

# Одночастотная генерация широкоапертурного криптонового лазера

С.А.Бабин, С.В.Хорев

*Исследованы и оптимизированы параметры сильноточного криптонового разряда в трубках увеличенного диаметра (5–7 мм). Получена генерация на линиях одно- и двухзарядного иона криптона с повышенной мощностью: 14 Вт (647–676 нм) и 6 Вт (407–415 нм). Осуществлена селекция одной поперечной и одной продольной моды с эффективностью 85 % и 70 % с помощью выпукло-вогнутого резонатора и эталона Фабри–Перо соответственно. В одночастотном режиме исследована форма провала Лэмба на линии 676 нм. Показано, что в соответствии с теорией при полученной концентрации электронов  $N_e \sim 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  провал уширяется в 2.6 раза за счет кулоновских ион-ионных столкновений.*

**Ключевые слова:** широкоапертурный лазер, криптоновый ионный лазер, селекция мод, одночастотная генерация, провал Лэмба, кулоновское уширение.

## 1. Введение

Развитие методов научных исследований и лазерных технологий обуславливает возрастание требований к качеству лазерного излучения. Для сужения спектра и получения гауссова поперечного профиля излучения применяются различные методы селекции мод [1, 2]. Для мощных ионных лазеров характерно наличие большого числа поперечных мод, поскольку мощность на единицу длины разряда пропорциональна диаметру разрядного канала [3]. При этом селекция поперечных мод с помощью диафрагмы в обычном устойчивом резонаторе неэффективна, т. к. поперечный размер осевой (TEM<sub>00</sub>) моды  $w \sim 1$  мм (при длине резонатора  $L \sim 1$  м) гораздо меньше диаметра разрядного канала широкоапертурных ионных лазеров  $d \geq 5$  мм. Кроме того, из-за большого доплеровского уширения линии излучения (5–10 ГГц) в генерации обычно участвует много конкурирующих продольных мод [4].

Мощная генерация и селекция мод в широкоапертурных ионных лазерах были реализованы и исследованы на примере наиболее распространенного аргонового лазера. Для селекции основной поперечной моды применялись так называемые многозеркальные телескопические резонаторы, эффективность селекции которых в лазере с  $d = 7$  мм не превышала  $\sim 40\%$  [5], и двухзеркальный выпукло-вогнутый резонатор, позволивший увеличить эффективность до  $\sim 70\%$  [6]. Для селекции продольных мод применялся в основном внутрирезонаторный наклонный эталон Фабри–Перо. В телескопических резонаторах эффективность селекции эталона составила  $\sim 40\%$  [5], а мощность одночастотной генерации не превысила  $0.4 \times 0.4 \simeq 1/6$  от мощности многомодовой

генерации, что сравнимо с мощностью одночастотных капиллярных лазеров, несмотря на большие преимущества широкоапертурных лазеров в многомодовом режиме. Эта проблема также была решена с помощью выпукло-вогнутого резонатора, в котором эталон Фабри–Перо может селективировать без наклона и вносит меньшие потери. Таким образом суммарная эффективность одночастотной генерации была увеличена до  $0.7 \times 0.7 \simeq 1/2$  [7].

Одночастотные лазеры являются основным инструментом нелинейной внутридоплеровской спектроскопии. Примером простейшего нелинейного спектрального резонанса является провал Лэмба [8], наблюдаемый в зависимости мощности от частоты лазера. В аргоновом лазере отмечалось значительное уширение провала Лэмба, но лишь относительно недавно было выяснено, что оно обусловлено кулоновским ион-ионным рассеянием [9]. Отметим, что и более сложные нелинейные эффекты [10] исследовались только в аргоновом лазере. Данные для других благородных газов, в частности для криптона, практически отсутствуют.

Данная работа посвящена селекции мод и получению одночастотной генерации в широкоапертурном криптоновом лазере, изучению формы провала Лэмба и его уширения за счет ион-ионных столкновений. Решение этой задачи потребовало измерения параметров плазмы сильноточного криптонового разряда в трубках увеличенного диаметра ( $d = 5 - 7$  мм). В результате оптимизации параметров разряда и резонатора получена эффективная генерация на линиях одно- и двухзарядного иона криптона как в многомодовом, так и в одномодовом режиме.

## 2. Сильноточный разряд и многомодовая генерация в криптоне

При высоких токах в ионных лазерах определяющими являются эффекты перекачки газа [4]: газ, с одной стороны, вытесняется из зоны разрядного канала в «хо-

С.А.Бабин, С.В.Хорев. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: babin@iae.nsk.su

лодные» части, а с другой стороны, перемещается вдоль разрядного канала из-за электрофореза. Появление электрофорезной силы обусловлено тем, что электроны передают при соударении свой импульс нейтральным атомам, в то время как ионы – стенке трубки [11]. В результате на газ действует сила  $F$ , направленная от катода к аноду и приводящая к градиенту давления вдоль разряда. Обычное соединение анода и катода обводным каналом не устраняет градиент полностью, поскольку он необходим для циркуляции газа. Дополнительные возможности появляются в схеме с принудительной продольной прокачкой газа [12]. Очевидно, что направление прокачки должно совпадать с направлением электрофореза, а продольного выравнивания можно достичь балансом скоростей напуска и откачки [13, 14].

Параметром разряда с продольным потоком является «равновесная» концентрация атомов  $N_0 = (Q + I_i)/(BF)$ . При этом расход газа  $Q$  является внешним параметром, а поток ионов  $I_i$ , сопротивление канала  $B^{-1}$  и электрофорезная сила  $F$  при заданном расходе  $Q$  растут с током разряда  $I$ . Интерес представляет результирующее изменение  $N_0(I)$ . Для аргона измерения давления через малое отверстие в разрядном канале  $p(I) \sim N_0(I)$  показали [14], что «равновесная» концентрация практически не зависит от тока и примерно пропорциональна величине расхода  $Q$ . Результаты аналогичных измерений в трубке с  $d = 7$  мм для криптона в тех же условиях (соответствующих оптимуму лазерной генерации) представлены на рис.1,а. Давление в разряде  $p$  также слабо меняется в большом диапазоне токов, однако при предельных значениях  $I \gtrsim 150$  А (близких к появлению неустойчивостей) происходит заметное падение давления. Соответственно электронная концентрация  $N_e$ , измеренная методом нелинейной дисперсионной интерферометрии [15] растет линейно с током практически во всем диапазоне, а при больших токах наблюдается обусловленное падением давления насыщение. Таким образом, разряд с продоль-

ным потоком в криптоне аналогичен разряду в аргоне, отличия в поведении наблюдаются только при больших токах. Это связано, в первую очередь, с большей степенью ионизации, достигаемой в криптоне, вследствие меньшего потенциала ионизации. При более низкой оптимальной концентрации нейтральных атомов в условиях лазерной генерации  $N_a \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup> в криптоне концентрация электронов  $N_e$  примерно в 2 раза выше, чем в аргоне с такой же трубкой [14]. Оцениваемая степень ионизации в криптоне достигает  $N_e/N_a = 0.3-0.4$ . Это должно приводить к значительному уширению провала Лэмба, которое рассматривается ниже.

Вследствие большей степени ионизации также следует ожидать более раннего насыщения мощности генерации на линиях однозарядных ионов КгII (по сравнению с линиями АгII) в зависимости от тока разряда, что и было подтверждено в эксперименте (рис.1,б). Известно, что основной причиной насыщения в аргоне является двукратная ионизация [4]; в криптоне она проявляется при меньших токах. С одной стороны, это ограничивает мощность на линиях КгII, наиболее мощными из которых являются линии с длиной волны 647 и 676 нм. С другой стороны, мощность генерации на фиолетовых линиях КгIII (407, 413 и 415 нм) сопоставима с мощностью на красных линиях уже при относительно небольших токах  $I \sim 140$  А. Таким образом, генерация на коротковолновых линиях двукратных ионов криптона имеет меньший порог и большую относительную мощность, чем в аргоновом лазере.

### 3. Селекция основной поперечной моды

Эффективное подавление высших поперечных мод обычно достигается их дискриминацией по потерям при уменьшении числа зон Френеля резонатора ( $N = d^2/4\lambda L$ , где  $L$  – длина резонатора;  $d$  – размер апертуры;  $\lambda$  – длина волны). Однако в стандартных конфигурациях резонатора для этого необходимо уменьшать величину  $d$  либо увеличивать  $L$ , что обычно неприемлемо. Более сложные резонаторы, например телескопические (ТР), имеют большее количество оптических поверхностей и вносят значительные потери для основной моды. Как и в аргоновом лазере, для селекции ТЕМ<sub>00</sub>-моды в широкоапертурном криптоновом лазере мы применили двухзеркальный выпукло-вогнутый резонатор (ВВР) в устойчивом режиме [6]. Поскольку в аргоновом лазере преимущества ВВР были более существенны для слабых линий, такой выбор имеет принципиальное значение для криптонового лазера, имеющего небольшой коэффициент усиления ( $g = 0.05 - 0.15$  м<sup>-1</sup>) практически для всех линий генерации.

Качественная картина увеличения модового объема в выпукло-вогнутом резонаторе состоит в том, что зеркала формируют далекую от перетяжки расширяющуюся часть гауссова пучка (рис.2); при  $L > |R_2| - |R_1|$  резонатор устойчив ( $R_1$  и  $R_2$  – радиусы выпуклого и вогнутого зеркал). По аналогии с ТР введем эффективную длину выпукло-вогнутого резонатора как  $L_{\text{eff}} \sim R_2 \simeq -R_1$ , тогда действующее число Френеля определяется как  $N_{\text{eff}} = d^2/4\lambda L_{\text{eff}}$ . Эффективная селекция с хорошим заполнением среды возможна при  $L_{\text{eff}} \gg L$ , когда справедливо условие  $w \simeq (\lambda L_{\text{eff}})^{1/2} \sim (\lambda R_2)^{1/2} \sim d$ , где  $w$  – диаметр каустики на зеркалах резонатора;  $d$  – диаметр активной среды (рис.2,а). В аргоновых лазерах с диаметром раз-

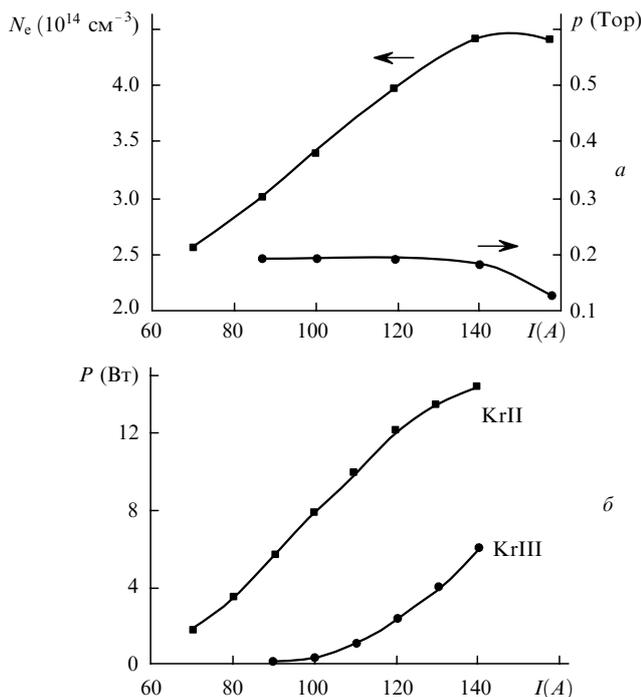


Рис.1. Концентрация электронов  $N_e$ , давление  $p$  (а) и мощность генерации  $P$  на линиях КгII и КгIII (б) в зависимости от тока  $I$ .

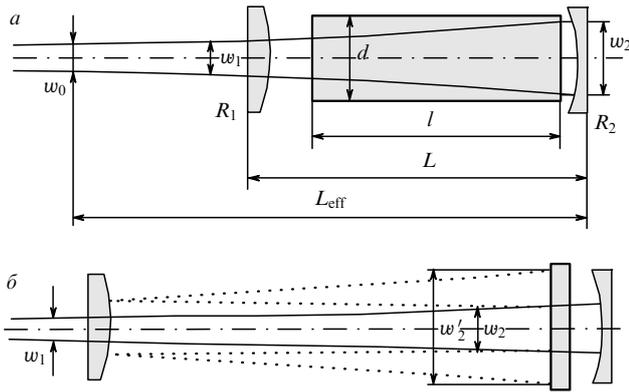


Рис.2. Основные параметры выпукло-вогнутого резонатора без эталона (а) и с эталоном (б).

рядного канала  $d = 5 - 7$  мм при  $R_2 \approx -R_1 \sim 10$  м была получена необходимая дискриминация высших мод при относительно малых ( $\approx 0.5\%$ ) дифракционных потерях основной моды [6].

На сильной линии КгII 647 нм в ВВР с параметрами  $R_1 \approx -14$  м,  $R_2 \approx 10$  м,  $L = 1.1$  м в разрядной трубке диаметром  $d = 5$  мм и длиной  $l = 55$  см с брьюстеровским окном при токе  $I = 100$  А была получена генерация мощностью  $P_0 \approx 3$  Вт в режиме  $TEM_{00}$ -моды. Это значение практически не отличалось от многомодовой мощности в полусимметричном (плоско-вогнутом) резонаторе ( $P = 3.5$  Вт). Эффективность селекции составила  $P_0/P \approx 0.85$ , что выше, чем у аргонового лазера с аналогичными параметрами, и примерно соответствует геометрическому заполнению трубки. В трубке большего объема (как на рис.1,б) можно ожидать одномодовой генерации с мощностью  $\sim 10$  Вт на красных линиях (7 Вт на линии 647 нм). Близкие значения эффективности селекции были получены и на других линиях КгII. Более слабые фиолетовые линии КгIII из-за меньшего коэффициента усиления и меньшего эффективного размера активной среды (поперечный профиль двукратных ионов

существенно уже), позволяли достаточно эффективно селективировать осевую моду и в полусимметричном плоско-вогнутом резонаторе с диафрагмой. Применение ВВР в этом случае было нецелесообразным. Отметим, что значения эффективности селекции для трубок с брьюстеровским окном и вакуумными зеркалами в криптоновом лазере были близки, в отличие от более мощного аргонового лазера.

#### 4. Одночастотная генерация непрерывного криптонового лазера

Опишем экспериментальную установку для исследования одночастотной генерации на криптоне. На рис.3 показаны криптоновый лазер с секционированной разрядной трубкой 2 и холодным катодом [3], дополняющийся эталоном Фабри – Перо 4 в термостате с термостабилизатором 9. Мощность излучения фиксировалась измерителем мощности 1. Контроль продольных мод осуществлялся сканирующим интерферометром 5 и осциллографом. Для контроля поперечных мод записывался поперечный профиль пучка с помощью подвижной диафрагмы с детектором 6, а также регистрировался профиль межмодовых биений [6] фотодиодом с линзой 7 и анализатором спектра 8.

Принцип работы эталона основан на селективном пропускании одной продольной моды резонатора  $TEM_{00q}$  и выводе из резонатора остальных (отраженных) мод при наклоне эталона [16]. Существенным недостатком наклонного эталона являются относительно высокие потери на проход, связанные со смещением интерферирующих пучков при многократном отражении от граней. Потери на проход минимальны вблизи нормального к оси положения (в так называемом «нулевом порядке»), но при этом селекции мод не происходит, т. к. паразитное излучение возвращается в резонатор. Тем не менее, селекция без наклона эталона возможна, если одно из зеркал резонатора будет выпуклым [7]: тогда отраженное от эталона излучение попадает в неустойчи-

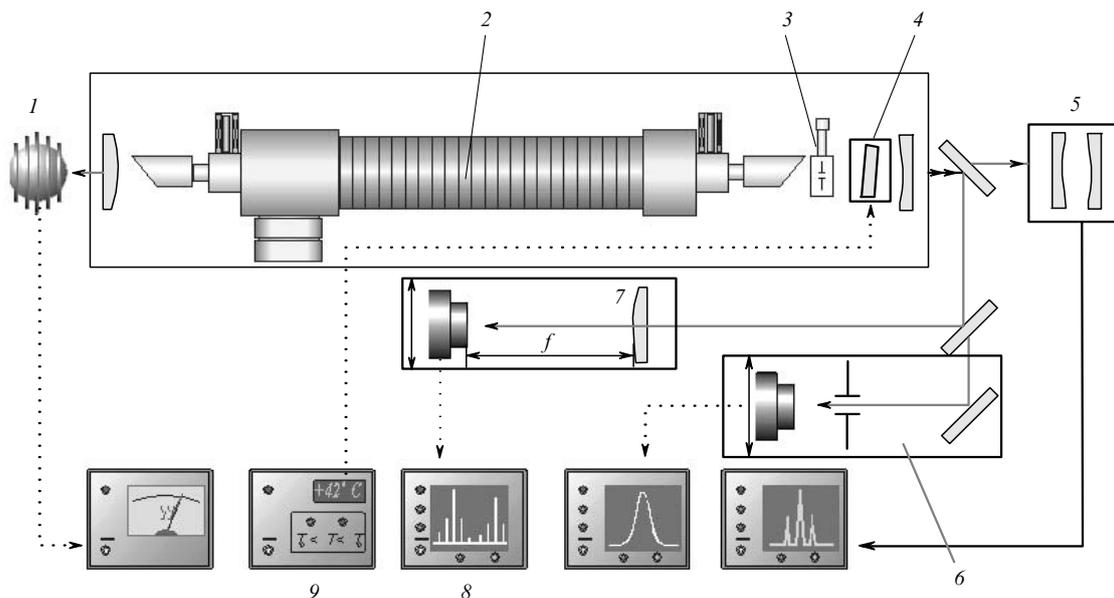


Рис.3. Схема экспериментальной установки для исследования одночастотной генерации: 1 – измеритель мощности; 2 – разрядная трубка; 3 – диафрагма; 4 – эталон Фабри – Перо; 5 – сканирующий интерферометр; 6 – детектор; 7 – линза; 8 – анализатор спектра; 9 – термостабилизатор.

вый резонатор выпуклое зеркало – эталон, необходимые потери обеспечиваются расширением пучка при обходе резонатора  $w'_2 > w_2$  (рис.2,б). Отметим, что похожая возможность селекции существует и в конфигурации плоское зеркало – выпуклый эталон [17], однако эталон с концентрическими поверхностями технологически сложен, а его параметры в этом случае будут жестко привязаны к конкретной конфигурации резонатора.

Потери на проход эталона в предложенной схеме селекции вызваны тем, что волновой фронт пучка, падающего на эталон, сферический и его радиус кривизны близок к радиусу кривизны вогнутого зеркала  $R_2$ . Здесь также возникает неполное перекрытие интерферирующих пучков, как и при наклоне эталона. Оценка потерь на проход из-за этого эффекта дает  $l_0 = 4rd_c/nR_2 \sim 0.07\%$ , что в  $R_2/L \sim 10$  раз меньше потерь в наклонном эталоне [16]:  $l_1 \simeq 4rd_c\Theta nw > 4rd_cnL \simeq 0.7\%$  ( $d_c$  – толщина эталона;  $r$  – коэффициент отражения на поверхность;  $\Theta$  – угол наклона;  $n$  – коэффициент преломления материала эталона). В численных оценках использованы типичные значения  $L = 1$  м,  $d_c = 1$  см,  $n = 1.46$ ,  $r = 0.2$  и  $R_2 = 10$  м. Необходимый для селекции угол наклона эталона взят равным угловому размеру пучка  $\Theta \sim w/L$ . Для неоднородного насыщения линии влияние потерь в эталоне на мощность генерации можно выделить в виде множителя  $(1 + 2l_1/t)^2$ . При пропуски зеркала  $t = 2 - 3\%$ , соответствующем оптимальному выходной мощности криптонового лазера в многомодовом режиме (без эталона), различие мощности одночастотной генерации с эталонами без наклона и с наклоном может достигать  $\sim 2$  раз.

На сильной линии КгII 647 нм в разрядной трубке диаметром  $d = 5$  мм при токе  $I = 100$  А была получена одночастотная генерация мощностью  $P_{00} \simeq 2$  Вт при исходной (одномодовой) мощности  $P_0 \simeq 3$  Вт. Таким образом, эффективность селекции эталона составила  $P_{00}/P_0 \simeq 0.7$ . В отличие от аргонового лазера, в криптоновом лазере для селекции оказалось достаточно ненапыленного эталона, вносящего меньшие потери, что принципиально важно для слабых линий. Близкая эффективность селекции была получена и на других линиях КгII и КгIII. Перестройка частоты излучения эталоном без наклона возможна только с помощью изменения его температуры. Таким способом были записаны кривые зависимости мощности  $P_{00}$  от частоты и исследован провал Лэмба.

### 5. Кулоновское уширение провала Лэмба в одночастотном криптоновом лазере

Измерения проводились на линии 676.4 нм (переход  $5p^4P_{1/2}^o5s^2P_{1/2}$ ) однократного иона криптона (КгII). В измерениях была использована разрядная трубка с  $d = 5$  мм,  $l = 55$  см. Резонатор состоял из плотного зеркала с радиусом кривизны  $R_2 = 10$  м (вакуумное крепление) и плоского зеркала с пропусканием  $t = 2\%$ . Плоское зеркало было использовано, чтобы уменьшить поперечный размер моды, что позволило не учитывать поперечную неоднородность разряда. Измерения проводились при токе  $I = 100$  А, при этом внутррезонаторная интенсивность излучения на линии 676.4 нм была около  $10$  Вт/см<sup>2</sup>. Перестройка частоты производилась путем нагрева эталона. Пример измеренной зависимости изображен на рис.4. Ошибки измерения вызваны, в основном, перескоками мод при сканировании. Видимая асим-

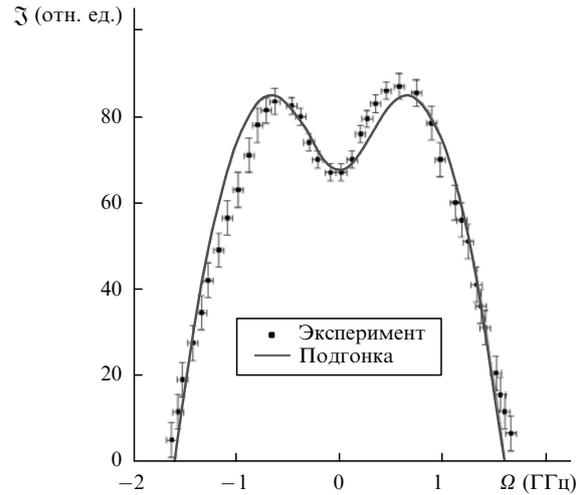


Рис.4. Выходная интенсивность  $\mathfrak{Z}$  как функция отстройки частоты от центра линии  $\Omega$ .

метрия контура связана с нелинейными апертурными (линзовыми) эффектами [18].

Сравнение экспериментальной зависимости с теорией будем проводить в приближении лоренцевской формы столкновительного контура провала Лэмба [9]. Кулоновское ион-ионное рассеяние приводит к изменению скорости активного иона и носит характер диффузии в пространстве скоростей. Диффузионное изменение скорости  $\Delta v_d$  приводит к уширению провала Беннета в распределении населенности по скоростям на величину  $\Gamma_d = k\Delta v_d$  ( $k$  – волновое число). Введем безразмерный параметр уширения  $\gamma = (\Gamma_{mn} + \Gamma_d)/\Gamma_{mn}$ , тогда ширина провала Лэмба будет равна [9]  $\mathfrak{G} \equiv \Gamma_{mn}(\gamma + 1)/2$ , где  $\Gamma_{mn}$  – естественная ширина перехода;  $m, n$  – номера уровней. При небольшом насыщении контур провала Лэмба описывается формулой

$$\kappa(\Omega) = A \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Omega^2 - \Omega_t^2}{(k v_T)^2}\right) \right] \left[ 1 + \frac{\mathfrak{G}^2}{\mathfrak{G}^2 + \Omega^2} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\kappa = \mathfrak{Z}/\mathfrak{Z}_0$  – безразмерный параметр насыщения;  $\mathfrak{Z}$  и  $\mathfrak{Z}_0$  – интенсивности генерации и насыщения соответственно;  $\Omega$  – отстройка от центра контура;  $\Omega_t$  – частота срыва генерации;  $k v_T$  – доплеровская ширина. Заметим, что это приближение работает при  $\kappa \ll \gamma$  (в нашем случае  $\kappa \simeq 0.8$ ). Радиационные времена жизни уровней линии 676.4 нм составляют  $1/\Gamma_n \simeq 7 \times 10^{-9}$  с и  $1/\Gamma_m \simeq 4.4 \times 10^{-10}$  с [4]. Значение  $k v_T$  было равно 2.3 ГГц. По полученным данным была проведена подгонка выражения (1) методом взвешенных наименьших квадратов со свободными параметрами  $\mathfrak{G}$  и  $A$ , при этом частота срыва  $\Omega_t = 1.6$  ГГц была определена из эксперимента. Найденная в результате подгонки ширина провала  $\mathfrak{G}$  (полуширина на полувысоте) составила  $0.5 \pm 0.03$  ГГц. Выражая параметр уширения  $\gamma$  через полученное значение ширины провала, имеем

$$\gamma = 2 \frac{\mathfrak{G}}{\Gamma_{mn}} - 1 = 4.2(\pm 25\%). \quad (2)$$

Напомним, что величина  $\gamma$  характеризует уширение провала Беннета в пространстве скоростей, а провал Лэмба уширяется в  $(\gamma + 1)/2 = 2.6$  раза. Оценим теоретическое

значение  $\gamma$  [9], предположив, что плазма однокомпонентная:

$$\gamma = 1 + \frac{k\nu_{\Gamma}}{\Gamma_{mi}} \left( \frac{v_{ii}}{4\Gamma_m} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$v_{ii} = \frac{16\sqrt{\pi}AN_i e^4}{3M^2 v_{\Gamma}^3};$$

$v_{ii}$  – частота ион-ионных столкновений,  $A \simeq \lg(T_i^{3/2} \times N_e^{-1/2} e^{-3})$  – кулоновский логарифм,  $T_i$  – температура ионов;  $N_i$  – концентрация ионов;  $M$  – масса атомов. Подставляя в формулу (3) значения, соответствующие условиям эксперимента, находим  $\gamma \simeq 3.5$ , что согласуется с экспериментом в пределах погрешности измерений.

## 6. Заключение

Методы селекции излучения в широкоапертурных лазерах, ранее продемонстрированные на примере аргонового лазера [6, 7], в данной работе были успешно использованы для получения одночастотной генерации в криптоновом лазере, включая селекцию поперечных мод при помощи выпукло-вогнутого резонатора и селекцию продольных мод при помощи эталона Фабри – Перо без наклона его относительно оси резонатора, с эффективностью, близкой к теоретически возможной.

Создан одночастотный лазер, примененный для регистрации провала Лэмба на ионах криптона. Измерена ширина и параметр уширения провала. Показано, что кулоновские столкновения уширяют провал Лэмба в 2.6 раза, что согласуется с теорией. Вместе с измерениями на линиях аргона [9], где ранее были проверены зависимости ширины провала Лэмба от концентрации и заряда ионов, в данной работе проверена зависимость от массы иона.

Важным технологическим применением одночастотных ионных лазеров является голография. Красные линии (647 и 676 нм) криптонового лазера дополняют сине-зеленые линии аргонового лазера и являются основой цветной голографии. В частности, достигнутые в работе результаты по одночастотной генерации были использованы в системе записи на полимерной пленке, созданной в НИОХ СО РАН [19] с широкоапертурными аргоновым и криптоновым лазерами «Инверсия». Полученная возможность использования мощной фиолетовой линии криптона (413 нм) имеет принципиальное значение для развития технологий записи на фоторезисте с макси-

мальной чувствительностью в этой области спектра. При переходе с аргоновой линии (457 нм) на фиолетовую (413 нм) линию криптона длительность процесса записи сокращается на порядок. Интересным представляется получение второй гармоники этой линии (207 нм), которая может иметь преимущества в технологии записи брэгговских решеток [20] по сравнению с традиционной второй гармоникой аргонового лазера (244 нм).

Таким образом, полученные в работе результаты по одночастотной генерации криптонового лазера уже нашли применение как в научных исследованиях (нелинейной спектроскопии плазмы), так и в лазерных технологиях (полимерной и радужной голографии), и могут служить основой для новых исследований и применений.

Авторы выражают благодарность С.И.Каблукову, А.Е.Куклину и М.А.Кондратенко за помощь в проведении экспериментов.

Работа поддержана грантом НШ-439.2003.2 по Программе государственной поддержки ведущих научных школ и грантом СО РАН.

1. Smith P.W. *Proc. IEEE*, **60**, 422 (1972).
2. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
3. Донин В.И. *Мощные ионные газовые лазеры* (Новосибирск: Наука, 1991).
4. Davis C.C., King J.A. In: *Advances in Quantum Electronics* (New York: Acad. Press, 1975, Vol. 3, p. 169).
5. Аполонский А.А., Донин В.И., Тимофеев Т.Т. *Квантовая электроника*, **13** (5), 1004 (1986).
6. Бабин С.А., Гершинский Г.А., Еременко Т.Ю., Тимофеев Т.Т., Хорев С.В. *Квантовая электроника*, **21** (2), 121 (1994).
7. Бабин С.А., Хорев С.В. *Квантовая электроника*, **27** (1), 42 (1999).
8. Lamb W.E. Jr. *Phys. Rev. A*, **134**, 1429 (1964).
9. Babin S.A., Shapiro D.A. *Phys. Rep.*, **241**, 119 (1994).
10. Лебедева В.В., Одинцов А.И., Главатских Н.А., Гринь Л.Е., Шульга А.Г. *ЖПС*, **41**, 385 (1984).
11. Chester A.N. *Phys. Rev.*, **169**, 169 (1968).
12. See V.A., Garwoli W., Hughes J.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3**, 169 (1967).
13. Бабин А.С., Куклин А.Е., Яценко А.С. *A. C. SU No. 1672901*, 1991 (приоритет от 24.02.89).
14. Babin S.A., Kuklin A.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1397**, 589 (1991).
15. Алферов Г.Н., Бабин С.А., Драчев В.П. *Оптика и спектроскопия*, **63**, 594 (1987).
16. Hercher M. *Appl. Opt.*, **8**, 1103 (1969).
17. Hariharan P. *Opt. Lett.*, **7**, 274 (1982).
18. Троицкий Ю.В. *Оптика и спектроскопия*, **31**, 158 (1971).
19. Sazonov Yu.A., Shelkovnikov V.V., Pen E.F., Gerasimova T.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4149**, 100 (2000).
20. Kachiyap R. *Fiber Bragg Gratings* (San Diego, London, Boston, New York, Sidney, Tokio, Toronto: Acad. Press, 1999).