом $(1, 1)$.

2. Пространственно-угловая и спектральная селекция излучения

Особенности селекции излучения в мощных ионных лазерах обусловлены в основной тремя причинами – большой апертурой разрядного канала $D \gg 10$ мм, сравнительно низким коэффициентом усиления и большой интенсивностью излучения в резонаторе. Указанные причины накладывают ряд ограничений как на тип резонатора, так и на свойства его элементов. Во-первых, при разумной геометрической длине резонатора желательно обеспечивать хорошее заполнение TEM_{00} -модой большой апертуры разрядного канала и надежную селекцию этой моды; во-вторых, применение неустойчивых резонаторов практически нецелесообразно и, в-третьих, зеркала и другие элементы резонатора должны обладать высокой стойкостью к излучению.

В наиболее мощных лазерах с целью устранения оптических окон и связанных с ними термо-оптических искажений используется внутреннее крепление многослойных (слои из стойких к излучению окислов) диэлектрических зеркал резонатора. Реально предельная угловая расходимость мощного ионного лазера ограничивается тепловой самофокусировкой выходного излучения, возникающей в выходном зеркале. Причем влияние этого эффекта проявляется даже в обычном двух зеркальном резонаторе. Так, на основе существующих представлений о резонаторах открытого типа можно показать, что расходимость излучения в дальней зоне многомодового лазера с резонатором из плоского и сферического зеркал определяется выражением

$$\theta = \frac{D}{\sqrt{LR_c}}, \quad (2)$$

где L – длина резонатора, R_c – радиус сферического зеркала. Расчет на основе решения уравнения теплопроводности для случая кварцевой подложки (диаметром 40 мм, толщиной 10 мм) выходного зеркала дает неплохо совпадающее с экспериментом выражение для фокусного расстояния наводимой излучением линзы

$$f \simeq \frac{30}{AW_0}, \quad (3)$$

где A – коэффициент поглощения в зеркале, W_0 – мощность излучения в резонаторе [Вт], f [м]. Выбирая большие R_c согласно (2) можно получать расходимость на уровне нескольких минут. Однако при реальных коэффициентах пропускания выходного зеркала резонатора $\simeq 5\%$ и $A \simeq 0,05\%$ расходимость за счет самофокусировки в соответствии с (3) может быть больше уже для лазера с $W \simeq 300$ Вт. Влияние фокусировки можно ослаблять выбором материала подложки и ее принудительным охлаждением. Таким путем удалось получить расходимость излучения 600-ваттного ArII-лазера на уровне $2'$.

Заполнение TEM_{00} -модой всей апертуры разрядной трубки сильноточного ионного лазера и ее селекция при небольших потерях мощности обеспечиваются с помощью трех- и четырех-зеркальных резонаторов большой эффективной длины, имеющих небольшую реальную длину, но эквивалентных плоскому резонатору с малым числом Френеля. Селекция одной частоты в резонаторах большой эффективной длины проводилась с помощью обычного эталона Фабри-Перо, напыленного на кварцевую подложку. С трубкой $D = 14$ мм, $l = 1,7$ м была достигнута на переходе ArII 5145 Å мощность одночастотной генерации на уровне 20 Вт. Существенное повышение мощности одночастотной генерации, по-видимому, будет ограничиваться термо-оптическими эффектами в подложке селектирующего эталона.

3. Уширение ионных линий

Особенности уширения ионных линий в основном обусловлены наличием заряда у излучающего атома и действием на него возрастающих с увеличением J электрических полей плазмы. В частности, еще до появления газовых лазеров теоретически с учетом движения в электрическом поле разряда и ухода ионов на стенки было получено (М.Ю.Каганом и В.И.Перелем) распределение ионов для продольного направления скорости в приосевой части разряда пониженного давления в виде

$$W(v)dv = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\exp[-(\beta\Psi - v/v_0)^2] d\Psi}{\text{ch}^2\Psi} \frac{dv}{v_0}, \quad (4)$$

где v_0 – средняя тепловая скорость иона, $\beta = a''/z_i v_0$, a'' – ускорение иона вдоль трубки, z_i – число ионизаций электроном за 1 с. Выражение (4) совпадает с максвелловским распределением при $\beta = 0$. В остальных случаях оно отличается от равновесного, причем крылья (края) контура испытывают более сильное уширение по отношению к равновесному. Последнее обстоятельство в условиях сильноточного ионного лазера может служить источником значительных ошибок, особенно при выделении величины однородного (лоренцевского) уширения из экспериментально полученного контура линии спонтанного излучения.

В случае генерационных переходов величина однородного уширения может быть получена по провалу Лэмба, наблюдаемому при сканировании частоты лазера, работающего в одночастотном режиме. Как известно, в одночастотном газовом лазере насыщение усиления неоднородно: в доплеровском контуре усиления из-за взаимодействия с излучением образуются провалы («дырки» Беннета) с глубиной, определяемой уровнем потерь в резонаторе, и шириной, определяемой однородным уширением линии и амплитудой поля лазерного излучения. Если частота генерации достаточно далека от центра линии, то образуется два симметрично расположенных от центра провала, поскольку стоячая волна в резонаторе с хорошей точностью является суммой равных по амплитуде противоположно бегущих волн и взаимодействующих с атомами, имеющими соответственно продольные компоненты скорости v и $-v$. В центре доплеровской линии оба провала перекрываются и выходная мощность, пропорциональная уменьшению населенности в каждом провале, соответственно уменьшается (т.е. в центре линии обе волны взаимодействуют с одной группой атомов и образуется провал). Обычно с целью исключения полевого уширения провал Лэмба реализуется при низких превышениях $\mathcal{N} = I/I_0 \ll 1$

(здесь I_0 – параметр насыщения в одночастотном режиме) и для описания провала можно пользоваться простым выражением

$$\mathcal{N}(\Omega) = 2 \frac{1 - \exp[(\Omega^2 - \Omega_t^2)/(k v_0)^2]}{1 + \Gamma^2/(\Gamma^2 + \Omega^2)}, \quad (5)$$

где Ω_t – частота (круговая) срыва генерации, $\omega - \omega_0 = \Omega$ – расстройка частоты от центра линии, k – волновое число, Γ – полная однородная ширина линии (т.е. сумма радиационной и столкновительной ширин).

Расчеты показывают, что форма лэмбовского провала сравнительно не критична к виду распределения $W(v)$ и вместо выражения (4) с хорошей точностью можно использовать более простое распределение, учитывающее только скорость дрейфа ионов вдоль оси разряда v_d в виде

$$W(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{v - v_d}{v_0} \right)^2 \right], \quad (6)$$

которое легко находится экспериментально по измерению ширины и сдвига ионных линий в спонтанном излучении. Получение лэмбовского провала при небольших превышениях можно осуществлять с помощью обычного двухзеркального резонатора с небольшой диафрагмой (1÷2) мм на оси резонатора, селективирующей ТЕМ₀₀-моду, а для частотной селекции можно использовать удобную в экспериментах тонкую ($\ll \lambda$) поглощающую металлическую пленку (пленку Троицкого), расположенную на пьезокерамике, подачей напряжения на которую осуществляется небольшое перемещение пленки вдоль оси, а следовательно и сканирование по частоте. Поскольку при этом обычно никаких специальных мер виброзащиты не применяется, то «техническая» ширина линии генерации в одночастотном режиме довольно большая (около 150 МГц). С учетом флуктуации частоты в условиях эксперимента наблюдаемая зависимость $P(\Omega)$ может быть представлена сверткой $\mathcal{N}(\Omega)$ и «технического спектра» лазера в одночастотном режиме, который, как показали измерения, удовлетворительно аппроксимировался лоренцианом шириной Γ_a . Поэтому

$$P(\Omega) = \frac{C}{\pi} \int_{-\Omega_t}^{\Omega_t} \frac{\Gamma_a}{\Gamma_a + (\Omega - \Omega')^2} \mathcal{N}(\Omega') d\Omega' \quad (7)$$

где C – масштабный множитель. Ширина аппаратной функции Γ_a и частота срыва генерации Ω_c измерялись непосредственно в эксперименте, а параметры C и Γ служили подгонными. Распределение (6) находилось из независимых измерений со спонтанным излучением. Теоретическая кривая проводилась через экспериментальные точки по методу максимального правдоподобия. Результат обработки типичного контура провала Лэмба приведен на рис.4, в условиях которого значения ширины провала Γ были получены при различных параметрах разряда ($J \leq 180$ А, $n_e = (1 \div 2) \times 10^{14}$ см⁻³) для линий AgII 4880 и 5017 Å. Провал Лэмба при $n_e = 2 \times 10^{14}$ см⁻³ уширяется по отношению к радиационной ширине Γ_{mn} первой (460 МГц) и второй (300 МГц) линий соответственно в 2 и 3 раза. При этом измеренная величина уширения провала $\Delta\nu_c = (\Gamma - \Gamma_{mn})\pi^{-1}$ составляет 400÷600 МГц и определяется в основном кулоновским уширением (рассеянием излучающего иона на ионах плазмы в основном состоянии). Полученная в аналогичных условиях при $n_e = (2 \div 3) \times 10^{14}$ см⁻³ величина $\Delta\nu_c$ для линий AgIII 3511 и 3638 Å в 2÷3раза больше.

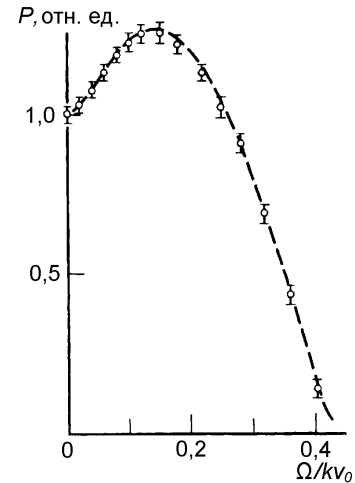


Рис. 4. Экспериментальная зависимость мощности одночастотной генерации P от расстройки Ω в Ag II -лазере с трубкой $D = 7$ мм и теоретическая кривая с параметрами: $\Omega_c/kv_0 = 0,405$, $\Gamma/kv_0 = 0,082$, $\Gamma_a/kv_0 = 0,022$, $C = 6,55$.

4. Лазер с быстрой поперечной прокачкой газа

Проведенные исследования показали, что основной причиной ограничения W является происходящее с ростом тока уменьшение N_a в разряде вследствие электрофореза, термического вытеснения и “выгорания” атомов при ионизации. В отличие от электрофореза и термического вытеснения, которые сравнительно легко могут быть устранены принятием надлежащих мер в конструкции разрядной трубки и совместным с током повышением p , выгорание атомов в разряде пониженного давления представляет собой наиболее трудно устранимое явление. Выгорание проявляется, когда поток ионов на стенки трубки становится сравним с потоком атомов в разряд от стенок трубки. В режиме генерации характерный поток атомов от стенок трубки пропорционален произведению $N_a v_0$. Увеличением этого потока можно сдвигать в область высоких токов эффект выгорания. Простое увеличение потока за счет N_a путем повышения p ограничено в ионном лазере соответствующим снижением T_e , приводящим к исчезновению инверсии. Однако при оптимальном для генерации N_a можно увеличивать поток атомов в разряд за счет скорости, прокачивая газ поперек разряда со скоростью $u \gtrsim v_0$. При таких скоростях прокачки автоматически устраняется и вредная роль электрофореза. Реализация высокоскоростного потока поперек разряда ионного лазера в общем представляет сложную техническую задачу. Однако эксперимент показал, что в области оптимальных для генерации p даже при сравнительно небольшой начальной (до зажигания разряда) скорости прокачки $\approx 10^3$ см/с в области высоких J она принимает значения $u \approx 4,5 \times 10^4$ см/с $\approx v_0$ (происходит с точностью до ошибки измерений линейный рост u с током J [12]). Причины образования околосвукового потока на количественном уровне не совсем ясны. В качестве основной причины можно указать нагрев газа, приводящий к уменьшению N_a в разряде и соответственно к увеличению скорости потока. Дополнительным фактором может являться сильная ионизация газа. Формирование разрядом высоких u благоприятно с практической стороны, поскольку сильно снижаются требования к производительности вакуумного насоса прокачного ионного лазера (при $l \lesssim 1$ м обычно достаточно насоса со скоростями откачки $\lesssim 100$ л/с).

На рис. 5 показаны зависимости W и n_e в случае разряда с быстрым поперечным потоком аргона. Экспериментальная конструкция представляла собой сильноточную разрядную трубку с $D = 11$ мм в каждой секции (длиной 20 мм) которой перпендикулярно оси разряда просверливалось сквозное боковое отверстие $\varnothing 11$ мм для прокачки газа. Подвод и отвод газа к секциям осуществлялся с помощью шлангов, подсоединяемых к выравнивающим объемам соответственно на входе и выходе газа. Указаны значения p на входе до зажигания разряда. Зажигание разряда приводило к незначительному ($\approx 30\%$), возрастающему с током увеличению

давления на входе. Измеренные в разряде давления были в 2÷3 раза ниже и не зависели от J . Обратим внимание на полученное рекордно высокое значение погонной мощности 60 Вт/м на основных УФ линиях ArIII. Генерация на линиях ArII насыщена по току. Поскольку усиление на УФ линиях ($\approx 0,1\%$ /см) значительно меньше, чем на видимых, а диссипативные потери в

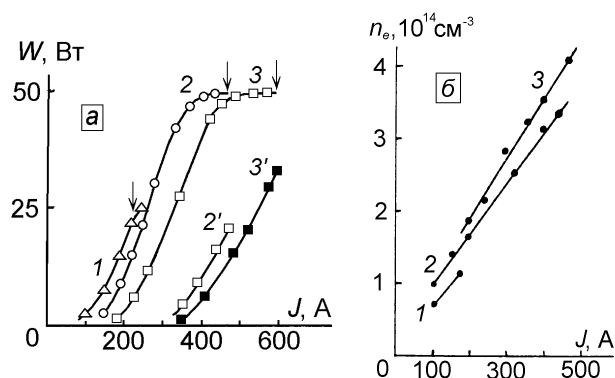


Рис. 5. а) Зависимость мощности генерации W от тока J в трубке $D = 11$ мм, $l = 55$ см с поперечной прокачкой: 1–3 на переходах Ar II при $p = 0,2, 0,33$ и $0,45$ мм рт. ст. соответственно ($T \approx 3,5\%$); кривые 2' и 3' на переходах Ar III при $p = 0,33$ и $0,45$ мм рт. ст. ($T \approx 2\%$); б) Зависимость электронной концентрации на оси разряда n_e от тока J в той же трубке при p , мм рт. ст.: 1 – 0,2, 2 – 0,33, 3 – 0,45.

зеркала находятся приблизительно на одинаковом уровне, то ясно (см. (1)), что при увеличении l различие в погонной мощности ArII и ArIII лазеров практически должно исчезнуть. Электронная концентрация растет линейно с током и достигает значений $n_e \approx 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Оценки электронной температуры по проводимости плазмы с помощью формулы Спитцера показывают, что она близка к значениям, характерным для режима насыщения генерации лазера без прокачки газа. Однако с учетом повышенного числа многократных ионов она должна быть несколько выше. Если допустить примесь двукратных ионов $\approx 30\%$, то $T_e \approx 6$ эВ. Для переходов ArII W и заселенность верхнего уровня насыщаются по току подобным образом. Из приведенных данных следует уменьшение N^+ при увеличении тока с соответствующим увеличением N^{++} , т.е.

5. Области использования

Применения рассматриваемых лазеров обусловлены их высокой W в сочетании с довольно высоким значением кванта энергии излучения. Вплоть до сегодняшнего дня они остаются наиболее мощными источниками непрерывного когерентного излучения в видимой и ближней УФ части электромагнитного спектра. Например, в Сибирском отделении РАН на основе изложенных здесь исследований разработаны базовые образцы мощных ионных лазеров типа МИЛ-05, I и II с выходной мощностью непрерывного сине-зеленого излучения 50, 200 и 600 Вт (показан на рис.6). Области научного и практического использования: физика элементарных частиц, нелинейная оптика, рассеяние излучения (в т.ч. для диагностики термоядерной плазмы), фотохимия, накачка широкоперестраиваемых по спектру непрерывных и пико-фемтосекундных лазеров на основе красителей и ионов титана в сапфире, получение изотопов и сверхчистых материалов, локация ИСЗ и высоких слоев атмосферы, полупроводниковая технология (в т.ч. лазерный отжиг, травление и точная обработка), голография крупногабаритных объектов и производство крупногабаритной дифракционной оптики, медицина и др.

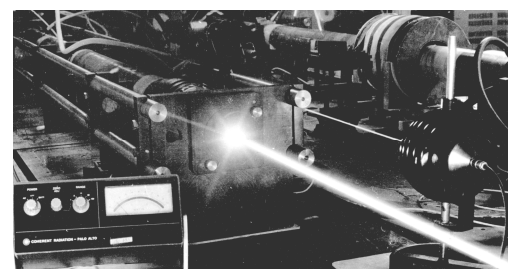


Рис. 6. 600-ваттный ArII-лазер на экспериментальном стенде

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell W.E. // Appl. Phys. Lett. -1964. – V.4. - No.2. – P.34-35.
2. Bridges W.B. // Appl. Phys. Lett. – 1964. -V.4. - No.7. - P.128-130.
3. Convert G., Armand M., Martinot-Lagarde P. // Compt. Rend. Acad. Sci. -1964. – V.258. – No.18. - P.4467-4469.

4. Heard H.G., Peterson J. // Proc. IEEE. -1964.-V.52.-No.9. - P.1049-1050.
5. Bennett W.R., Knutson J.W., Mercer G.N., Detch J.L. //Appl. Phys. Lett. – 1964. - V.4. - No.10. – P.180-182.
6. Gordon E.I., Labuda E. F., Bridges W.B. // *ibid.*, - P.178-180.
7. [Bridges W.B. // IEEE Journ. Select. Topics Quantum Electron. - 2000. – V.6. – No.6. – P.885-898.](#)
8. Китаева В.Ф., Одинцов А.И., Соболев Н.Н. // УФН. – 1969, -Т. 99, - Вып. 3, - С. 361-416.
9. Бриджес В., Честер А. . Справочник по лазерам / Под. Ред. А.М. Прохорова – М.: Сов. Радио, 1978, Т. 1, С.. 63-102.
10. Davis C.C., King T.A. Gaseous ion lasers // Advances in Quantum Electronics. – N.Y.: Acad. Press. – 1975, -V. 3, - P.169-454.
11. Донин В.И. Мощные ионные газовые лазеры. – Новосибирск: Наука, 1991.
12. Babin S.A., Donin V.I., Kuklin A.E. // J. Phys. D: Appl. Phys.- 1991. – V.24. - No.1.- P.7-10.
13. Донин В.И., Иванов В.А., Яковин Д.В. // ЖТФ. – 2001.- Т.71.- Вып. 4, - С.36-39.
14. [Donin V.I., Ivanov V.A., Pickalov V.V., Yakovin D.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003.-V.36. – No.19. – P.2366-2371.](#)
15. Донин В.И. Ионные лазеры с непрерывным сильноточным разрядом в однокомпонентном газе.- В кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер.Б, Т.ХI-4 / Под Ред. А.И. Яковленко – М.: Физматлит, 2005. – С.637-651.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск, Россия
E-mail: donin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 18. 11. 10.

Донин Валерий Ильич, д.ф.-м.н., профессор, ст. науч.сотр.

V.I. DONIN

HIGH-POWER CW ION LASERS

Annotation

This paper presents the results of the work about implementation the new principles for stationary arc discharges in order that to reach the output power saturation with a discharge current in cw ion lasers, about the study of plasma in these conditions, and about development of the most powerful ion lasers on this basis .

Keywords: ion laser, plasma with high ionization degree, arc discharge.