

УДК 621.373 : 535

## КОЛЕБАНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИОННЫХ ЛАЗЕРОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ВСЛЕДСТВИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ КОНКУРЕНЦИИ МОД

*Буткевич В. И., Привалов В. Е., Скворцова Г. В.*

Исследованы флуктуации излучения ионных лазеров с изотропным резонатором в продольном магнитном поле, обусловленные динамической конкуренцией мод. Показано, что магнитооптические эффекты могут быть существенным дополнительным источником шумов при наличии анизотропных элементов на пути луча лазера. Обнаружено отличие в спектрах шумов линии генерации 0.4880 мкм по отношению к другим линиям аргонового и криптонового лазеров, объясняемое взаимодействием линий 0.5145 и 0.4880 мкм. Результаты проведенных теоретических оценок показывают необходимость значительного усложнения существующей теории лазера в магнитном поле для описания генерации ионных лазеров.

Предельные характеристики лазерных измерительных систем определяются флуктуациями частоты и мощности излучения используемых лазеров. Причины этих флуктуаций различны и их принято разделять на технические (более медленные) и естественные флуктуации. Причинами технических флуктуаций газовых лазеров могут быть недостаточная фильтрация напряжения питания, приводящая к пульсациям тока разряда и соответствующей модуляции выходной мощности, нестабильности газового разряда [1], механические, акустические и тепловые возмущения резонатора, индуцированные оптическим излучением внутри резонатора термооптические изменения параметров и качества оптических элементов (образование термических линз, интерференционные эффекты в подложках зеркал, «выгорание зеркал» и т. п.), деградация активных элементов. Наиболее серьезным источником естественных флуктуаций является конкуренция мод резонатора в случае работы лазера в многомодовом режиме.

Особенности флуктуаций ионных лазеров, их спектрального распределения обусловлены процессами возбуждения рабочих уровней и их временами жизни. Следствием ступенчатого процесса возбуждения рабочих уровней является высокий коэффициент передачи ( $4 \div 12$  [2]) флуктуаций тока разряда в мощность излучения. Это с учетом больших величин тока разряда ( $10 \div 30$  А и более) приводит к тому, что основным источником флуктуаций излучения ионных лазеров являются пульсации разрядного тока на гармониках промышленной частоты, причем преобладающими являются колебания на частоте 300 Гц. Для рабочих переходов ионных лазеров времена жизни верхних уровней составляют 7.5—9.8 нс ( $\text{Ar}^+$ ), 7.5—10.4 ( $\text{Kr}^+$ ), а нижних уровней 0.36 нс ( $\text{Ar}^+$ ) и 0.44—0.52 нс ( $\text{Kr}^+$ ), что соответствует естественной ширине линии излучения  $\sim 350$ —500 МГц [3]. Дополнительными механизмами, увеличивающими однородную ширину линии, являются штарковское уширение  $\sim 200$  МГц, вызванное высокой плотностью электронов, столкновения электронов с возбужденными ионами, приводящие к уменьшению времен жизни уровней ионов и соответствующему этому уширению  $\sim 60$ —100 МГц. Поскольку, как правило, длина резонатора ионных лазеров составляет 100 см, то генерирующая мода выжигает в контуре усиления провал, в который попадает несколько собственных частот резонатора; поэтому частотный спектр генерации ионных лазеров характеризуется рядом особенностей.

При малом превышении мощности накачки над порогом спектр генерации состоит из двух стабильно генерирующих мод [4-8]. Частотный интервал между этими модами составляет 320—1300 МГц и зависит от уровня возбуждения (приблизительно линейно увеличивается с ростом напряженности электрического поля [5, 7], увеличивается также при уменьшении потерь в резонаторе [8]), напряженности продольного магнитного поля [6, 7], причем частотный интервал изменяется скачкообразно, и обнаружен гистерезисный эффект в «перескоке» генерирующих мод на соседний частотный интервал при увеличении и уменьшении возбуждения [7].

Эти результаты получены для существенно анизотропных резонаторов — использоваться разрядные трубки с окнами Брюстера. Нам известна лишь одна работа [9], в которой исследовался частотный спектр генерации  $Ag^+$ -лазера с изотропным резонатором в продольном магнитном поле и проводилось сравнение с результатами, полученными для анизотропного резонатора. В лазере с внутренними зеркалами также наблюдалась стабильная двухмодовая генерация, однако уровень выходной мощности, до которой сохранялся данный режим генерации, был существенно ниже, чем в случае лазера с окном Брюстера. Был сделан вывод, что к повышенной стабильности спектра излучения  $Ag^+$ -лазера, приводит в основном не просто наложение магнитного поля, а наличие в резонаторе лазера окна под углом Брюстера, усиливающего конкуренцию продольных типов колебаний.

При увеличении накачки выше некоторого критического уровня генерация переходит в хаотическую с сильными флуктуациями амплитуд и фаз генерируемых мод. В результате динамической конкуренции мод резонатора суммарная мощность излучения лазера оказывается промодулированной в широкой полосе низких частот. Ширина полосы определяется многими условиями: усилением, длиной резонатора, взаимной настройкой мод. Этот вид шумов может быть эффективно подавлен за счет связи мод путем фазовой модуляции либо синхронизации мод [10]. В настоящей работе, например, шумы подавлялись более чем на 30 дБ при переходе к стабильной генерации с 2—4 продольными модами. Остаточный шум связан с техническими флуктуациями (случайные флуктуации элементов лазера, пульсации тока разряда и т. п.) и спонтанным излучением. Стабильная генерация на нескольких продольных модах наблюдалась на линии с длиной волны 0.4880 мкм при разъюстировке резонатора до уровня, близкого к порогу генерации (снизить ток разряда ниже 9 А в используемом нами лазере ЛГН-404А не удавалось из-за возникновения сильных периодических бросков тока разряда при меньших токах). При величине напряженности продольного магнитного поля  $H=1000$  Э и последовательном улучшении юстировки резонатора можно было наблюдать стабильную генерацию на одной-четырёх продольных модах, причем наиболее устойчивой была двухмодовая генерация. Область существования стабильной четырехмодовой генерации невелика, так что генерация легко переходила в нестабильную при небольших изменениях в токе разряда или в юстировке лазера. Анализ мод с помощью пластинки  $\lambda/4$  и поляризатора показал, что в 2—4-х модовом режиме генерируется по одной моде с ортогональными круговыми поляризациями в двухмодовом режиме либо две моды одной поляризации и одна мода другой поляризации в трехмодовом режиме, а в четырехмодовом режиме генерируются по две моды с  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациями. При  $H=0$ , как правило, стабильно генерировала лишь одна продольная мода. Кроме продольных мод генерировался ряд поперечных мод. Устойчивая генерация на линии 0.5145 мкм не наблюдалась, возникала сразу неустойчивая генерация. Причиной этому является взаимодействие линий генерации 0.4880 и 0.5145 мкм, имеющих общий нижний уровень  $4s^2P_{3/2}$ .

Для исследования спектров шумов была собрана установка, в которой излучение лазера ослаблялось набором нейтральных светофильтров и направлялось через коллиматор на входную щель монохроматора МДР-2. Интенсивность выделенной линии преобразовывалась в электрический сигнал лавинным фотодиодом ЛФД-2-А. Постоянная составляющая измерялась цифровым вольтметром В2-23. Переменная составляющая усиливалась усилителем УЗ-29 (У4-28) и подавалась на вход анализатора спектра С4-25. Полоса пропускания ана-

лизатора была установлена минимальной — менее 2 кГц. Наблюдаемые спектры записывались на двухкоординатном самописце Н306. Для наблюдения спектра мод использовался сканирующий интерферометр СКИФ [11]. Выделение линии генерации осуществлялось с помощью соответствующего интерференционного фильтра, а спектр генерации наблюдался на экране осциллографа С1-65.

В экспериментах использовались аргоновый и криптоновый ионные лазеры с внутренними зеркалами ЛГН-404А и ЛГН-404Б, работающие в многомодовом режиме генерации нескольких длин волн, причем ЛГН-404А генерировал на 6 линиях  $Ar^+$  от 0.4579 до 0.5145 мкм, а ЛГН-404Б — на двух линиях  $Kr^+$  — 0.6471 и 0.6764 мкм. Исследовались спектры шумов излучения, обусловленных динамической конкуренцией мод резонатора, на отдельных линиях генерации

$Ar^+$  и  $Kr^+$ -лазеров, причем основное внимание было уделено линиям аргонового лазера 0.4880 и 0.5145 мкм. Спектр шумов на линии 0.4880 мкм (рис. 1) представляет собой типичный для динамической конкуренции мод спектр, известный из других работ, например [10]. Ширина спектра шумов на полувысоте зависит от тока раз-

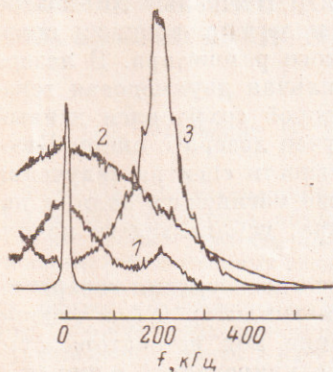


Рис. 1. Спектры шумов излучения  $Ar^+$ -лазеров.

$J_p=13$  А: линии 0.4880 мкм (1) и 0.5145 мкм без (2) и с поляризатором (3); амплитуда шумов линии 0.5145 мкм уменьшена на 4 дБ по сравнению с линией 0.4880 мкм.

ряда (рис. 2) вследствие влияния последнего на коэффициент усиления и ширину лорентцевой линии, выжигаемой генерируемой модой в контуре усиления. При этом с ростом тока разряда сначала происходит уменьшение ширины спектра шумов до тока разряда  $J_p=17-18$  А, а при дальнейшем увеличении  $J_p$  ширина спектра увеличивалась. Отключение магнитного поля или введение поляризатора перед фотоприемником не приводят к заметному изменению формы зависимости, представленной на рис. 1. Отключение магнитного поля вызывает сужение спектра шумов. Так, при  $J_p=13$  А ширина спектра составляет 145 кГц. Это объясняется, по-видимому, уменьшением коэффициента усиления. Введение же поляризатора перед фотоприемником при включенном магнитном поле приводило к увеличению относительного уровня шумов во всей полосе частот.

Спектр шумов излучения линии 0.5145 мкм, так же как и четырех других линий  $Ar^+$ -лазера, и линий генерации  $Kr^+$ -лазера, существенно отличается от спектра шумов линии 0.4880 мкм (рис. 1). Отличие состоит в немонотонном спаде амплитуды шумов с частотой при наличии продольного магнитного поля. В спектре наблюдается пик, частота максимума которого приблизительно линейно зависит от напряженности магнитного поля, а также зависит от тока разряда и юстировки резонатора (или добротности) (рис. 2 и 3). При этом сравнение

Частоты максимумов пиков в спектрах шумов ионных лазеров ( $H=1000$  Э)

| Длина волны,<br>мкм | Частота, кГц |     |     |     |     |     | Лазер    |
|---------------------|--------------|-----|-----|-----|-----|-----|----------|
|                     | 13А          | 15А | 16А | 17А | 19А | 21А |          |
| 0.5145              | 205          | 200 | 185 | 160 | 155 | 150 | } $Ar^+$ |
| 0.5017              |              | 150 |     |     |     |     |          |
| 0.4965              | 105          | 110 |     |     |     |     |          |
| 0.4765              | 195          | 180 |     | 130 |     |     |          |
| 0.4579              | 280          | 220 |     | 200 |     |     |          |
| 0.6471              |              |     |     | 175 |     |     | } $Kr^+$ |
| 0.6746              |              |     |     | 270 |     |     |          |

изменений зависимостей, представленных на рис. 2, показывает, что они происходят при одном и том же токе разряда  $J_p = 17$  А. При включенном магнитном поле введение поляризатора перед фотоприемником приводит к резкому возрастанию (почти на порядок) амплитуды пика и к ослаблению других шумов пропорционально уменьшению интенсивности излучения, прошедшего через поляризатор (рис. 1, кривая 3). Поведение спектров шумов других линий аналогично линии 0.5145 мкм. Отличаются лишь частоты максимумов пиков и их ширины (см. таблицу). При отключенном магнитном поле данного пика в спектре шумов ионных лазеров не наблюдалось.

Для выяснения причины, обуславливающей различие в форме спектров шумов линии 0.4880 мкм с другими линиями, записывались спектры шумов линии 0.4880 мкм при последовательном улучшении юстировки резонатора лазера, начиная от порога генерации названной линии. Было обнаружено,

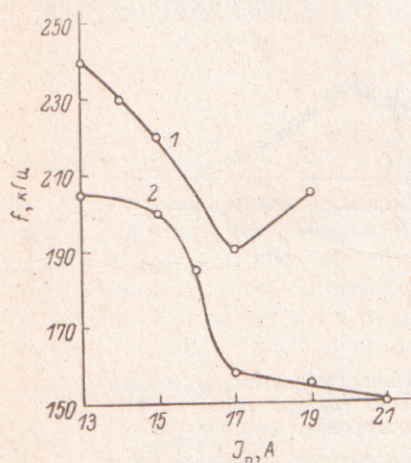


Рис. 2. Зависимость ширины спектра шумов линии 0.4880 мкм (1) и частоты пика в спектре шумов линии 0.5145 мкм (2) от тока разряда.

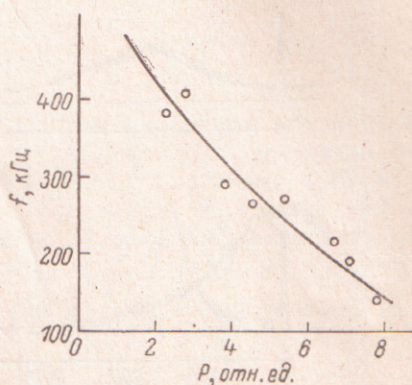


Рис. 3. Зависимость частоты пика в спектре шумов линии 0.5145 мкм от степени разъюстировки резонатора;  $J_p = 18$  А.

что когда резонатор разъюстирован настолько, что существует генерация лишь на линии 0.4880 мкм, в спектре шумов излучения присутствует тот же характерный пик (рис. 4, а). Однако с возникновением генерации на линии 0.5145 мкм частота пика резко уменьшалась и, когда интенсивность линии 0.5145 мкм достигала 25—40 % от интенсивности линии 0.4880 мкм, спектр шумов имел вид, приведенный на рис. 1 и 4, в, кривая 1. Таким образом, можно сделать вывод, что за счет наличия общего нижнего уровня генерация на линии 0.5145 мкм оказывает существенное влияние на частотный спектр и спектр шумов излучения линии 0.4880 мкм. Подтверждением этому может служить эмпирически установленный способ получения одночастотной генерации на линии 0.5145 мкм при работе на связанных переходах [12, 13]. Причиной этому может быть более низкая мощность насыщения перехода с длиной волны 0.4880. Параметр насыщения составляет в типичных условиях приблизительно 5 Вт/см<sup>2</sup> для линии 0.4880 и 50 Вт/см<sup>2</sup> для линии 0.5145 мкм [14].

Наличие пика в спектре шумов излучения ионных лазеров, с изотропным резонатором в продольном магнитном поле вызвано магнитооптическими эффектами. Расщепление контура усиления на две компоненты (или более при неравенстве  $g$ -факторов нижнего и верхнего уровней перехода) вызывает соответствующее расщепление генерирующей моды на две моды с  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациями. Сдвиг их относительно частоты нерасщепленной моды определяется суммарным действием эффектов затягивания и отталкивания по отношению к центру контура усиления соответствующей круговой поляризации. Суперпозицией этих двух волн с  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациями будет линейно поляризованная волна, плоскость поляризации которой вращается с частотой, равной

полуразности частот волн с круговыми  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациями. Внесение линейного поляризатора перед фотоприемником или наличие анизотропии в оптических элементах до фотоприемника приводит к модуляции выходного сигнала последнего с этой частотой. В случае генерации одной моды на анализаторе спектра в этом случае должен наблюдаться отклик типа  $\delta$ -функции на данной частоте. При многомодовой генерации будет наблюдаться пик с шириной, зависящей от ширины области перекрытия  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -контуров и коэффициента усиления. Более низкочастотные шумы вызваны конкуренцией мод одного типа поляризации ( $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ ) вне области перекрытия.

Была сделана попытка сравнить полученные результаты с оценками, проведенными в соответствии с существующей теорией газовых лазеров в магнитном поле [15-20], успешно используемой для описания магнитооптических эффектов в генерации He-Ne-лазеров. Данная теория является модификацией теории Лэмба газовых лазеров [21], в которой Фурье-компонента поляризации

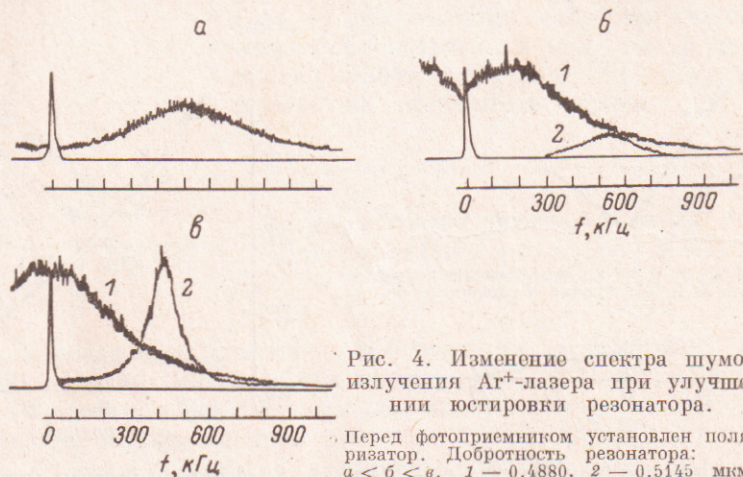


Рис. 4. Изменение спектра шумов излучения  $\text{Ar}^+$ -лазера при улучшении юстировки резонатора.

Перед фотоприемником установлен поляризатор. Добротность резонатора:  $a < б < в$ . 1 — 0.4880, 2 — 0.5145 мкм.

активной среды  $P_q$  находится решением системы уравнений для матрицы плотности вплоть до третьего порядка и состоит из двух слагаемых

$$P_q = P_q^{(1)} + P_q^{(3)}, \quad q = \pm 1, \quad (1)$$

для простейшего случая генерации на одной моде резонатора.  $P_q^{(1)}$ , получаемой в первом приближении, определяет характеристики активной среды на пороге генерации. В доплеровском пределе ( $\Gamma \ll Ku$ , где  $\Gamma$  — однородная ширина линии,  $Ku$  — доплеровский параметр контура усиления)  $P_q^{(1)}$  записывается в виде

$$P_q^{(1)} = i \frac{P^2 N}{3h} \frac{\pi^{1/2}}{Ku} W(x_q + iy) E_q, \quad (2)$$

где  $N$  — инверсная населенность,  $p = \langle j_2 | p | j_1 \rangle$  — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода  $P$  между уровнями с угловыми моментами  $j_2$  и  $j_1$ ,  $\hbar = h/2\pi$  — постоянная Планка,  $E_q$  — напряженность электрического поля генерируемой волны, а

$$W(x_q + iy) = W(z_q) = e^{-z_q^2} \left( 1 + \frac{2i}{\pi^{1/2}} \int_0^{z_q} e^{t^2} dt \right) = \\ = U(x_q, y) - iV(x_q, y), \quad x_q = \frac{\omega_q - \omega_0 - q\Delta_H}{Ku}, \quad y = \frac{\Gamma}{Ku}. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_q$  — частота генерируемой волны,  $\omega_0$  — центральная частота нерасщепленного контура усиления,  $\Delta_H = \mu_0 g H$  — расщепление контура усиления в магнитном поле,  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $g = g_2 = g_1 - g$  — факторы рабочих уровней перехода. В случае генерации моды в центре нерасщепленного контура  $x_q =$

$= -q\Delta H/K_u$ .  $P_q^{(3)}$  определяет нелинейный по полю волны вклад в поляризацию среды.

Соответственно дифференциальные уравнения для амплитуд волн, поляризованных по правому ( $q=+1$ ) и левому ( $q=-1$ ) кругу,

$$E_q = \frac{\omega}{q_1} E_q (\alpha_q - \Theta_q E_q^2 - \Theta_{qq'} E_{q'}^2), \quad (4)$$

где

$$\alpha_q = \frac{4\pi^{3/2} p N}{3\hbar K u} U(x_q, y) - \frac{1}{Q_q} \quad (5)$$

— разность ненасыщенных световым полем усиления и потерь лазера,  $Q_q$  — добротность резонатора для  $q$ -й волны,  $\Theta_q$  — параметр самонасыщения,  $\Theta_{qq'}$  — параметр кросснасыщения  $q, q' = \pm 1, q \neq q'$ . Уравнения для частот волн

$$\omega_q = \omega_p + \tau_q + v_q E_q^2 + v_{qq'} E_{q'}^2, \quad (6)$$

где

$$\tau_q = -\frac{2\pi^{3/2} p^2 N \omega}{3\hbar K u} V(x_q, y) \quad (7)$$

определяет изменение частоты генерации за счет изменения показателя преломления ненасыщенной световым полем среды (эффект затягивания) относительно собственной частоты пустого резонатора  $\omega_p$ . Слагаемые  $v_q E_q^2$  и  $v_{qq'} E_{q'}^2$  определяют изменение показателя преломления среды и частоты  $q$ -й волны при воздействии на среду генерируемых волн. В линейном приближении можно положить  $\alpha_q \approx 0, E_q^2 \approx 0$ . Тогда, раскладывая в ряд функцию  $V(x_q, y)$  в (7) с учетом малости  $x_q, y$  ( $V(x_q, y) \approx \frac{2\Delta H}{\pi^{1/2} K u}$ ) и используя (5), получаем для расщепления частот волн [19]

$$\Delta = \frac{2\omega_0 \mu_0 g}{\pi^{1/2} Q_q K u} H = \frac{2\mu_0 g}{\pi^{1/2} K u} \frac{cbq}{L} H, \quad (8)$$

что дает частоту вращения плоскости поляризации результирующей линейно поляризованной волны  $f = \frac{\Delta}{4\pi} \frac{L_a}{L} \approx 0.68H$  (кГц) для  $Ag^+$ -лазера с межмодовым интервалом резонатора  $c/2L=155$  МГц, величины потерь в резонаторе за один проход  $b_q = 2\pi \cdot 10^{-2}$  и отношения длины активной среды  $L_a$  к расстоянию между зеркалами резонатора  $L L_a/L=0.5$ . Для напряженности продольного магнитного поля 1000 Э частота модуляции выходного сигнала фотоприемника должна составить для линии 0.5145 мкм 680 кГц. Поскольку в нашем случае  $x_q$  и  $y$  не малы, используя (7) и (5), получаем

$$f = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega}{Q} \frac{V(x_q, y)}{U(x_q, y)} \frac{L_a}{L}, \quad (9)$$

что составляет для  $H=1000$  Э ( $x_q=0.778, y=0.3$ ) 650 кГц и несущественно отличается от приведенного значения.

Выражая расщепление частот генерации  $\Delta$  через инверсную населенность, получаем в линейном приближении

$$\Delta = \omega_p \xi \frac{1}{Q} \frac{N}{N_0}, \quad (10)$$

где  $N_0$  — пороговая инверсная населенность, а  $\xi = V(x_q, y)/U(x_q, y)$ , включает в себя зависимость от  $Ku$  и  $H$ . Из (10) и (8) следует, что при уменьшении  $Q$ , т. е. при разбюстировке резонатора частота пика должна увеличиваться. При увеличении тока разряда в ионных лазерах увеличение инверсной населенности должно приводить к увеличению расщепления, в то время как одновременное увеличение  $Ku$  вследствие увеличения температуры ионов вызывает обратное действие. Результатом является, как показывает эксперимент, умень-

шение 1 с ростом  $J_p$ . Расщепление частот генераций также увеличивается с ростом зеемановского расщепления контура усиления.

Учет нелинейных членов дает в данном простейшем случае для расщепления генерирующих частот [15, 17-19]

$$\Delta = 2 \left[ \tau_g + \frac{(v_g + v_{gg'}) a_g}{\theta_g + \theta_{gg'}} \right]. \quad (11)$$

Расчеты зависимостей  $\Delta(H)$  проводились подобным образом в [15, 17, 20] и показали немонотонную зависимость  $\Delta$  от  $H$  в области малых магнитных полей, вызванную тем, что второй отрицательный член в формуле (11) может даже превысить первый. Но при  $\Delta_H \gg \Gamma$  (что близко к условиям нашего эксперимента) второй член в формуле (11) стремится к нулю и  $\Delta \simeq 2\tau$ , т. е. справедливо линейное приближение. Таким образом, теоретические расчеты дают существенно завышенное значение частоты вращения плоскости поляризации излучения для случая многомодовой генерации  $Ag^+$ -лазера в продольном магнитном поле. К тому же в [9] также отмечалось резкое уменьшение данной частоты при переходе от одномодового режима генерации на линии 0.4880 мкм к многомодовому. Причиной этому может быть, на наш взгляд, существенное искажение дисперсионной кривой за счет других одновременно генерирующих мод в многомодовом режиме.

Следует отметить, что развитая в [15-20] теория газового лазера в магнитном поле основана на ряде упрощающих предположений: 1) зеемановское расщепление контура усиления значительно меньше доплеровской ширины контура ( $\Delta_H \ll Ku$ ); 2) справедливость применения приближения доплеровского предела ( $\Gamma \ll Ku$ ); 3) равенство  $g$ -факторов верхнего и нижнего уровней; 4) независимость коэффициента усиления и параметров линии от напряженности магнитного поля, т. е. пренебрежение магнитоплазменными эффектами; 5) независимость параметров линии (ширина контура усиления, однородная ширина линии) от мощности накачки; 6) невысокое превышение над порогом (применимость метода последовательных приближений Лэмба).

Что касается ионных аргоновых и криптоновых лазеров, то хорошо известна роль магнитоплазменных эффектов, приводящих к уменьшению диффузии электронов на стенки разрядной трубки в продольном магнитном поле и соответственно к увеличению коэффициента усиления (см., например, [3, 9, 22]). К тому же изменение тока разряда приводит к существенному изменению температуры ионов и соответственно доплеровской ширины линии. Условие равенства  $g$ -факторов верхнего и нижнего уровней перехода выполняется только для линии 0.5145 мкм  $Ag^+$ , несколько хуже для линий 0.6471  $Kr^+$  и 0.4880 мкм  $Ag^+$  и совсем не выполняется для других линий генерации [23]. К тому же условие доплеровского предела не совсем справедливо.

Адекватное описание влияния магнитного поля на выходное излучение ионных лазеров возможно только при значительном усложнении существующей теории. К тому же для анализа генерации ионных лазеров, по-видимому, следует использовать теорию сильного поля, примеры применения которой для описания некоторых аспектов генерации  $Ag^+$ -лазеров можно найти в [24, 25]. Что касается теоретического рассмотрения многомодовой генерации лазера в магнитном поле, то оно не проводилось даже для более простых  $He-Ne$ -лазеров.

Таким образом, на основе приведенных экспериментальных результатов и теоретических оценок можно сделать следующие выводы.

1. Колебания интенсивности, вызванные динамической конкуренцией мод, дают существенный вклад в шумы свободногенерирующих ионных лазеров.

2. Магнитное поле, существенно увеличивая выходную мощность ионных лазеров, в то же время изменяет спектр генерирующих частот, что в случае изотропного резонатора (например, лазер с внутренними зеркалами) может быть серьезным источником дополнительных шумов в излучении лазера в тех случаях, когда в оптической системе присутствуют анизотропные элементы. Так, например, в этом случае будут не эффективны стабилизаторы мощности излучения с использованием поляризаторов, такие как электрооптические и

электрохромные устройства. Для этих целей можно рекомендовать акусто-оптические устройства.

3. Генерация на связанных переходах оказывает существенное влияние на частотный спектр и спектр шумов излучения.

4. Результаты оценок, согласно существующей теории газовых лазеров в магнитном поле, значительно расходятся с результатами экспериментов. Для правильного описания генерации ионных лазеров в магнитном поле необходимо значительное уточнение существующей теории.

Авторы благодарят В. Г. Гуделева и В. М. Ясинского за предоставленный интерферометр и А. Э. Фотиади за полезные обсуждения результатов работы.

#### Литература

- [1] Привалов В. Е. — Квант. электрон., 1977, т. 4, № 10, с. 2085.
- [2] Синичкин Ю. П., Тучин В. В. — Квант. электрон., 1979, т. 6, № 7, с. 1539.
- [3] Davis C. C., King T. A. — In: Advances in quantum electronics. London—N. Y., 1975, p. 170.
- [4] Bridges T. J., Rigrod W. W. — IEEE J. Quant. Electron., 1965, v. QE-1, N 7, p. 303.
- [5] Bass M., De Mars G., Stutz H. — Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, N 1, p. 17.
- [6] Седелников В. А., Синичкин Ю. П., Тучин В. В. — Опт. и спектр., 1971, т. 31, в. 5, с. 761.
- [7] Berndt K., Klose E. — Opt. Commun., 1980, v. 35, N 3, p. 417.
- [8] Ramsey J. M. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, Pt. 1, N 3, p. 1381.
- [9] Фотиади А. Э. — Автореф. канд. дис. Л., 1971.
- [10] Targ R., Yarbrough J. M. — Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, N 1, p. 3.
- [11] Андреев С. П., Гуделев В. Г., Морозов И. А., Киреев А. С., Ясинский В. М. — ПТЭ, 1983, № 1, с. 226.
- [12] Forsyth J. M. — Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, N 12, p. 391.
- [13] Гримблатов В. М., Остапченко Е. П., Теселкин В. В. — Квант. электрон., 1971, № 4, с. 88.
- [14] Zoggy P. — IEEE J. Quant. Electron., 1967, v. QE-3, N 10, p. 390.
- [15] Дьяконов С. И. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, в. 4, с. 1169.
- [16] Дьяконов М. И., Перель В. И. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, в. 2, с. 448.
- [17] Розанов Н. Н., Тулуб А. В. — ДАН СССР, 1965, т. 165, № 6, с. 1280.
- [18] Дьяконов М. И., Перель В. И. — Опт. и спектр., 1966, т. 20, в. 3, с. 472.
- [19] Войтович А. П. Магнитооптика газовых лазеров. Минск, 1984.
- [20] Дьяконов М. И., Фридрихов С. А. — УФН, 1966, т. 90, в. 4, с. 565.
- [21] Lamb W. E. — Phys. Rev., 1964, v. 134, N 6A, p. 1429.
- [22] Китаева В. Ф., Одинцов А. И., Соболев Н. Н. — УФН, 1969, т. 99, в. 3, с. 361.
- [23] Moore Ch. E. Atomic Energy Levels. Washington. 1949, v. 1; 1952, v. 2.
- [24] Рубин П. Л. — Тр. ФИ АН СССР, 1977, т. 102, с. 102.
- [25] Смирнов Г. И., Шапиро Д. А. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, в. 2, с. 457.

Поступило в Редакцию 11 июня 1985 г.