# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.89

### ИОННЫЕ АРГОНОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕИСТВИЯ

### В. Ф. Китаева, А. И. Одинцов, Н. Н. Соболев

#### **І.** ВВЕДЕНИЕ

Первый газоразрядный оптический квантовый генератор (ОКГ) был реализован А. Джаваном, У. Беннеттом и Д. Херриоттом в 1961 г.<sup>1</sup>. Это был непрерывно действующий ОКГ на смеси гелия и неона. Вслед за публикацией <sup>1</sup> последовал целый поток поисковых работ, результатом которых явилось открытие большого числа газовых систем и переходов, обеспечивающих получение генерации в широкой области спектра, от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной. Итог этих исследований подведен в ряде обзоров <sup>2-5</sup>.

Современный этап исследований в области газовых ОКГ характеризуется резким сокращением числа поисковых работ и концентрацией усилий на изучении механизма работы, усовершенствовании и применениях нескольких, наиболее выдающихся и перспективных представителей из большого семейства газоразрядных ОКГ. Такими представителями являются: 1) гелий-неоновый лазер, работающий на атомных переходах 0,63; 1,15 и 3,39 мкж; 2) ионные лазеры на благородных газах с генерацией на целом ряде линий в желтой и сине-зеленой области спектра; 3) молекулярный лазер на СО<sub>2</sub>, генерирующий на вращательно-колебательных переходах в области 9,4—10,6 мкм.

Наиболее распространенным в физических лабораториях и в то же самое время наиболее изученным и отработанным с технологической точки зрения является Не — Ne-OKГ<sup>6,7</sup>. Однако выходная мощность излучения и КПД этого типа ОКГ невысоки.

Наибольшей выходной мощностью (~10 кет) непрерывного лазерного излучения и наибольшими значениями КПД (~0,1) обладает ОКГ на  $CO_2$ , но его излучение находится в инфракрасной области спектра. Результаты работ, посвященных этому типу ОКГ, выполненных до мая 1966 г., суммированы в обзорах <sup>8-11</sup>.

В видимой области спектра наибольшая мощность непрерывного излучения (~100 em) и наибольший КПД (~10<sup>-3</sup>) получены с помощью аргонового ионного ОКГ (Ar<sup>+</sup>-OКГ). Эти качества и особенно то, что излучение его находится в сине-зеленой области спектра, для которой имеются наиболее чувствительные приемники, указывают на широкие перспективы использования Ar<sup>+</sup>-OKГ для таких важных применений, как голография <sup>12</sup>, цветное телевидение <sup>13</sup>, подводное телевидение и локация, получение цветных <sup>14</sup> и объемных киноизображений, запись и чтение информации с магнитных пленок <sup>15</sup>, подстройка сопротивлений в микросхемах <sup>16</sup>, космические полеты <sup>17</sup>, физические исследования

1 уФН, т. 99, вып. 3

в области нелинейной оптики и рассеяния света <sup>18</sup>, исследования в биологии <sup>19</sup>, медицине и т. д.

Естественно, что этому типу ОКГ посвящено большое число работ, часть из которых рассмотрена в цитированных выше обзорах <sup>4, 5</sup> и в статьях У. Бриджеса и А. Честера об ионных лазерах <sup>20</sup>. Первый обзор, посвященный специально Ar<sup>+</sup>-OКГ, был написан в 1966 г. Р. Паананеном <sup>17а</sup>, второй — П. Армандом в 1967 г. <sup>176</sup>.

Настоящий обзор подводит итоги исследований и разработок Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия, выполненных за последние три года, включая работы, доложенные в мае 1968 г. на Международной конференции по квантовой электронике в Майами. В историческом очерке (гл. II) рассмотрены основные этапы развития исследований в период с 1964 по 1965 г. включительно, когда были заложены основные направления в области разработок и исследований Ar<sup>+</sup>-OKГ. В следующей гл. III описаны результаты разработок различных типов Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия, их особенности, влияние различных параметров на выходную мощность лазерного излучения.

Дальнейшие четыре главы посвящены выяснению физической картины возникновения инверсии в Ar<sup>+</sup>-OKГ. В гл. IV дискутируются гипотезы о механизме образования инверсной заселенности в Ar<sup>+</sup>-OKГ, впервые высказанные в работах Беннетта с сотрудниками <sup>21</sup> и Э. Гордона с сотрудниками <sup>22</sup>, и их модификации. Глава V содержит результаты исследования свойств плазмы Ar<sup>+</sup>-OKГ, а в гл. VI приведены теоретические значения вероятностей радиационных переходов и скоростей электронного возбуждения ионов аргона. В гл. VI приведен расчет скорости накачки и инверсной заселенности в Ar<sup>+</sup>-OKГ и сопоставление расчета с экспериментом.

По вопросам, касающимся спектрального состава генерации Ar<sup>+</sup>-OKГ, методов селекции типов колебаний и стабилизации частоты, имеется лишь ограниченное количество работ. Однако, учитывая важность указанных проблем, было решено включить в настоящий обзор главы, посвященные исследованиям частотного спектра продольных типов колебаний (гл. VIII) и одночастотным Ar<sup>+</sup>-OKГ (гл. IX), а также гл. Х, в которой рассмотрены вопросы, связанные с эффективностью использования активной среды и мощностью генерации в одночастотном и многочастотном режимах.

#### н. исторический очерк

Генерация когерентного излучения на линиях иона аргона, расположенных в сине-зеленой области спектра, была впервые получена в импульсном режиме в 1964 г. почти одновременно Бриджесом <sup>23</sup> и Г. Конвером и др. <sup>24</sup>. Открытие это было сделано случайно, при применение аргона в качестве буферного газа в ртутном разряде <sup>25</sup>, используемом для изучения генерации на ионных линиях ртути. Бриджес <sup>23</sup> наблюдал генерацию на десяти линиях Ar II, указанных на рис. 1, Копвер и др. — на восьми линиях. Как видно из рисунка, генерация происходит на переходах между уровиями 4s-и 4p-конфигураций Ar II. Р. Мак-Фарлан <sup>26</sup> получил геперацию на трех линиях Ar III, расположенных в ультрафиолетовой области спектра. Х. Хиард и Дж. Питерсон <sup>27</sup> исследовали смесь ртути и аргона и наблюдали генерацию линий Ar II не только при коротких импульсах (~ 5 мк/сек), но и при длинных (~100-—200 мк/сек). Было установлено, что выходная мощность на линии  $\lambda$  4765 Å следует во времени за током, линия  $\lambda$  4880 Å генерирует в послесвечении. Беннетт с сотрудниками <sup>21</sup> также изучал импульсах (см. также <sup>7</sup>).

Уже в этих первых работах сообщалось, что усиление для липий  $\lambda$  4880, 5145, 4765 Å составляет ~200% на метр длины разряда, а выходная мощность в импульсе для каждой из линий  $\lambda$  4880, 5145, 4765 Å порядка 10 ст. В настоящее время мощность излучения в импульсе достигает десятков киловатт. Генерация на линиях Ar II в непрерывном режиме впервые наблюдалась Э. Гордопом, Э. Лабудой и У. Бриджесом<sup>22</sup> при использовании газоразрядных трубок диаметром от 1,2 до 2,5 мм и токов до 15 а при давлении аргона порядка нескольких десятых торра. Была получена мощность до 80 мат. по эффект перекачки газа<sup>28</sup>, наблюдающийся при больших плотностях тока, преиятствовал получению стационарной генерации. Для устранения этого эффекта Гордон и Лабуда<sup>29</sup> предложили использовать обводной канал, расположенный параллельно газоразрядной трубке. В августе 1964 г. появилось сообщение <sup>30</sup> фирмы «Райтеон» о создании Ar<sup>+</sup>-OKГ

В августе 1964 г. появилось сообщение <sup>30</sup> фирмы «Райтеон» о создании Аг<sup>+</sup>-ОКП непрерывного излучения с мощностью более 1 *вт*, что было достигнуто за счет размещения вокруг разрядной трубки стержневых магнитов. В декабре 1964 г. эта фирма сообщила <sup>31</sup> о достижении выход-

ной мощносты генерации на линиях. Ar II ~7 *вт* при КПД ~ 0,053% и о создаваемом Ar<sup>+</sup>-ОКГ с выходной мощностью до 15 *вт.* 

Первой работой, в которой была достаточно подробно исследована зависимость выходной мощнокана зависимость выходной мощно-сти генерации Аг<sup>+</sup>-ОКГ от различ-ных параметров, явилась работа Гордона и сотрудников <sup>32</sup>. "Еыло установлено, что мощность генерации растет с увеличением тока и что дальнейшее увеличение иощности ограничивается разрушением капилляра за счет ионной бомбардировки и нагрева стенок энергией, выделяющейся в газовом разряде. Капилляр диаметром (Ø) 2,5 мм при толщине стенок ~1 мм, охлаждаемый проточной водой, начинает разрушаться при токах ~30 а. Исполь-зование для Ar+-ОКГ капилляров из керамики дало возможность работать при бо́льших плотностях тока, чем с капиллярами из кварца. Существенное продвижение

в повышения мощности Ar<sup>+</sup>-OKF было достигнуто за счет наложения внешнего продольного магнитного поля. Опыты показали, что соответствующим образом подобранное продольное магнитное поле не только повышает генерируемую мощность при заданном токе, но и, что самое главное, позволяет повысить предельную плотность тока, допу-

Δv, cm-1 0250 p2p0 312 4p2D0 3/25% 160000 1/2 3/ 4658 5/2 7/2 4579 4p4D0 4965 4765 4545 155000 5287 5017 4880 150 000 5145 145 000 12 Оснавнай уровень 3/2 45 2P 3p52p0 3/2

Рис. 1. Часть схемы уровней Ar II: основные линии генерации ионных аргоновых ОКГ непрерывного действия.

стимую для данного капиляра. Согласно работе <sup>32</sup>, для трубки  $\emptyset$  2,5 мм при токе разряда ~30 а максимальная удельная мощность возрастает с ~1  $em/cm^3$  без магнитного поля до ~2,8  $em/cm^3$  при оптимальном магнитном поле. В работе <sup>32</sup> было также отмечено, что в лазерах с продольным магнитным полем наличие окон, расположенных под углом Брюстера, приводит к снижению мощности из-за потерь, связаиных с круговой поляризацией комионент при зеемановском расщеплении в продольном магнитном поле. При применении магнитного поля делесообразно использовать просветленные выходные окна, расположенные перпендикулярно к оси разряда.

Недостаточная теплопроводность кварца, ограничивающая повышение потребляемой мощности, необходимое для увеличения мощности генерации, привсла к мысли заменить кварцевый капилляр набором металлических дисков с отверстиями, ограничивающими разряд, разделенных кварцевыми кольцами <sup>33</sup>, <sup>34</sup>. Стойкость к ионаой бомбардировке и теплопроводность такой секционированной трубки значительно выше. Повышение теплоотвода позволяет значительно повысить потребляемую мощность и, следовательно, мощность генерации. Первые опыты, проведенные с такими трубками при диаметре отверстия в моталлических дисках 1 и 2 мм, позволили получить без магнитного поля мощность 0,25 и 1 вт соответственно и удельную мощность ~1 вт/см<sup>3 34</sup>.

В октябре 1965 г. была опубликована работа У. Белла <sup>35</sup>, в которой он предложил использовать для питания Аг<sup>+</sup>-ОКГ высокочастотный импульсный разряд. Замкнутая разрядная трубка является в этом случае вторичной «обмоткой» радиочастотного трансформатора. В трубке длиной 60 см и диаметром 5 мм при однопроцентной скважности импульсов на линиях Ar II была получена <sup>36</sup> средняя мощность ~0,25 ст. Наблюдалась также генерация в ультрафиолетовой области (3300 – 3600 Å) на линиях Ne II, Ar III и Kr III. Продольное магнитное поле приводило к значительному повышению мощности в этом разряде (в 10 раз). Работа Белла явилась основой для дальнейших предложений по осуществлению Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия с радиочастотным питанием.

Первые гипотезы о механизмах, обеспечивающих инверсную заселенность в Ar<sup>+</sup>-OKГ, были высказаны Беннеттом с сотрудниками <sup>21</sup> и Гордоном с сотрудниками <sup>22</sup>. Согласно гипотезе Беннетта, накачка на верхние лазерные уровни Ar II, принадлежащие конфигурации 4*p*, происходит за счет двухэлектронного процесса Ar + $+ e \rightarrow (Ar^+) *+ 2e$ , т. е. за счет одновременного отрыва электрона от атома аргона и возбуждении иона аргона. По мнению Гордона, возбуждение верхних лазерных уровней Ar II происходит в два этапа:

$$Ar + e \longrightarrow Ar^+ + 2e, Ar^+ + e \longrightarrow (Ar^+)^* + e.$$

т. е. возбуждение уровней 4*p*-конфигурации происходит главным образом из основного состояния ионов.

Вслед за этими двумя гипотезами появился и ряд других: о заселении уровней Ar II 4*p*-конфигурации из метастабильных состояний атома или иона Ar II 4, а также о заселении верхних лазерных уровней с более высоко расположенных уровней. На вопрос о том, какая из этих гипотез соответствует действительности, можно, очевидно, ответить только на основании детальных данных о свойствах плазмы и о вероятностях радиационных и электронных процессов. Фундаментальную работу выполнили Г. Статц и др. <sup>37</sup>, рассчитавшие радиационные вероятности многих переходов Ar II, имеющих отношение к генерации. Они пришли к заключению, что основной причиной разрушения нижних лазерных уровней Ar II (конфигурация 4s) должны быть радиационные процессы. Однако на вопрос о том, какую роль играют электронные процессы в разрушении и создании заселенностей лазерных уровней, опять-таки нельзя было ответить без дополнительных экспериментальных и теоретических исследований. Таково вкратце было состояние вопроса об аргоновых ионных ОКГ к началу 1966 г.

### III. КОНСТРУКЦИЯ И ОСОБЕННОСТИ Аг<sup>+</sup>-ОКГ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате исследований, проведенных в 1964—1965 гг., наметились три основных типа конструкции непрерывно действующих Ar<sup>+</sup>-OKГ, питаемых постоянным током: 1) кварцевые; 2) керамические и 3) секционированные. Работа Белла<sup>35</sup>, упомянутая в конце гл. II, привела к разработке непрерывно действующего Ar<sup>+</sup>-OKГ с радиочастотным питанием. Эти типы Ar<sup>+</sup>-OKГ и будут рассмотрены ниже более детально. Будет рассмотрено также влияние параметров разряда и внешнего аксиального магнитного поля на выходную мощность Ar<sup>+</sup>-OKГ, а также роль перекачки газа.

Генерация на линиях ионов инертных газов наблюдается при высоких плотностях токов — порядка нескольких сот ампер на  $cm^2$  — в разряде низкого давления. Высокие плотности тока необходимы для поддержания достаточно высокой степени ионизации газа и высокой электронной температуры. Основные требования к конструкции трубки поэтому сводятся к следующему. Стенки трубки должны выдерживать высокие тепловые нагрузки (сотни  $em/cm^2$ ) и ионную бомбардировку. Электроды должны быть рассчитаны на разрядные токи до сотен ампер и иметь высокую стойкость к электронной и ионной бомбардировке. Для выравнивания давления в анодной и катодной колбах в процессе разряда необходим дополнительный обводной канал. Принципиальная схема конструкции Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия показана на рис. 2. Капилляр обычно охлаждается водой. Обводной канал выполняется либо в виде трубки, впаиваемой в анодную и катодную колбы параллельно капилляру и находящейся в рубашке водяного охлаждения или вне ее, либо в виде дополнительной оболочки, расположенной сверху рубашки водяного охлаждения. Анод охлаждается водой и обычно имеет вид металлического цилиндра с двойными стенками или цилиндрической спирали. В качестве катода широко используются оксидные катоды различных конструкций. В последнее время применяются импрегнированные катоды, представляющие собой пористую вольфрамовую губку, пропитанную алюминатом бария и кальция. Эти катоды обладают большой удельной эмиссией. При работе с токами в сотни ампер размеры этих катодов в десятки раз меньше размеров оксидных катодов. Они не теряют своей эмиссионной способности при многократных нарушениях вакуума в трубке.



Рис. 2. Схема Ar<sup>+</sup>-ОКГ непрерывного действия. *O*<sub>1</sub>, *O*<sub>2</sub> — окна, расположенные под углом Брюстера; *3*<sub>1</sub>, *3*<sub>2</sub> — зеркала.

В работе <sup>38</sup> в качестве катода применен полый катод, охлаждаемый водой. Авторы утверждают, что такой катод позволяет, в принцице, работать с любыми токами; однако использованный ими катод при токах разряда 30—40 *а* начинал «пылить», что приводило к уменьшению выходной мощности. Об использовании в качестве катода полого катода сообщается также в работе <sup>39</sup>.

В качестве материала для основной части капилляра Ar<sup>+</sup>-OKГ широко используется кварц.

### 1. ОКГ с кварцевыми капиллярами

Кварц является одним из наиболее подходящих материалов для разрядных трубок. Высокая термостойкость, хорошие электроизоляционные свойства и стойкость к эрозии — те свойства, которые определили широкое применение кварца в ионных аргоновых ОКГ. Изготовление из кварца разрядных трубок различных диаметров и длины не представляет технологических трудностей. Этим, по-видимому, объясняется тот факт, что бо́льшая часть экспериментальных исследований, о которых сообщается ниже, была выполнена с ОКГ с кварцевыми капиллярами.

Диаметр разрядных трубок в работах различных авторов варьируется от 1 до 15—20 мм, длина трубок — от 10 см до нескольких метров. Основные сведения о мощности излучения, получаемой в Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия с трубками разной длины и разных диаметров, содержатся в работах <sup>30, 31, 34, 38, 40-57</sup>. В Советском Союзе первый отпаянный одноваттный Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия был создан в 1965 г. и экспонировался на ВДНХ под названием «Клен». В 1966 г. конструкция прибора была улучшена, и он демонстировался в 1967 г. на Всемирной выставке в Монреале (Канада) под названием «Малахит». В 1966 г. в СССР был разработан еще один тип одноваттного Ar<sup>+</sup>-OKГ : ЛГ-106, предназначенный для промышленного производства. Общий вид ЛГ-106 приведен на рис. З. Как «Малахит», так и ЛГ-106 — отпаянные приборы с кварцевыми капиллярами. Разряд находится в продольном магнитном поле. Блоки питания компактны. Разработан и разборный кварцевый Ar<sup>+</sup>-OKГ <sup>58</sup>. Возможность по мере необходимости легко заменять отдельные узлы является несомненным достоинством разборной конструкции ОКГ.



Рис. 3. Общий вид ионного аргонового ОКГ ЛГ-106 и блока питания БП-27. Выходное напряжение 510 s; ток нагрузки 15 a; питание от сети 380/220 s, 50 гц.

Наибольшая мощность генерации в лабораторных условиях была получена в работе <sup>46</sup> — 53 *вт* — в кварцевой трубке длиной 260 *см* и внутренним диаметром 7,75 *мм* с внешним продольным магнитным полем ~1000 э при токе разряда 100 *а* и в работе <sup>47</sup>а — 100 *вт* — в трубке Ø 10 *мм* при токе разряда ~ 300 *а*. Необходимо отметить, что большие мощности излучения Ar<sup>+</sup>-OKГ в работе <sup>47</sup>а были получены без внешнего магнитного поля, т. е. без дополнительных затрат энергии. Питание трубки также простое — от сети переменного или постоянного тока. Авторы этой работы считают, что полученная ими мощность не является предельной и вполне реальной является мощность 0,5 *квт* \*).

### 2. ОКГ с керамическими капиллярами

Наряду с целым рядом достоинств кварц имеет и существенный недостаток — малую теплопроводность. Недостаточная теплопроводность кварца лимитирует потребляемую мощность, а следовательно, и выходную мощность Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия. Были проведены исследования по использованию в качестве материала для разрядных трубок различных керамик и анодированного алюминия.

366

<sup>\*)</sup> См. также стр. 411-412.

В Ar<sup>+</sup>-ОКГ с капиллярами из керамики была получена мощность 1 *вт* при сроке службы 300 часов <sup>48</sup>, а затем 5 *вт* <sup>50</sup> при сроке службы 1000 часов. В одних и тех же условиях срок службы капилляра из керамики составлял 1000 часов, кварцевого капилляра — 100 часов <sup>59</sup>.

В работе <sup>51</sup> описан лазер из керамических трубок (длина каждой трубки 2,7 см, число трубок 26), заделанных в алюминиевую анодированную трубку, обеспечивающую механическую прочность и охлажде-

ние керамических вставок. При диаметре капилляра 3,5 мм и при наложении продольного магнитного поля оказалось возможным в трубке этой конструкции работать с токами до 90 а. Благодаря этому впервые было достигнуто насыщение мощности генерации от тока в непрерывно действующем Ar<sup>+</sup>-OKГ (рис. 4).

Как видно из рис. 4, при токе 75 а и давлении 0,65— 0,74 тор мощность генерации достигает максимального значения 14,1 ет, которому соответствует плотность мощности генерации 2,5 ет/см<sup>3</sup>. При дальнейшем увеличении тока мощность генерации падает. С лазером этой конструкции автору удалось также впервые получить генерацию в непрерывном режиме на двукратно ионизованных Аг и Кг в ультрафиолетовой



Рис. 4. Зависимость мощности излучения от тока разряда для Ar II, Ar III, Kr II, Kr III <sup>51</sup> (капилляр Ø 3,5 мм).

области (Ar III,  $\lambda$  3511 Å; Kr III,  $\lambda$  3507 Å) спектра. Мощность излучения на линии Ar III  $\lambda$  3511 Å составляла 13 *мвт* при суммарной мощности излучения на линиях Ar II 14,1 *вт.* 

Наибольшая мощность излучения в ультрафиолетовой области получена в работе <sup>476</sup>—1,5 *ет* на линиях Ar III λ3511 и 3668 Å.

Было также предложено <sup>60</sup> использовать в Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия трубки из анодированного алюминия. Были проведены опыты с трубкой длиной 30 см,  $\emptyset$  2,9 мм. Толщина пленки составляла 60—100 мкм. При среднем токе 10 а и максимальном 19 а трубка проработала 50 часов без заметного износа. При токе 18 а была получена мощность 136 мвт при давлении 0,35 тор. Авторы считают, что такая трубка может выдержать токи до 60 а и обеспечить мощность излучения в несколько ватт.

## 3. Секционированные ОКГ

Большие успехи были достигнуты при работе с секционированными трубками, на базе которых и конструируется большинство коммерческих образцов Ar<sup>+</sup>-OKГ. В трубках, состоящих из металлических шайб, удалось значительно повысить потребляемую мощность, а тем самым и мощность выходного излучения. Она схематически изображена на на рис. 5, а. Металлические шайбы разделены кварцевыми кольцами. В работе <sup>38</sup> предложена конструкция трубки (рис. 5, б) из металлических









Рис. 5. Трубки: а) для Ar<sup>+</sup>-OKГ с секционированным капилляром <sup>33</sup>; б) секционированная с полым катодом <sup>38</sup>; е) для Ar<sup>+</sup>-OKГ с капилляром из графитовых шайб <sup>52</sup>. б) I: I — рабочее отверстие Ø 2,5 мм, 2 — отверстие для воды; II: A — анод, К — катод, 3 — резиновая прокладка, 4 — шайба, 5 — стягивающие болты с изоляцией, 6 — изолярующее кольцо, 7 — стягивающие гайки, 8 — стеклянная трубка с водяным охлаждением. Активная длина разряда 17,5 см.

шайб, разделенных резиновыми прокладками. В качестве катода используется полый катод.

В трубке, собранной из молибденовых дисков, при длине капилляра 25 см и диаметре 1 мм была получена <sup>42</sup> мощность генерации 0,25 ст при токе 10 а.

В трубке с этой же длиной канилляра и диаметром 2 мм при токе 40 а получена мощность 1 вт. Удельная мощность излучения для этих трубок — 1 вт/см<sup>3</sup>.

В работе 52 отмечается, что основным недостатком трубок такой конструкции является распыление металла, которое приводит к эрозии электродов и жестчению. Авторами указанной работы были проведены исследования с трубками, собранными из Мо, Та и графитовых шайб. Опыты показали, что наилучшим материалом является графит. Конструкция этой трубки показана на рис. 5, в. Были проведены исследования по выяснению срока службы. Для трубок с длиной капилляра 15 см, 🖉 2 мм при токе 9 а (катод импрегнированный) была получена выходная мощность 80-100 мет при внешнем магнитном поле 800 э. После 1000 часов работы не обнаружено никаких изменений выходной мощности и на поверхности графитовых шайб. С трубкой длиной 60 см, Ø 4 мм из графитовых шайб была получена выходная мощность 10 вт при. сроке службы более ~100 час. Промышленные образцы секционированных ОКГ из графита 53, 56 выпускаются мощностью до 2 ет со сроком службы 1000 часов и мощностью ~10 вт со сроком службы > 100 часов.

В секционированной трубке из графитовых шайб Фендлей (см. <sup>52</sup>) наблюдал генерацию на ряде линий Ar III <sup>17</sup>. Диаметр капилляра в этих опытах составлял 0,7 мм, длина разрядной части 34 см. При силе тока 25 а, оптимальном магнитном поле 1200 э и давлении наполнения аргона 0,34 тор были получены следующие коэффициенты усиления для линий Ar III:  $\lambda$  3638 Å — 0,21 м<sup>-1</sup>, 3511 Å — 0,21 м<sup>-1</sup>, 3336 Å — 0,1 м<sup>-1</sup>. С обоих концов трубки была получена мощность излучения в  $\lambda$  3638 Å — 68 мет, в линии 3511 Å — 60 мет. Для всех трех линий Ar III суммарная мощность излучения ~ 140 мет. Коммерческие ионные аргоновые ОКГ выпускаются с кварцевыми, керамическими и секционированными капиллярами. ОКГ с кварцевыми капиллярами имеют выходную мощность от сотен мет до ~1 ет (отдельные экземплярами ~ 3—10 ет и значительно больший срок службы.

В последнее время стали выпускаться секционированные Ar<sup>+</sup>-OKГ из BeO-керамики <sup>566</sup>. Эти ОКГ при мощности излучения до 7 *ет* имеют срок службы  $\sim 1000$  часов.

#### 4. ОКГ с радиочастотным питанием и ОКГ на циклотронном резонансе

Ионный аргоновый ОКГ с радиочастотным питанием <sup>35</sup> интересен прежде всего тем, что в разрядной трубке нет электродов. Благодаря этому появляется возможность работать с активными газами (в таком разряде впервые была получена генерация на ионах селена, мышьяка и брома).

К положительным качествам такого возбуждения следует отнести также снижение эрозии кварцевого капилляра, отсутствие электрофореза и жестчения, отсутствие шумов в излучении, более узкие атомные линии (примерно на 30% уже, чем в разряде постоянного тока). Конструкция Ar<sup>+</sup>-OKГ с радиочастотным импульсным питанием, предложенная Беллом, показана на рис. 6.

Были исследованы <sup>61</sup> различные конфигурации индукционной связи ОКГ с первичной обмоткой радиочастотного трансформатора и проведены некоторые опыты по определению параметров такого разряда.



Рис. 6. Аг<sup>+</sup>-ОКГ с радиочастотным импульсным питанием <sup>35</sup>. а) Трубка с катушкой возбуждения (капалляр Ø 4,0 мм); б) блок-схема питания.

В работе <sup>62</sup> питание трубки осуществляется непрерывно от радиочастотного генератора с помощью витка, определенным образом расположенного относительно трубки (рис. 7). Суммарная максимальная выходная мощность для 5 линий составила 1,4 *ет* при подводимой мощности 1400 *ет*. Длина капилляра варьировалась в пределах 10—40 *см*,  $\emptyset$  1— 2,8 *мм*. Оказалось, что падение напряжения на трубке не зависит от давления газа, тока и частоты в области 3,5—2,8 *Мгц*, а зависит от диаметра трубки. Аксиальное магнитное поле уменьшает падение напряжения на трубке и увеличивает выходную мощность ОКГ. Авторы считают, что на Ar II вполне может быть получена мощность  $\sim$  10 *ет* при КПД 0,2%. На основе работ Белла фирма «Спектра физикс» выпускает одномодовый Ar<sup>+</sup>-OKГ с индукционным возбуждением <sup>63</sup> с выходной мощностью  $\sim$  2 *ет*. На рис. 8 представлена схема этого лазера. Выходная мощность распределяется следующим образом по линиям генерации (табл. I).

λ, Å	Мощность, мет	λ, Å	Мощность, мвт	
4880	900	4579	25	
5145	900	5017	25	
4965	60	4727	15	
4765	60	4658	15	

Таблица I

Ширина пучка равна 1,2 мм, расходимость 0,7 мрад. Гарантированный срок службы 1000 часов.

В <sup>64</sup> при индуктивном возбуждении плазмы получена квазинепрерывная генерация на λ 4880 Å в трубке длиной 15 см, Ø 10 мм. Трубка помещалась во вторичную обмотку трансформатора, первичная обмотка



Рис. 7. Аг<sup>+</sup>-ОКГ с радиочастотным питанием <sup>62</sup>.



Рис. 8. Схема Ar+-OKГ с индукционным возбуждением фирмы «Спектра физикс» <sup>63</sup> с выходнои мощностью ~2 sm.

которого питалась от генератора прямоугольных импульсов с частотой 2,5 кгц. Получена выходная мощность 250 мвт.

Оригинальная конструкция Ar<sup>+</sup>-OKГ описана в работе <sup>65</sup>. Инверсную заселенность предлагается создавать за счет процесса прямого возбу-

ждения верхнего уровня из основного состояния атома аргона. Для получения электронов с энергией ~ 35 эв, необходимых для осуществления этого процесса, предлагается использовать скрещенные электрическое и магнитное поля. Электрон, находящийся в магнитном поле и ортогональном переменном электрическом поле на циклотронной резонансной частоте, будет двигаться по спирали и сможет забирать энергию электрического поля за много циклов. ОКГ предлагаемой конструкции изображен на рис. 9. Электрическое поле, параллельное оси трубки, создавалось магнетроном мощностью 1 кет, перпендикулярное



Рис. 9. Конструкция Ar<sup>+</sup>-OKГ на циклотронном резонансе <sup>65</sup>.

магнитное поле — электромагнитом на длине трубки, равной 10 см ( $\emptyset$  3 мм). Генерация наблюдалась на пяти линиях. Ввиду того, что при подводимой мощности ~ 500 ст общая выходная мощность составляла всего ~ 5 мст, вряд ли этот тип ОКГ может представлять практический интерес.

5. Основные экспериментальные результаты

Первые опыты по изучению Ar<sup>+</sup>-OKГ проводились с разрядными трубками малого диаметра (1,25—4 мм). Было установлено, что свойства разряда, применяемого для аргоновых ионных OKГ, довольно своеобразны. Только при малых плотностях тока, близких к порогу генерации, характеристика разряда падающая. Для большинства же режимов, когда мощность генерации сравнительно велика, характеристика разряда слабо возрастающая. Поэтому приближенно можно считать, что напряженность поля E не зависит от силы тока. Кроме того, в области давлений, характерных для работы Ar<sup>+</sup>-OKГ, напряженность поля не зависит или, точнее говоря, слабо зависит от давления. Наоборот, зависимость E от диаметра D трубки довольно существенная, и согласно измерениям, выполненным в лаборатории «Белл телефон» <sup>66</sup>,

$$E = 1,23D^{-1} \ (e/cM), \tag{1}$$

если D выражено в см.

Зависимость выходной мощности от разрядного тока впервые была получена в работе <sup>22</sup> для трубки  $\emptyset$  1,9 *мм* при плотностях тока 15— 300 *а/см*<sup>2</sup>. Оказалось, что выходная мощность при достаточном удалении от порога растет пропорционально квадрату силы тока. Насыщение мощности по току в кварцевой трубке наблюдать не удается, так как при больших токах разрушается капилляр.

Наименьшее значение порогового тока  $(i = 0,37 \ a$  при  $l = 10 \ cm$ и  $D = 1,25 \ mm)$  имеет линия  $\lambda$  4880Å Ar II (4s<sup>2</sup>  $P_{3/2} - 4p^2 D_{5/2}$ ). С ростом тока вслед за  $\lambda$  4880Å при 1,5 и 1,85 a соответственно начинается генерация на  $\lambda$  4765Å (4s<sup>2</sup>  $P_{1/2} - 4p^2 P_{3/2}$ ) и 5145Å (4s<sup>2</sup>  $P_{3/2} - 4p^4 D_{5/2}$ ). При малых плотностях тока мощность ОКГ сосредоточена в линии  $\lambda$  4880Å. Вдали от порога генерации основная мощность когерентного излучения (~70-



Рис. 10. а) Зависимость выходной мощности с единицы длины разряда от диаметра капилляра; б) зависимость выходной мощности с единицы объема разряда от диаметра капилляра.

80%) Аг<sup>+</sup>-ОКГ приходится на линии  $\lambda$  4880 и 5145 Å и может делиться между ними приблизительно поровну при соответствующем подборе кривых пропускания зеркал.

При фиксированном разрядном токе мощность генерации существенным образом зависит от давления наполнения капилляра аргоном. Для каждого значения тока имеется свое оптимальное давление наполнения. С ростом тока оптимальное давление наполнения растет, что, как будет показано ниже, связано с ростом вытеснения газа из капилляра в более холодные части разрядной трубки. Диапазон рабочих давлений Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия ~ 0,3-0,6 *тор* (для капилляров Ø 2-4 *мм* без внешнего магнитного поля).

Как уже было указано выше, первые работы по Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия были выполнены на разрядных трубках малого диаметра. Применение для OKГ разрядных трубок большого поперечного сечения некоторое время сдерживалось отсутствием катодов, пригодных для работы при больших токах ( $\sim 100 a$ ) не в вакууме, а в атмосфере аргона. В настоящее время эти трудности преодолены, и опыты с разрядными трубками больших сечений показали, что мощность как с единицы длины, так и с единицы объема (при j = const) растет с увеличением диаметра разрядной трубки (рис. 10, a и 6; графики построены по данным работ <sup>34, 17</sup>).

Особые успехи в этом направлении были достигнуты авторами работы <sup>47а</sup>. Как уже указывалось выше, используя кварцевую разрядную трубку Ø 10 мм, они получили мощность генерации ~ 100 вт. Исследования ОКГ с разрядными трубками Ø 15 мм, проведенные в этой работе, показали, что формула (1) практически справедлива и для трубок большего диаметра (численные коэффициенты отличаются в работах <sup>66</sup> и <sup>47</sup> на 7%). Оптимальное давление в зависимости от диаметра трубки D определяется при jD < 100 a/сm соотношением

$$p_0^* = 0.05 D^{-1} (mop),$$
 (2)

где D выражено в см. Авторы <sup>47а</sup> нашли также, что КПД в трубке  $\emptyset$  7— 15 мм пропорционален диаметру трубки, а мощность, так же как и в трубках малого диаметра, вдали от порога растет пропорционально квадрату



Рис. 11. Зависимость мощности излучения ОКГ от разрядного тока <sup>47</sup>.



Рис. 12. Зависимость выходной мощности с единицы длины разряда от силы тока разряда для капилляров  $\emptyset$  1,2 и 4,1 мм при  $H = H_{\text{opt}}$  и  $H = 0^{32}$ .

силы тока (рис. 11). Как видно из рис. 11, экспериментальные точки удовлетворительно укладываются на кривую квадратичной зависимости от силы тока в диапазоне от 40 до  $400 a/cm^2$ .

а) Наложение внешнего магнитного поля на разряд ионного аргонового ОКГ приводит к существенному увеличению мощности генерации. Впервые это было обнаружено Гордоном и др. <sup>32</sup>, поместившими ионный аргоновый ОКГ в продольное магнитное поле с целью уменьшить ионную бомбардировку и тепловые нагрузки на кварц и тем самым увеличить срок службы ОКГ.

Зависимость мощности от поля оказалась немонотонной, мощность зависит от диаметра капилляра (исследования проводились с капиллярами Ø 1—8 мм). Для каждого диаметра капилляра имеется определенное оптимальное магнитное поле, дающее максимальное увеличение выходной мощности. Это оптимальное поле тем меньше, чем больше диаметр капилляра. Увеличение выходной мощности при наложении магнитного поля для двух диаметров капилляра (1,2 и 4,1 мм) показано на рис. 12. При токах, значительно превосходящих пороговые значения, отношение увеличений выходной мощности при наложении оптимального магнитного цоля для капилляров Ø 1,2 и 4,1 мм почти пропорционально отношению диаметров. Отношение увеличений мощности с наложением поля для этих трубок — 2,9, отношение диаметров — 3,3.

Величина оптимального магнитного поля  $H_{opt}$  зависит от силы разрядного тока и давления газа. С ростом силы тока и давления  $H_{opt}$ уменьшается. Рис. 13 иллюстрирует зависимость  $H_{opt}$  и соответствующих им мощностей генерации от давления газа для капилляра  $\emptyset$  4 мм, длиной 28 см при силе тока 30  $a^{42}$ . Как видно из рисунка, при увеличении р



Рис. 13. Зависимость относительной мощности генерации *R* от внешнего магнитного поля для разных давлений наполнения <sup>42</sup>.

от 0,5 до 0,9 *тор*  $H_{opt}$  уменьшается от 600 до 200 э. Пороговые кривые генерации, приведенные на рис. 14, отделяют область значений p и H,



Рис. 14. Пороговые кривые мощности, соответствующие моменту прекращения генерации на оси разряда <sup>42</sup>.

при которых генерация невозможна (выше кривой), от области тех значений p и H, при которых генерация возможна. Исследования распределения мощности генерации по сечению пучка показали, что спад мощности генерации с ростом p и H (после достижения оптимальных значений  $p_{\rm opt}$  и  $H_{\rm opt}$ ) связан с прекращением генерации на оси разряда и последующим расширением этой области вплоть до стенок разрядной трубки. При  $p > p_{\rm opt}$  и  $H > H_{\rm opt}$  генерация происходит уже не по всему поперечному сечению разрядной трубки, а только в области, расположенной на некотором расстоянии от оси трубки. Подобные лазерные кольца наблюдались и с импульсными ОКГ <sup>67</sup> и объяснялись пленением резонансного излучения <sup>68</sup>.

Подробные исследования зависимости выходной мощности от основных параметров разряда: тока, давления газа, аксиального магнитного поля, а также от диаметра и длины капилляра для ОКГ с кварцевыми капиллярами и мощностью излучения в несколько ватт проведены в работе <sup>69</sup>. Основные результаты этой работы представлены в табл. II, дающей представление об оптимальных параметрах разряда для трубок разного диаметра. Из таблицы видно, что переход от трубки Ø 3 мм к трубке Ø 4 мм приводит к существенному росту мощности излучения и КПД Ar<sup>+</sup>-ОКГ (сравнение с трубкой Ø 6 мм проводить нельзя, так как в этом случае зеркала не были оптимальными).

Таблица	п	
---------	---	--

Выходная мощность, вт	$p_0, mop$	Н, э	i, a	j, a/см²	Падение напряжения на трубке V, в	Подводиман к трубке мощность, вт	КПД, ед. 10-4				
	Трубка Ø 3 мм, l=46 см										
$3,30 \\ 2,19 \\ 1,48 \\ 0,99$	$\begin{array}{c} 0,95 \\ 0,72 \\ 0,50 \\ 0,40 \end{array}$	1260 1260 1000 1000	27,5 22,5 17,5 15,0	389 318 248 212	180 168 159 155	4950 3780 2780 2320	${0,67 \atop 5,79 \atop 5,32 \ 4,25 }$				
	Трубка Ø 4 мм, 1=28 см										
1,670,96	$  \begin{array}{c} 0,60\\ 0,50 \end{array}  $	500 500	50,0 $40,0$	398 318	109 103	5450 4120	$3,07 \\ 2,32$				
		Tſ	убка Ø 4	4 мм, l=	46 см						
$egin{array}{c} 6,86 \ 5,60 \ 4,34 \ 1,17 \end{array}$	$0,66 \\ 0,66 \\ 0,45 \\ 0,26$	740 740 740 592	50,0 40,0 35,0 20,0	398 318 279 159	144 138 124 114	7200 5520 4350 2280	9,50 10,2 10,0 5,15				
Трубка Ø 3 мм, l=46 см											
1,47 0,57	0,37 0,27	667 400	50,0 40,0	177 142	101 97	5050 3880	2,92 1,47				

Следует отметить, что внешнее магнитное поле повышает выходную мощность не только непрерывно действующего Ar<sup>+</sup>-OKГ, но и импульсного. Однако эффект здесь значительно слабее. Как было установлено в <sup>70</sup>, при наложении магнитного поля мощность генерации импульсного ОКГ возрастает в зависимости от условий разряда на 20—100%. Примерно на столько же увеличивается и КПД импульсного ОКГ.

б) Церекачка газа, обусловленная явлением электрофореза, играет существенную роль в Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия. При сильных токах перекачка газа, обычно происходящая от катода к аноду, меняется на обратную от анода к катоду. В работе <sup>71</sup> было замечено, что в непрерывном режиме работы ОКГ генерация появляется только через некоторое время после начала разряда. Эксперименты проводились с трубкой  $\emptyset$  8 мм, l = 40 см. Величина задержки зависит от давления и тока, определяющих скорости перекачки и вытеснения газа. Для выравнивания давления в анодной и катодных частях капилляра и осуществления нормальной работы ОКГ разрядную трубку снабжают обводным каналом. Диаметр обводного канала обычно несколько больше диаметра капилляра.

Теория явления перекачки газа в разряде с большой плотностью тока изложена в работах <sup>66, 72</sup>. В работе <sup>66</sup> проведены также эксперимент и сопоставление его с теорией.

Интересный эксперимент описан в работе <sup>73</sup>, авторы которой осуществили работу ОКГ непрерывного действия в протоке аргона. При этом аргон мог пропускаться через систему как от катода к аноду, так и от анода к катоду. При силах тока разряда i < 50 а в обоих случаях имеет место одинаковая зависимость мощности от силы разрядного тока (рис. 15). При силах тока i > 50 а при протоке газа от катода к аноду мощность излучения растет с ростом силы тока, при протоке же газа от анода к катоду наблюдается обратная картина: мощность излучения с ростом силы тока падает.

в) Запыление окошек и зеркал. Как было указано выше, в настоящее время в Аг<sup>+</sup>-ОКГ с трубкой Ø 10 мм и длиной ~3 м в сине-зеленой области спектра достигнуты выходные мощности до 100 *вт*. Таким образом, при коэффициенте отражения зеркал 90% на 1 см<sup>2</sup> зерка-

ла будет поступать мощность  $\sim 1 \ \kappa sm$ . При мощностях такого порядка (и даже меньших, как это следует из работы И. Горога и Ф. Спонга <sup>69</sup>) на работу лазера особенно сильно влияет образование на окнах (или зеркалах) поглощающего слоя, состоящего из распыленных частиц электродов и стенок.

В результате этого мощность ОКГ падает, форма и размеры сечения пучка изменяются. После удаления с окошек поглощающего слоя мощность лазера, форма и размеры пучка восстанавливаются. (На рис. 16, взятом из работы <sup>69</sup>, представлена зависимость выходной мощности от внешнего магнитного поля. Кривая 1 получена через 50 часов после начала работы ОКГ, кривая 2 — сразу после чистки окошек.)

Образование поглощающего слоя подробно изучено в <sup>74</sup>, где показано, что в результате абсорбции излучения в поглощающем слое происходит термическая деформация оптических элементов, находящихся в резонаторе, превращающая их в своего рода линзы. Это приводит



Рис. 16. Зависимость мощности излучения ОКГ от внешнего магнитного поля при разной прозрачности окошек ОКГ.



Рис. 15. Зависимость мощности излучения ОКГ от тока разряда при протоке газа от катода к аноду  $(K \rightarrow A)$  и от анода к катоду  $(A \rightarrow K)$ . Разрядная трубка  $\beta$  6 мм, L = 50 см,  $p_0 = 0.5$  мор.  $H \rightarrow 400 - 500$  з.

к значительной расходимости луча и ограничению выходной мощности значением, существенно меньшим того, которое получается в первые моменты работы ОКГ.

Для предотвращения образования поглощающего слоя и связанных с ним последствий предлагаются такие меры, как тщательное обезгаживание разрядных трубок и всех деталей, помещение катода вне оси разряда, вынесение окон на большие расстояния от разряда, использование в качестве заслонки перед оптическими деталями электрических и магнитных полей. Однако ни одна из этих мер не является надежным способом предотвращения образования поглощающего слоя. Поглощающий слой на поверхности окон (или внутренних зеркал) является тем основным препятствием, которое ограничивает рост мощности

Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия. Из-за этого слоя фактический срок службы окон (или зеркал) сводится к минутам, что уменьшает реальную ценность 100-ваттного аргонового ОКГ непрерывного действия. Кроме того, происходит также разрушение зеркальных слоев резонатора лазерным излучением большой мощности. /

### IV. ГИПОТЕЗЫ О МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ В ИОННОМ АРГОНОВОМ ОКГ

При решении проблемы о механизме образования инверсной заселенности в любой лазерной системе необходимо ответить на два вопроса: 1) какие процессы обеспечивают накачку на верхний лазерный уровень? 2) какие процессы ответственны за разрушение заселенности нижнего лазерного уровня?

Для Ar<sup>+</sup>-OКГ практически однозначный ответ на второй вопрос был получен в работе Статца и др. <sup>37</sup>, в которой было установлено путем расчетов, что радиационное время жизни нижних лазерных уровней Ar II значительно меньше, чем верхних. Отсюда в предположении (которое, конечно, нуждается в проверке) о не очень сильно различающихся скоростях накачки верхних и нижних лазерных уровней следовала возможность образования инверсной заселенности за счет очень интенсивных переходов с нижних лазерных уровней в основное состояние Ar II.

Не так просто обстоит дело с первым вопросом. Ответ на него, как уже было сказано в гл. II, в первых работах мог быть высказан только в виде гинотез, требующих экспериментальной проверки. Рис. 17 иллюстрирует предложенные гипотезы. Так как все лазерные линии ионного



Рис. 17. Возможные процессы заселения лазерных уровней Ar II.

азерные линии ионного аргонового ОКГ непрерывного действия принадлежат к переходам между конфигурациями 4p и 4s, на рисунке для наглядности все уровни каждой конфигурации представлены в виде одного. Пользуясь рис. 17, последовательно обсудим каждую из гипотез.

Гипотеза Гордона и сотрудников о ступенчатом возбуждении (рис. 17, *a*) кажется наиболее правдоподобной. Действительно, для возбуждения верхних уровней 4*p*-конфигурации Ar II с уровней основной

конфигурации  $3p^5$  Ar II требуются более скромные электронные температуры, чем при возбуждении из основного состояния атома Ar I  $3p^6$ , как это предполагается в гипотезе Беннетта и сотрудников (рис. 17, *г*). Гипотеза о ступенчатом возбуждении подкрепляется также приблизительно квадратичной зависимостью спонтанного излучения лазерных линий Ar II от плотности тока, установленной экспериментально. Может показаться, что этой гипотезе противоречит то, что электронное сечение возбуждения верхних лазерных уровней конфигурации 4*p* Ar II из основной  $3p^5$ -конфигурации Ar II в приближении Борна должно быть гораздо меньше, чем сечение возбуждения нижних лазерных уровней 4*s*-конфигурации Ar II, так как уровни 4*p* имеют одинаковую с основным состоянием четность. Однако следует иметь в виду, что борновское приближение неприменимо для расчета сечений возбуждения уровней ионов. Определенную роль в заселении уровней 4*p*-конфигурации могут играть каскадные переходы с уровней ns (n > 4) и nd (n > 3) (рис. 17, б). Не исключена также возможность накачки электронным ударом некоторых уровней 4*p*-конфигурации ступенчатым путем из основного состояния иона аргона через метастабильные состояния, расположенные ниже 4*p*-конфигурации (рис. 17, *e*). В частности, в этом процессе могут участвовать уровни 3*d*-конфигурации Ar II с квантовым числом J = 7/2 и 9/2, не связанные оптическими переходами с основными уровнями Ar II. Впервые две последние гипотезы были упомянуты в работе Бриджеса и Честера <sup>20</sup>.

Гипотеза Беннетта <sup>21</sup> о прямом заселении верхней лазерной конфигурации 4p Ar II из основного состояния атома (рис. 17, г) основана на том факте, что при соударении быстрых электронов и атомов типа  $e + Ar \rightarrow (Ar^+)^* + 2e$  теория предсказывает предпочтительное заселение конфигурации  $3p^44p$  Ar II по сравнению с  $3p^44s$ -конфигурацией. Аналогичное положение вещей имеет место и в случае столкновения электронов с метастабильными атомами (рис.  $17, \partial)^4$ . Гипотеза о возбуждении 4p-конфигурации Ar II из метастабильного состояния  $3p^54s$  Ar I имеет то преимущество по сравнению с гипотезой о возбуждении из основного состояния  $3p^6$  Ar I, что в первом случае требуется меньше энергии электронов, чем в последнем. Это как раз и существенно, так как в случае Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия, в отличие от импульсного, вряд ли можно ожидать электронных температур выше 10 эв.

При возбуждении уровней верхней лазерной конфигурации 4p Ar II из основного и метастабильных состояний Ar I, а уровней нижней лазерной конфигурации 4s из основного состояния  $3p^5$  Ar II линии поглощения переходов  $4s \rightarrow 4p$  будут иметь допплеровский сдвиг по отношению к линиям испускания благодаря дрейфовому движению ионов в продольном электрическом поле \*). Наличие допплеровского сдвига между верхними и нижними лазерными уровнями может привести к уменьшению влияния пленения излучения на переходе  $4s \rightarrow 3p^5$ , которое весьма возможно из-за больших вероятностей радиационного перехода между уровнями этих конфигураций. А это будет означать, что инверсия между 4p- и 4s-конфигурациями может сохраняться до довольно больших плотностей Ar II и, следовательно, могут быть достигнуты большие удельные мощности лазерного излучения, наблюдаемые на опыте.

Проведенная дискуссия иллюстрирует, что каждая из предложенных гипотез о механизме накачки в ионном аргоновом ОКГ имеет свои достоинства и недостатки. Какая из гипотез достоверна или, точнее, какую роль играет в образовании инверсии каждый из рассмотренных процессов, нельзя выяснить без количественного или хотя бы полуколичественного анализа. Естественно, что для этого анализа необходимы данные о параметрах плазмы разряда Ar<sup>+</sup>-OKГ и о скоростях радиационных столкновительных процессов. Поэтому мы прежде всего приведем и обсудим результаты измерений параметров илазмы разряда Ar<sup>+</sup>-OKГ.

### V. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ИОННОГО АРГОНОВОГО ОКГ

### 1. Разряд без магнитного поля

Плазма аргонового разряда в капиллярах при низких давлениях впервые детально исследовалась в работах С. Э. Фриша и его сотрудников <sup>75</sup>. Однако плотности тока в разряде, при которых производились исследования, не превышали 50  $a/cm^2$ , т. е. были значительно ниже плотностей, характерных для Ar<sup>+</sup>-OKГ.

<sup>\*)</sup> Предполагается, что ионы в возбужденных состояниях не получают дополнительных ускорений из-за кратковременности пребывания в этих состояниях.

Сведения о параметрах плазмы Аг+-ОКГ при питании постоянным током были получены в работах 76-87 в основном методом спектральной диагностики. Только в лабораториях «Белл», кроме спектральных исследований, были проведены зондовые измерения, однако при плотностях тока более низких и давлениях газа более высоких, чем те, при которых наблюдается генерация. Детали этих исследований до сих пор не опубликованы, однако итоги измерений приведены в работе Честера 66 в виде эмпирических формул для температуры газа и концентрации электронов. Большой интерес представляет работа В. А. Степанова с сотрудниками <sup>82</sup>, в которой для исследования распределения плотности газа в капилляре Ar+-ОКГ был применен интерферометрический метод с использованием



Рис. 18. Зависимость температуры атомов T<sub>a</sub>, продольной T<sup>\*</sup> и поперечной Т температур ионов от плотности тока для трубки Ø2,8 мм.

давление наполнения. Темпера*p*<sub>0</sub> — давление наполнения. Темпера-тура атомов измерена по линиям Ar I 4259 и 4272 Å, температура ионов по линиям Ar II & 4933 и 4228 Å (T<sup>\*</sup><sub>||</sub> — по излучению вдоль разряда, T\* — по излучению поперек разряда; экспериментальные точки для зависимости Т + от ј не указаны, так как они являются производными от зависимостей  $\delta \lambda_{\perp}^*$  от *j*, построенных по экспе-

риментальным данным).

Не-Nе-лазера в качестве источника света. В работах <sup>76, 80</sup>, выполненных в ФИАН, спектральные исследования проводились в кварцевых трубках двух типов при режимах, характерных для Ar+-OKГ. Длина и диаметр одной трубки были равны 25 см и 1,6 мм, второй — 40 см и 2,8 мм. Капилляр и анод охлаждались водой. Плотность тока изменялась в пределах $100 - 500 a/cm^2$ , давление наполнения --- в пределах 0,1 --- 0,7 тор.

а) Температуры атомов, определенные по допплеровским ширинам линий Ar I, излучаемых вдоль разряда, находятся в пределах от 1500 до 3500° К (рис. 18). Контуры линий ионов Ar II также допплеровские, однако продольные ионные температуры Т<sup>\*</sup><sub>1</sub> выше атомных примерно в полтора раза. Поперечная ионная температура Т<sup>\*</sup> еще выше, чем продольная ионная. Таким образом, распределения ионов и атомов по скоростям различны, и, кроме того, распределение ионов по скоростям анизотропно в пространстве. С ростом плотности тока как атомная, так и ионная температуры растут. Зависимость атомной температуры от давления сравнительно слабая, ионная поперечная температура довольно существенно растет при изменении давления наполнения от 0,2 до 0,37 тор. При одних и тех же плотностях тока температура атомов в капилляре Ø 2,8 мм выше, чем в капилляре Ø 1,6 мм.

Полученные значения атомной температуры в плазме Ar+-OKГ согласуются

с данными работ<sup>81, 82</sup>, и, что несколько удивительно, экспериментальные значения T<sub>a</sub> для капилляра Ø 2,8 мм согласуются с рассчитанными по эмпирической формуле Честера 66

$$T_a/300 = 1 + 2j (a/MM^2) D^{1/2} (MM)^{1/2}, \qquad (3)$$

несмотря на то, что Т<sub>а</sub> была получена на основе экспериментов, проведенных в ином диапазоне токов и давлений, чем эксперименты, выполненные в ФИАН. Для капилляра с D=1.6 мм согласие несколько хуже (расчетные значения выше экспериментальных на 20-30%).

б) Концентрация атомов аргона вкапилляре при разряде существенно меньше, чем концентрация наполнения, так как вследствие сильного нагревания газа в капилляре (T<sub>a</sub> ~ 1600-3600° K) происходит вытеснение его в более холодные и большие по объему части разряда (анодную и катодную колбы). При известной атомной температуре концентрация атомов аргона может быть оценена на основании газового закона

$$N = N_0 \cdot 300 / T_a \tag{4}$$

(где N<sub>0</sub> — концентрация атомов при комнатной температуре), а средняя длина свободного пробега атома — с помощью формулы <sup>66</sup>

$$\lambda_a = 0.0476 \, (T_a/300)/p. \tag{5}$$

Если принять, что концентрация атомов аргона при наполнении равна  $1,3\cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> ( $p_0 = 0,37$  mop), то, как следует из рис. 18, для капилляра с r = 1,4 мм при j = 160  $a/cm^2$  она будет равна  $2,7 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а при j = 330  $a/cm^2$   $1,1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а длина свободного пробега атомов будет 0,7и 1,5 мм соответственно. Эти оценки показывают, что при характерных для аргонового ОКГ радиусах капилляра, давлении и плотности тока длина свободного пробега оказывается сравнимой с радиусом капилляра. Если это так, то возникает сомнение в применимости газового закона для оценки концентрации. Это сомнение тем более справедливо, что не учитывалось давление электронного газа, которое благодаря высокой температуре T<sub>e</sub> (см. ниже) можно сравнить с давлением нейтрального газа.

Кроме того, опыты показали 82, 88, что при больших токах возникает радиальная неоднородность концентрации атомов. Это согласуется с теорией Карузо — Кавальери 89, согласно которой степень неоднородности плазмы зависит от величины  $N_e \langle v_e \sigma_e \rangle_i r/v \ (N_e - концентрация электро$ нов,  $\langle v_e \sigma_e \rangle_i$  — усредненная скорость ионизации электронами, r — радиус капилляра, v — тепловая скорость атомов). В случае разряда, применяемого для Ar<sup>+</sup>-OKГ, она оказывается порядка единицы. При наличии существенной радиальной неоднородности неясно, каково отношение концентрации, получаемой с помощью газового закона, к концентрации, существующей в разряде. Однако измерения Степанова с сотрудниками<sup>82</sup> показали, что приблизительно на середине радиуса капилляра концентрация нейтральных атомов совпадает с рассчитанной по газовому закону. Поэтому для оценок средних концентраций атомов в плазме аргонового ионного ОКГ мы можем пользоваться газовым законом.

Длина свободного пробега иона аргона между перезарядками<sup>66</sup>, т. е.

$$\lambda_i \approx 0.05 \left( T_a / 300 \right) / p,\tag{6}$$

приблизительно равна длине свободного пробега атома аргона. Отсюда следует важный для дальнейшего вывод, что не только  $\lambda_a pprox r,$ но и  $\lambda_i \approx r$  и что в первом приближении, таким образом, имеет место свободное падение ионов на стенку.

в) Температура электронов в плазме ОКГ может быть определена на основании теории Лэнгмюра – Тонкса – Клярфельда (ЛТК). Правда, определенное таким образом значение  $T_e$  будет оценочным, так как теория ЛТК выполнима при условии  $\lambda_i > r$ , а не при  $\lambda_i \sim r$ , имеющем место в разряде. На рис. 19 приведена зависимость электронной температуры  $T_e$  от  $rp_0(p_0 - давление в капилляре при 0° С), рассчитан ная по формуле Клярфельда <sup>90</sup> при <math>C_i = 0.70^{91}$ . Из графика следует, что для капилляра диаметром 2.8 мм и при давлении наполнения  $p_0 = 0.37 \text{ тор } T_e$  возрастает от 43 000 до 52 000° К

при увеличении плотности тока от 160 до 320 a/cm<sup>2</sup>.

Рост  $T_e$  с ростом плотности тока обусловлен уменьшением плотности газа за счет увеличения  $T_a$ , приводящего к дальнейшему вытеснению газа. Как уже указывалось выше, полученное значение  $T_e$  следует рассматривать только как оценочное. Оно является оценочным также и потому,



Рис. 19. Зависимость  $T_e$  от  $r_{p_0}$  по теории Лэнгмюра — Тонкса — Клярфельда. r — радиус трубки,  $p_0$  — давление при 0° С.

что при расчете по формуле Клярфельда предполагалось, что ионизация происходит из основного состояния, в то время как существенной может быть и ионизация из метастабильного состояния. Кроме того, в теории ЛТК предполагается, что плотность газа в газоразрядной трубке постоянна, в то время как в интересующем нас разряде имеется существенный градиент плотности.

Оценка электронной температуры плазмы Ar<sup>+</sup>-ОКГ может быть также сделана на основании экспериментальных данных о ионных поперечных температурах из теории Кагана — Переля <sup>92</sup>. Большее уширение ионных

линий по сравнению с атомарными в интересующем нас разряде связано с наличием радиальных и продольных электрических полей. Чем больше радиальное поле, тем больше будет ширина ионной линии, наблюдаемой в направлении, перпендикулярном к оси разряда. С другой стороны, согласно Лэнгмюру — Тонксу, радиальная разность потенциалов  $V_r$ связана с электронной температурой  $T_e$  простым соотношением

$$eV_r = 1, 1kT_e. \tag{7}$$

Эта формула выражает тот простой факт, что для обеспечения равенства потоков электронов и ионов на стенку радиальное поле должно задерживать основную часть электронов из максвелловского распределения. Из (5) видно, что чем больше будет  $T_e$ , тем больше будет  $V_r$ , а следовательно, и ширина ионной линии, наблюдаемой в поперечном направлении. В работах Кагана и Переля <sup>92</sup> при условии  $\lambda_i > r$  было решено кинетическое уравнение и найдена функция распределения ионов по скоростям в цилиндрической разрядной трубке. Решение проведено с учетом продольного и поперечного электрических полей в предположении, что ионы возникают в объеме и гибнут на стенках. Предполагалось также, что возбужденные состояния ионов возникают из основного состояния иона. Используя функцию распределения ионов по скоростям, Каган и Перель рассчитали эффективную поперечную ионную температуру  $T_{\perp}^*$ , которая может быть определена по ширине ионных линий, регистрируемых при наблюдении вдоль диаметра капилляра, и нашли, что она связана с  $T_e$  и  $T_a$ следующим соотношением:

$$T_{\perp}^* = 0,56T_a + 0,13T_e. \tag{8}$$

В табл. III приведены результаты оценки  $T_e$  по формуле (8) в зависимости от плотности тока для трех давлений в капилляре  $\emptyset$  2,8 *мм*. Исходными данными являются полуширины спектральных линий Ar II и рассчитанные по ним эффективные поперечные температуры (см. рис. 18) \*). Оценки показывают, что электронная температура растет с плотностью тока

<sup>\*)</sup> Отметим, что из экспериментальных ширин линий Ar лоренцева часть пе выделялась, поэтому приведенные в табл. III значения  $T_e$  несколько завышены.

и падает с увеличением давления. Так, при давлении  $p_0 = 0.37 \text{ тор}$  с ростом плотности тока от 160 до 330  $a/cm^2$  (в капилляре  $\oslash 2.8 \text{ мм}$ )  $T_e$  возрастает от 52 000 до 90 000° K, а при  $j = 160 a/cm^2$  с ростом давления от 0,21 до 0,62 тор она уменьшается от 56 000 до 32 000° K. Рост температуры с ростом плотности тока вполне понятен, если учесть, что с ростом j падает плотность газа, благодаря чему растет длина свободного пробега  $\lambda_e$ , а следовательно, и  $T_e$ , согласно соотношению <sup>93</sup>

$$T_e = E\lambda_e / V \ 2\varkappa, \tag{9}$$

( $\varkappa$  — доля энергии, теряемой в среднем электроном при одном столкновении). Таким образом, рост  $T_e$  имеет место несмотря на то, что напряженность поля остается постоянной.

г) Концентрация электронов N<sub>e</sub> при известной электронной температуре может быть оценена с помощью формулы для электропроводности <sup>94</sup>

$$\sigma = \frac{i}{E} = \frac{407 N_e K_\sigma (0)}{T_e^{1/2} \left[ N_i \langle Q_i \rangle + N_a \langle Q_a \rangle \right]}.$$
 (10)

Электронная температура  $T_{\mathscr{C}}$  в плазме разряда в аргоне в капилляре  $\varnothing$  2,8 мм

	<i>T<sub>e</sub></i> , 104 °K					
j, а/см <sup>2</sup>	$p_0 = 0,21 mop$	p0 = =0,37 mop	p <sub>0</sub> == =0,62 mop			
160 200 240 300 330	5,6 6,5 7,3 8,6 9,2	5,2 6,1 6,9 8,3 9,0	3,2 4,0 4,7 5,9 6,5			

Величина j — известна, E определялась из графика рис. 20, построенного по данным работ <sup>34, 47, 52</sup>;  $N_i$ ,  $N_a$  — концентрации ионов и атомов в разряде,  $\langle Q_i \rangle$  и  $\langle Q_a \rangle$  — соответствующие сечения электропроводности;



Рис. 20. Зависимость напряженности продольного электрического поля *Е* от диаметра капилляра *D*.

•  $\Pi 0^{27}$  (i = 5 - 16 a,  $p_0 = 0, 12 - 0, 50$ mop),  $\bigcirc - \Pi 0^{45}$  (i = 9 a,  $p_0 = 0, 2 mop$ ),  $\bigcirc - \Pi 0^{40}$  (i = 100 a,  $p_0 = 0, 05 mop$ ).

Рис. 21. Зависимость сечения электропроводности  $\langle Q_a \rangle$  от  $T_e$ .

 $K_{\sigma}(0) \sim 1$ . Сечения электропроводности  $\langle Q_a \rangle$  в зависимости от  $T_e$  были рассчитаны П. Л. Рубиным и приведены на рис. 21. При  $T_e = 5 \cdot 10^4$  °К  $\langle Q_a \rangle = 8 \cdot 10^{-16} \ cm^2$ , при  $T_e = 9 \cdot 10^4$  °К  $\langle Q_a \rangle = 6 \cdot 10^{-16} \ cm^2$ .  $\langle Q_i \rangle$  рассчитывались по формуле <sup>95</sup>

$$\langle Q_i \rangle = \frac{20, 2 \cdot 10^{-6}}{T_e^2} \lg \left[ \frac{279T_e}{N_e^{1/3}} \left( \frac{T_a}{T_a + T_e} \right)^{1/3} \right].$$
(11)

Результаты расчета  $N_e$  приведены в табл. IV. Необходимо учесть, что оценка  $N_e$  с помощью формулы (10) осуществлена с точностью не больше чем в два раза. Это связано прежде всего с недостаточной точностью определения концентрации атомов аргона. Однако разумность данных, приведенных в табл. IV, подтверждает оценка  $N_e$ , осуществленная по полуширине линии  $H_6$ .

Таблица IV

	Т <sub>а</sub> ,	N <sub>e</sub> , 1013 cm <sup>-3</sup>								
$j, a/cM^2$		$p_0 = 0,21 mop$			$p_0 = 0,37 m$	$p_0 = 0$	$p_0 = 0,62 mop$			
		ĸ	из о	по фор- муле (12)	из б	по фор- муле (12)	по полу- ширине Н <sub>β</sub>	из с	по фор- муле (12)	
160 200 240 300 330	1900 2300 2700 3300 3700	2,9 3,0 3,0 3,0 2,9	1,92,12,32,72,8	5,4 5,4 5,5 5,5 5,2	3,3 3,7 4,1 4,7 4,9	3,7	$14,4\\13,3\\14,3\\13,4\\13,4\\13,0$	5,5 6,3 6,9 7,9 8,1		

Концентрация электронов N<sub>e</sub> в плазме разряда в аргоне в капилляре Ø 2,8 мм

Как видно из табл. IV,  $N_e$  мало меняется при изменении *j*. Напротив, при увеличении давления наполнения от 0,21 до 0,62 *тор* она возрастает от  $3 \cdot 10^{13}$  до  $14 \cdot 10^{13}$  с $m^{-3}$ .

Кроме значений  $N_e$ , полученных из данных по электропроводности, в табл. IV приведены значения  $N_e$ , полученные по эмпирической формуле Честера <sup>66</sup>:

$$N_e(cM^{-3}) = 10^{13} j (a/cM^2) r (cM) p_0(mop) (300/T_a)^{1/2}.$$
 (12)

Несмотря на то, что формула Честера получена на основании экспериментов с разрядом при давлениях больших и плотностях тока меньших, чем те, которые типичны для Ar<sup>+</sup>-OKГ, имеет место согласие, с точностью не больше чем в два раза, между данными, полученными по электропроводности и с помощью формулы Честера, которая выведена на основании опытов, проведенных в лабораториях «Белл»\*).

Подводя итог, можно констатировать, что между даннымп различных авторов о температурах атомов и концентрациях электронов имеет место удовлетворительное согласие. В отношении же  $T_e$  имеется существенное расхождение между данными ФИАН и лабораторий «Белл». Как видно из приведенных в табл. III данных ФИАН, температура, оцененная по полуширине линий, излучаемых поперек разряда, при условиях, типичных для работы Ar<sup>+</sup>-OKГ, растет с ростом плотности тока от 50 000 до 90 000° К при  $p_0 = 0.21 - 0.37$  тор и от 30 000 до 60 000° К при  $p_0 = 0.62$  тор. Подчеркнем, что рост  $T_e$  с ростом плотности тока является надежно установленным фактом, однако точность определения абсолютных значений  $T_e$  не слишком велика (~ 20%) вследствие модельности теории Кагана — Переля.

С другой стороны, согласно измерениям, проведенным в лабораториях «Белл»<sup>87, 66</sup>, *T<sub>e</sub>* в рязряде, применяемом для Ar<sup>+</sup>-OKГ, порядка (20— 25)·10<sup>3</sup> °K и не зависит от *j*. С этим результатом нельзя согласиться,

<sup>\*)</sup> Отметим, что согласие имеет место только в отношении значения  $N_e$ , но не в отношении зависимости  $N_e$  от *j*. Согласно формуле (12)  $N_e \sim j^{1/2}$  (так как  $300/T_a \sim j^{-1/2}$ ). В работах ФИАН в том узком диапазоне *j*, в котором проводились исследования, в пределах ошибок опыта зависимость  $N_e$  от *j* не была обнаружена.

так как при этих температурах даже при больших концентрациях ионов  $N_i$  (больше  $2 \cdot 10^{14} \ cm^{-3}$ ) не будут обеспечены мощности генерации, наблюдаемые экспериментально (см. ниже).

д) Скорость ионизации *z*, т. е. число ионизаций в секунду в 1 *см*<sup>3</sup> на один электрон, является важной характеристикой плазмы и является величиной, обратной времени жизни иона в разряде. Согласно теории Лэнгмюра — Тонкса, она равна

$$z = (S/\rho) \left( M/2kT_e \right)^{-1/2}.$$
(13)

На границе плазмы  $\rho = r$  и S = 0,77. Это соотношение выражает тот простой физический факт, что с точностью до коэффициента порядка единицы обратное время пролета иона от оси до стенки равно скорости его движения, определяемой

радиальным полем  $(eV_{\perp} = kT_e)$ , деленной на радиус трубки.

Согласно теории Кагана — Переля, при  $\lambda_i \ge r$ z может быть определена из экспериментально измеренной скорости  $v_z$  дрейфа ионов с помощью соотношения

$$\bar{v}_z = 0.69 e E/M_j z.$$
 (14)

Таким образом, скорость дрейфа пропорциональна продольному полю E и времени жизни иона в разряде, которое тем меньше, чем больше радиальное поле.

Скорость дрейфа ионов и атомов вдоль трубки определялась с помощью измерения допплеровского сдвига спектральных линий Ar<sup>+</sup>. Оптическая схема установки представлена на рис. 22. Полученные результаты по опре-

 $3_{3}$   $1_{1}$ 

Рис. 22. Оптическая схема установки для измерения сдвига линий Ar I и Ar II.

31. 32. 33, 34 — зеркала,  $\Pi$  — призма, PT — разрядная трубка,  $\Pi_1$ ,  $\Pi_2$ ,  $\Pi_3$ ,  $\Pi_4$ ,  $\Pi_5$ ,  $\Pi_6$  — линзы,  $\Pi$  — щель камеры УФ-90.

делению скоростей ионов и атомов для трубки Ø 2,8 мм приведены на рис. 23 и 24. Как видно из рис. 23 и 24, скорости дрейфа атомов и ионов одного порядка величины. Однако скорость дрейфа ионов уменьшается с ростом силы тока, скорость дрейфа атомов увеличивается. Эти результаты вполне понятны. При условии  $\lambda_i \sim r$  наблюдаемый спад скорости дрейфа ионов с ростом плотности тока связан с увеличением ускорения ионов к стенке за счет роста радиального поля. Существование дрейфа атомов к аноду согласуется с экспериментально наблюдаемой перекачкой газа от катода к аноду за счет увлечения атомов потоком электронов. Причем, как это следует из рис. 23, передаваемый электронами импульс (из расчета на один атом) возрастает с ростом плотности тока *j*, что связано с уменьшением плотности газа с ростом *j*.

В теории Кагана — Переля не учитывалась возможность дрейфа атомов, поэтому в формуле (14)  $\overline{v_z}$  была равна просто скорости дрейфа ионов. В нашем же случае ионы возникают из атомов, движущихся в направлении, противоположном полю; поэтому  $\overline{v_z}$  в формуле (14) будет равна  $\overline{v_z} = \overline{v_i} + \overline{v_a}$ , где  $\overline{v_i}$  и  $\overline{v_a}$  — скорости иона и атома, определенные из сдвига спектральных линий ионов и атомов. Из скорости  $\overline{v_z}$  по формуле (14) и определялась скорость ионизации. Полученные результаты приведены в табл. V (для трубки  $\emptyset$  2,8 мм). В этой же таблице приведены





Рис. 23. Зависимость дрейфовой скорости атомов от силы тока разряда для трубки Ø 2,8 мм.  $\Delta - p_0 = 0.12 \text{ mop}, \times - p_0 = 0.36 \text{ mop},$  $\Box - p_0 = 0.62 \text{ mop}.$ 

Рис. 24. Зависимость дрейфовой скорости ионов от силы тока разряда для трубки  $\emptyset$  2,8 мм.  $\Box - p_0 = 0.62 \text{ mop}, \bigcirc - p_0 = 0.36 \text{ mop}, \\ \bigtriangleup - p_0 = 0.12 \text{ mop}.$ 

результаты расчета z согласно теории Лэнгмюра — Тонкса с использованием экспериментальных значений  $T_e$  из табл. III. Как видно из табл. V, согласие между двумя значениями z удовлетворительное, что явно указывает на разумность оценок  $T_e$ , результаты которых приведены в табл. III. В ФИАН также были проведены измерения сдвига линий

Таблица V

Скорость ионизации z в зависимости от плотности тока для трубки Ø 2,8 мм

[	z, 106 ионизаций/электрон · сек · см3							
ј, a/см²	$p_0 = 0,21$	mop	$p_0 = 0,3$	7 mop	$p_0 = 0,62  mop$			
	из сдвига линий	из Т <sub>е</sub>	из сдвига линий	из Т <sub>е</sub>	из сдвига линий	из Т <sub>е</sub>		
100 160 200 240 300 330	3,0 3,3 3,4 3,4 3,4 3,4 3,5	 2,6 2,8 3,0 3,3 3,4	3,2 3,5 3,6 3,7 3,8 3,8 3,8	2,5 2,8 2,9 3,2 3,3	3, 6 3, 9 4, 2 4, 3 4, 2 4, 1	2,0 2,2 2,4 2,7 2,8		

Аг II в капилляре  $\emptyset = 1,6$  мм вплоть до плотности тока 500  $a/cm^2$ . Эти измерения показали, что z в этом капилляре больше, чем в капилляре  $\emptyset 2,8$  мм, и достигает  $(1 - 2) \cdot 10^7$ . Подчеркнем, что приведенные в табл. V значения z, так же как и значения  $T_e$  в табл. III, являются оценочными ввиду сложности исследуемого разряда по сравнению с моделью разряда, положенной в основу теорий Лэнгмюра — Тонкса и Кагана — Переля.

Необходимо еще отметить два обстоятельства. Во-первых, согласно теории Кагана — Переля, z может быть определена не только из сдвига линий иона, но и с помощью формулы

$$T_{\rm W}^* = T_a + (0.82e^2 E^2 / kMz^2), \tag{15}$$

где  $T_{||}^*$  — температура, определенная из допплеровской ширины линии иона, наблюдаемой вдоль разряда. Несмотря на то, что эта формула не учитывает возникновения иона из атома, имеющего скорость, направленную против продольного поля, оценки по этой формуле дают значения, заниженные по сравнению с оценками z по формуле (14) не более чем в 2—3 раза.

Во-вторых, z в интересующем нас разряде может быть рассчитана по известной температуре электронов и сечениям ионизации. Проведенные П. Л. Рубиным расчеты с учетом того, что существенна ионизация не только из основного состояния атома аргона, но и из метастабильного, показали, что полученные таким образом значения z в 3—10 раз больше, чем приведенные в табл. V. Такого рода расхождение может быть связано с недостаточной надежностью использованного сечения ионизации из метастабильного состояния. Поэтому мы считаем более достоверными оценки z, приведенные в табл. V.

#### 2. Разряд в продольном магнитном поле

Поскольку наложение внешнего продольного магнитного поля приводит к существенному увеличению выходной мощности Ar<sup>+</sup>-OKГ, представляет несомненный интерес выяснение физических процессов, при-

водящих к этому эффекту, и в первую очередь зависимости параметров плазмы разряда ОКГ магнитного OT поля. В экспериментах, проведенных в ФИАН, было исследовано влияние магнитного поля на температуру атомов  $(T_a)$ и скорость дрейфа атомов и ионов. Температура определялась по допилеровскому уширению спектральных линий, измеряемых с помощью эталона Фабри — Перо, скрещенного с дифракционным спектрографом. Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 25. При проведении экспериментов с магнитным полем не-



Рис. 25. Оптическая схема установки для исследований в магнитном поле.



обходимо иметь в виду, что магнитное поле приводит к расщеплению спектральных линий. Поэтому выбирались линии, для которых *g*-факторы верхнего и нижнего состояний равны; тогда вдоль по полю наблюдается дублет и одна из компонент дублета может быть выделена с помощью ахроматической пластинки в четверть волны (призма Френеля) и поляроида. Из ионных линий была выбрана линия  $\lambda$  5145 Å ( $g_1 = g_2 = 1,334$ ). Из атомных линий предпочтение было отдано линии  $\lambda$  4158 Å, у которой *g*-факторы близки друг к другу ( $g_1 = 1,420$ ,  $g_2 = 1,506$ ) и в пределах ошибки эксперимента тонкой структурой зеемановского расщепления можно было пренебречь. Измерения проводились в магнитном поле при напряженности, близкой к оптимальной для генерации и равной 700 э. Измерения показали, что температура атомов при наложении поля остается постоянной, продольная «температура» ионов  $T_i$  уменьшается не более чем на 10—15%, скорость дрейфа ионов и атомов уменьшается примерно на 10%, т. е. магнитное поле 700 э существенно не меняет эти параметры

Н, э	2, 108 сек-1	$T_e$ , °K	T <sub>e</sub> , °K H, <i>ə</i>		$T_{e}, 10^{3} \circ \mathrm{K}$	
0	2,5	52	330	$0,81 \\ 0,31 \\ 0,25$	41	
185	1,8	48	560		35	
300	0,95	42	680		33	

т	я	б	π	и	π	а	VI	
	a	v	×1.	ĸ	н.	а.	¥ .1	

плазмы. С другой стороны, интенсивность линий спонтанного излучения атомов аргона уменьшилась вдвое, а интенсивность линий ионов увеличилась вдвое, это явно указывало на изменение  $T_e$  и  $N_e$  с ростом H. Что касается этих основных параметров разряда, определяющих скорость накачки на верхний и нижний лазерные уровни, то здесь можно сказать следующее.

При наложении магнитного поля на разряд, удовлетворяющий усло-

вию  $\lambda_i \ge r$ , согласно Дж. Форресту и Р. Франклину <sup>96</sup>, скорость диффузии электронов к стенке уменьшается, что приводит к снижению и видоизменению радиального потенциала. В результате этого скорость ионизации и температура электронов снижаются. Табл. VI иллюстрирует зависимость  $T_e$  и z от H. В качестве исходных  $T_e$  и z были взяты экспериментальные данные при H = 0 для капилляра  $\emptyset 2.8$  мм при  $p_0 = 0.37$ ,  $j = 160 \ a/cm^2$ , для которых  $T_a = 1800^\circ$  С и  $T_e = 52\ 000^\circ$  К. Приведенные данные получены Ю. А. Пекаром и П. Н. Захаровым по теории Форреста и Франклина. Из табл. VI следует, что с ростом магнитного поля от 0 до 680 э температура электронов уменьшается от 52 000 до 33 000° К.

Влияние магнитного поля на работу ионного аргонового ОКГ непрерывного действия исследовалось экспериментально в работе <sup>88</sup>. Диаметр капилляра в этой работе составлял 1—3 мм, сила тока разряда 5—20 а. При росте напряженности магнитного поля от 0 до 700 э величина  $T_e$  уменьшалась от 4.10<sup>4</sup> до 2,6.10<sup>4</sup> °К. Концентрация электронов с ростом поля возрастала. Были проведены также оценки заселенности лазерных уровней. Они показали, что плотность инверсии зависит от поля немонотонно: в области 2—4 кэ имеется максимум.

Как видно из вышеизложенного, сильноточный дуговой разряд Ar<sup>+</sup>-OKГ обладает рядом особенностей, усложняющих его понимание. Наличие больших радиальных полей и связанные с этим отклонения от изотропности и максвелловского распределения ионов и электронов по скоростям, высокая температура газа, его вытеснение из капилляра и перекачка, существенная радиальная неоднородность плотности газа, а также то обстоятельство, что длины свободного пробега частиц одного порядка с радиусом капилляра, — все эти факторы затрудняют построение сколько-нибудь полной теории такого разряда. Поэтому для количественного описания характеристик разряда и процессов, приводящих к образованию инверсии в Ar<sup>+</sup>-OKГ, приходится пользоваться сильно упрощенными моделями разряда, для которых могут быть проведены расчеты, и контролировать применимость выбранных моделей сравнением

388

теоретических результатов с экспериментом. К числу обычно используемых упрощений относятся пренебрежение радиальной неоднородностью разряда, предположение о максвелловском распределение электронов но энергиям, использование результатов теории Лэнгмюра — Тонкса, несмотря на невыполнимость условия  $\lambda_i \gg r$ , и ряд других.

Приведенные в данной главе материалы показывают, что в области изучения газового разряда  $Ar^+-OK\Gamma$  без магнитного поля достигнуты существенные успехи. В то же время разряд с магнитным полем, его основные параметры, концентрация,  $T_e$  и сам механизм действия магнитного поля на разряд, приводящий к увеличению инверсии и выходной мощности  $Ar^+-OK\Gamma$ , изучены совершенно недостаточно. Для дальнейшего экспериментального исследования параметров разряда  $Ar^+-OK\Gamma$ , в особенности при наличии магнитного поля, желательно применение новых методов диагностики плазмы, в частности микроволновых методов.

#### VI. ВЕРОЯТНОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ И СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ИОНА АРГОНА

Основной конфигурации  $3p^4$  двукратно заряженного иона аргона соответствуют термы  ${}^{3}P$ ,  ${}^{1}S$  и  ${}^{1}D$ . Согласно правилу Гунда, основным термом Ar II будет  ${}^{3}P$ , выше будет расположен терм  ${}^{1}D$  и за ним — терм  ${}^{1}S$ . В соответствии с этим однократ-

но заряженный ион Ar II будет 40, см иметь три системы термов с тер- 2/0000 мами ионного остатка  ${}^{3}P$ ,  ${}^{1}S$ ходами генерации непрерывно действующего ОКГ являются переходы между уровнями с ион- 180000 ным остатком <sup>3</sup>*P*, мы будем интересоваться только этой 170000 группой уровней. Возможность рассмотрения процессов, происходящих между уровнями, 150000 имеющими один ионный остаток, при пренебрежении пере- 140000 ходами между системами уровней с разными ионными остатками обусловлена тем, что веро- 120000 ятности переходов, как радиационных, так и электронностолкновительных, между системами термов будут гораздо меньше вероятностей переходов пределах каждой системы.

Основной конфигурацией Ar II является  $3p^5$  с уровнями  ${}^2P_{1/2}$ ,  ${}_{3/2}$ . Верхней лазерной конфигурацией является  $3p^44p$ , нижней —  $3p^44s$ . Воз-



Рис. 26. Схема электронных конфигураций иона аргона.

Цифры у стрелок — значения радиационных вероятностей переходов в ед. 10<sup>8</sup> сек-1.

бужденным конфигурациям  $3p^4nl$  Ar II соответствуют дублетные и квартетные термы. Конфигурации  $3p^44s$  принадлежат уровни  ${}^2P_{1/2,3/2}$ и  ${}^4P_{1/2,3/2,5/2}$ , конфигурации  $3p^44p$  — уровни  ${}^2S_{1/2}$ ,  ${}^2P_{1/2,3/2}$ ,  ${}^2D_{3/2,5/2}$ и  ${}^4S_{3/2}$ ,  ${}^4P_{1/2,3/2,5/2}$ ,  ${}^4D_{1/2,3/2,5/2}$ ,  ${}^7D_{2,5/2}$ . На рис. 26 приведена энергетическая схема конфигураций Ar II. Цифры у стрелок между конфигу-

рациями дают средние радиационные вероятности переходов, рассчитанные Статцем и др. <sup>37</sup>, с исправленными П. Л. Рубиным \*) значениями вероятностей переходов в основную конфигурацию 98. Запрет по спину для радиационных переходов с квартетного терма  $3p^44s^4P$  на основной дублетный терм не является строгим, поскольку для этой конфигура-ции LS-связь справедлива лишь приближенно <sup>37</sup>. Однако вероятность переходов из  $4s^4P$  в основное состояние на два порядка меньше, чем вероятность перехода, приведенная на рис. 26 для 4s<sup>2</sup>P. Спиновый запрет также не выполняется и для переходов между возбужденными конфигурациями, но вероятности переходов между квартетными и дублетными возбужденными конфигурациями на порядок меньше, чем в пределах каждой из групп уровней одной мультиплетности <sup>37</sup>. Нарушение правила отбора по спину означает, как отмечено выше, что вероятности переходов между возбужденными уровнями Ar II нельзя рассчитывать в приближении LS-связи. Нужно пользоваться промежуточным типом связи, как это сделал Статц и др. <sup>37</sup>, а затем Г. Марантц <sup>99</sup> при расчете вероятностей переходов как между дублетными и квартетными уровнями, так и для интеркомбинационных переходов между ними. Сопоставление этих расчетов с экспериментальными данными показало вполне удовлетворительное согласие теории и опыта <sup>37, 100</sup>. Так как для дальнейшей дискуссии понадобятся только средние вероятности переходов между конфигурациями (а не между уровнями), мы ограничились приведением на рис. 26 средних вероятностей переходов только для конфигураций \*\*). Как видно из рис. 26, вероятности переходов только для конфигураций 3d, 4s, 4d в основную равны соответственно 120; 26; 36 (в ед.  $10^8 \ cec^{-1}$ ). Эти значения относятся, конеч-но, к переходам с дублетных уровней. Вероятности переходов  $4p \rightarrow 4s$ и  $4d \rightarrow 4p$  равны 1 и 2,4 (в ед.  $10^8 \ ce\kappa^{-1}$ ), и они одни и те же как между квартетными, так и между дублетными уровнями. Подчеркнем, что исправленные значения для вероятностей переходов  $4s \rightarrow 3p$  хорошо согласуются с работой Беннетта 85, в которой измерена лоренцева ширина линии λ 4 880 Å и найдено, что она в пять раз больше той, которую следовало бы ожидать для естественной ширины при вероятности перехода  $4s \rightarrow 3p$ , приведенной в работе <sup>37</sup>. Сечения  $\sigma_e$  для возбуждения Ar II электронным ударом были рассчитаны численно 106 в борн-кулоновском приближении, при котором внешний электрон описывается кулоновскими функциями непрерывного спектра. В этом приближении эффективное сечение возбуждения конфигурации не зависит от схемы связи атомных электронов. В расчетах использовались полуэмпи-рические радиальные функции <sup>107</sup>. Расчет сечений между отдельными уровнями конфигураций не проводился, так как он требует использования для Ar II промежуточной схемы связи, что представляет весьма трудоемкую задачу. В табл. VII приведены значения (veoe) скорости возбуждения Ar II из основного и возбужденных состояний из расчета на один электрон и один ион.  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  означает усреднение сечений  $\sigma_e$ по максвелловскому распределению скоростей ve. Приведенные в таблице значения  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  относятся ко всем трем (<sup>3</sup>*P*, <sup>1</sup>*D* и <sup>1</sup>*S*) ионным остаткам.

<sup>\*)</sup> В статье Статца и др., рассчитавших впервые вероятности переходов Ar II, допущен ряд опечаток. В подписи к рис. 1 статьи указано, что вероятности переходов выражены в ед.  $10^7 \ ce\kappa^{-1}$ . На самом деле они выражены в  $10^8 \ ce\kappa^{-1}$ . Затем для вероятности перехода  $3d \rightarrow 3p$  дано значение  $2,4\cdot10^7 \ ce\kappa^{-1}$ , тогда как должно быть  $24 \times \times 10^8 \ ce\kappa^{-1}$ . Наконец, для всех переходов в основное состояние вероятности переходов занижены в пять раз, так как авторы опустили множитель 5, связанный с числом эквивалентных электронов. В рис. 26 внесены все исправления. Они согласованы со Статцем.

<sup>\*\*)</sup> Вероятностям переходов, временам жизни уровней и сечениям возбуждения. Ar II посвящены также работы <sup>101-105</sup>.

<i>Te</i> , 10 <sup>4</sup> °К Переход	2	3	5	8	10
3p - 4p $3p - 3d$ $3p - 4d$ $3p - 5d$ $3p - 4s$ $3p - 5s$ $3d - 4p$ $4s - 4p$ $4s - 3d$	$\begin{array}{c} 4,7\cdot 10^{-3}\\ 0,99\cdot 10^{-1}\\ 0,97\cdot 10^{-3}\\\\\\ 9,3\cdot 10^2\\ 3\cdot 10^3\\ 8,2\cdot 10^2\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,18\\ 3,0\\ 0,078\\ 0,0047\\ 0,23\\ 0,003\\ 1900\\ 4800\\\end{array}$	3,0 44 2,4 0,22 2,7 0,10 2000 6600 -	$\begin{array}{c} 14\\ 190\\ 16\\ 1,8\\ 11\\ 0,62\\ 2000\\ 7700\\\end{array}$	$23 \\ 300 \\ 28 \\ 3,4 \\ 17 \\ 11 \\ 1900 \\ 8000 \\ -$

Группе термов, связанных с ионным остатком <sup>3</sup>*P*, соответствуют значения, равные трем пятым  $\langle v_e \sigma_e \rangle$ , приведенного в табл. VII. Как видно из таблицы, при температурах от 30 000° до 100 000° К скорости заселения из основного состояния конфигураций  $3p^44s$ ,  $3p^44p$  и  $3p^44d$  почти одинаковы и увеличиваются в указанных пределах от  $10^{-11}$  до  $10^{-9} cm^3/ce\kappa$ . Очень резкий спад  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  (почти на два порядка) наблюдается для этих переходов при снижении температуры от 30 000° до 20 000° К. Скорость заселения из основного состояния конфигураций  $3p^43d$  на порядок выше, а 5s- и 5d-конфигураций — на порядок или даже два меньше, чем  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  для конфигураций 4s, 4p и 4d. Скорости возбуждения лазерной конфигурации 4p из конфигураций 3d и 4s порядка  $10^{-7}$  и почти не зависит от температуры, так же как и  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  для перехода  $4s \rightarrow 3d$ .

### VII. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ

Рассмотрим роль различных процессов в создании инверсной заселенности в Аг<sup>+</sup>-ОКГ. В табл. VIII приведены результаты расчета скоростей накачки и заселенностей конфигураций Ar II при трех давлениях Ar и двух плотностях тока, для которых имеются экспериментальные значения  $N_e$  и  $T_e$  для разряда в капилляре  $\emptyset$  2,8 мм, приведенные в третьей колонке таблицы. В следующих двух колонках представлены скорости накачки конфигураций 4s и 4p (только дублетных термов с атомным остатком <sup>3</sup>P) из основной конфигурации 3p<sup>5</sup> Ar II. Расчет проводился для каждого режима путем умножения  $N_e^2$  на значения  $\langle v_e \sigma_e \rangle$ , получаемые интерполяцией из значений (veoe), приведенных в табл. VII. Как видно из табл. VIII, при всех режимах скорости накачки в 4s- и 4pконфигурации из основного состояния почти одинаковы и лежат в пределах от 10<sup>17</sup> до 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>сек<sup>-1</sup>. Скорость накачки за счет каскадного процесса  $3p \rightarrow 4d \rightarrow 4p$  составляет не более 9% накачки в конфигурацию 4р из основного состояния. Она приведена в пятой колонке и рассчитывалась согласно выражению  $0,060~N_e^2~\langle v_e\sigma_e \rangle_{3p \to 4d}$ , где коэффициент 0,060равен отношению радиационной вероятности перехода  $4d \rightarrow 4p$  (2,3  $\times \times 10^8$  се $\kappa^{-1}$ ) к сумме вероятностей переходов  $4d \rightarrow 4p$  и  $4d \rightarrow 3p$ (см. рис. 26). Скорость накачки в конфигурацию 4р за счет ступенчатого процесса  $3p \rightarrow 3d \rightarrow 4p$  рассчитывалась исходя из заселенности конфигурации 3d, определяемой накачкой из основного состояния и радиационным распадом с учетом пленения излучения, приводящего к увсличению времени жизни уровня. Согласно теории, развитой в работах Л. М. Бибермана <sup>108</sup> и Т. Холстейна <sup>109</sup>, для цилиндрического объема радиуса R

Таблица VIII

ре, тор	$p_{6}, j, mop a/cm^{2}$	$T_e, 10^4 ^{\circ}\text{K};$ $N_a, 10^{13} _{cm}$	Сі	Скорость накачки, 10 <sup>17</sup> см-3 сех-1			Полная скорость накачки, 10 <sup>17</sup> см-3сея-1		Заселенность конфигурации, 10 <sup>9</sup> см-3		Заселенность дублетной системы на ЕСВ, 10 <sup>8</sup> см-3		Инверсия на ЕСВ,
		E.	$3p \rightarrow 4s$	$3p \rightarrow 4p$	$3p \rightarrow 4d \rightarrow 4p$	$3p \rightarrow 3d \rightarrow 4p$	4p	48	4p	48	4p	48	10 <sup>0</sup> см-3
0.94	160	$T_e = 5, 6,$ $N_e = 2, 9$	1,7	2,4	0,14	0,02	2,6	4,3	2,0	0,12	1,1	0,2	0,9
0,21	330	$T_e = 9, 2,$ $N_e = 2, 9$	7	10,8	0,91	0,06	11,8	18,8	8,3	0,66	4,6	1,1	3,5
0.97	160	$T_e = 5, 2,$ $N_e = 5, 4$	5,2	5,8	0,36	0,29	6,5	11,7	4,7	0,42	2,6	0,7	1,9
0,37	330	$T_e = 9,0,$ $N_e = 5,2$	23	31,6	2,7	0,90	35,2	58,2	25,6	2,0	14,2	3,3	10,9
0.00	160	$T_e = 3, 2,$ $N_e = 14, 4$	4,6	4,0	0,10	3,06	7,1	11,8	2,9	1,6	1,6	2,6	-1,0
0,62	330	$T_e = 6, 5,$ $N_e = 13$	61	99,6	6, 2	35	141	202	80,3	15,4	44,6	25, 6	19,0

и оптически толстого слоя радиационная скорость разрушения уровня уменьшается в g<sup>-1</sup> раз по сравнению с естественной, причем

$$g = 1.60/K_0 R \left[ \pi \ln \left( K_0 R \right) \right]^{1/2}, \tag{16}$$

где  $K_0$  — показатель поглощения в центре допплеровски уширенной линии. Расчеты по этой формуле показали, что при концентрации ионов аргона порядка  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> время жизни 3*d*-конфигурации увеличивается в 14—18 раз, что и было учтено в табл. VIII.

Зная заселенность конфигурации 3d, можно найти скорость накачки  $3d \rightarrow 4p$ ; она равна  $N_{3d}N_e \langle v_e \sigma_e \rangle_{3d \rightarrow 4p}$ . Как видно из шестой колонки габл. VIII, вклад в накачку в конфигурацию 4p за счет процесса  $3p \rightarrow 3d \rightarrow 4p$  не превышает 5% накачки из основного состояния при давлениях  $p_0 = 0,21 - 0,37$  mop и становится сравнимым с накачкой из основного состояния при  $p_0 = 0,6$  mop. Вклад за счет радиационных каскадов из конфигураций 5s, 6s, . . и 5d, 6d, . . . в табл. VIII не учтен, так как значение  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  для заселения этих конфигураций из основного состояния значительно меньше, чем для рассмотренных выше процессов.

В табл. VIII приведены также суммарные скорости накачки в конфигурации 4p и 4s и их заселенности. Скорость накачки в конфигурацию 4s всегда больше, чем в конфигурацию 4p. Это естественно, так как в 4sконфигурацию, кроме электронной накачки с 3p-конфигурации, идет радпационный каскад из 4p-конфигурации. При расчете заселенности 4s-конфигурации, так же как в случае 3d-конфигурации, принималось во внимание пленение излучения, которое становится существенным при  $N_e > 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

При расчете заселенности 4*p*-конфигурации, кроме радиационного перехода 4*p*  $\rightarrow$  4*s*, учитывалось электронное разрушение этой конфигурации за счет переходов 4*p*  $\rightarrow$  3*d* и 4*p*  $\rightarrow$  4*s*. При концентрациях электронов порядка 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> до 28% переходов были вызваны столкновениями с электронами. Таким образом, концентрация электронов порядка 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> является критической. При этой концентрации начинается разрушение инверсии за счет электронных столкновений и пленения излучения.

Возвращаясь к табл. VIII, мы видим, что несмотря на то, что скорость накачки в 4s-конфигурацию всегда больше, чем в 4p, заселенность ее всегда меньше, чем 4p, ввиду гораздо большей скорости радиационного раснада первой конфигурации по сравнению со второй. Это имеет место даже при уменьшении скорости радиационного распада за счет пленения излучения. Из таблицы видно также, что заселенность конфигурации 4p достигает почти 10<sup>11</sup> см<sup>-3</sup>.

При оценке степени активности лазерной среды по ее коэффициенту усиления существенны, конечно, заселенности не конфигураций и уровней, а заселенности на единицу статистического веса (ЕСВ). Прежде чем рассмотреть эти данные, мы должны сделать два замечания. Во-первых, в связи с тем, что степень отклонения возбужденных состояний конфигураций Ar II от LS-связи мала <sup>37</sup>, приведенные в табл. VII значения  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  и скорости накачки относятся к дублетной системе термов. В приближении LS-связи квартетная система уровней будет заселяться значительно менее интенсивно и только за счет обменного взаимодействия. Таким образом, мы имеем все основания считать, что приведенные в табл. VII данные относятся к дублетной системе термов \*). Во-вторых, для оценки заселенностей, приходящихся на единицу статистического веса уровней конфигураций 4s и 4p, нам нужно знать, как будут распре-

<sup>\*)</sup> Согласио оценкам, электронные сечения возбуждения квартетных уровней из основного состояния Ar II в 5—10 раз меньше, чем дублетных.

З УФН, т. 99, вып. 3

деляться заселенности, приведенные в таблице, между уровнями этих конфигураций. Ввиду отсутствия этих данных мы примем наиболее естественное предположение, что распределение заселенностей между уровнями в пределах конфигураций пропорционально статистическим весам. При этих двух предположениях были рассчитаны заселенности и инверсия на единицу статистического веса конфигураций 4s и 4p (статисти-

Таблица IX

Заселенность 4p (и 4s)-конфигурации

Па ме раз	ара- тры ряда	Заселенность на ЕСВ					
ro, mop	j, u, cM2	экспер <b>имс</b> нт	теория	Литератуі			
0,2 0,67 0,3	220 160 160	$(2,5-2,7)\cdot 10^8$ $(2-3)\cdot 10^8$ $(4-8)\cdot 10^8$ $5\cdot 10^8$ (4s)	$2,5 \cdot 10^{8} \\ 1,3 \cdot 10^{8} \\ 3 \cdot 10^{8} \\ 0,7 \cdot 10^{8} $ (4s)	111 87 110 110			

ческий вес дублетной системы термов 4*s*-конфигурации равен 6, для 4*p*-конфигурации он равен 18).

Обсудим теперь приведенные в таблице результаты и сравним их с экспериментом. Как видно из таблицы, с увеличением плотности тока при всех давлениях растет температура электронов, что приводит к росту скорости накачки и плотности инверсии. В табл. IX приведены экспериментальные данные о заселенности 4*p*-конфигурации по трем опубликованным работам <sup>87</sup>, <sup>110</sup>, <sup>111</sup>. Измерения были вынолнены в раз-

рядной трубке Ø 2 мм. Данные о заселенности уровней 4*p*-конфигурации были получены из измерения абсолютных интенсивностей линий, начинающихся с уровней этой конфигурации. Теоретические значения заселенностей получены путем линейной ингерполяции данных табл. VIII.

Таблица Х

<u> </u>		$j = 160 \ a \ c.m^2$			$j = 200 \ a \ cm^2$			$j = 270 \ a' c M^2$			
p <sub>0</sub> , mop		әксперимент			экспе	эксперимен <b>т</b>		эксперимент			
	рас- чет	Ø 2,8 мм (ФИАН)	Ø 2,0 мм 110	рас- чет	Ø 2,8 мм (ФИАН)	Э 2,5 мм 114	рас- чет	Ø 2,8 мм (ФИАН)	Ø 2,5 .n.m 114		
0,2 0,3 1,0	0,75 1,35 -	1,5 2,2 —	$\frac{-}{2,5}$	1,6 2,6	2,7 3,7 0,9	6,3 —	2,6 4,5	5,1 6,3 4,3	9,8 —		

Инверсия на ЕСВ, 10<sup>8</sup> см<sup>-3</sup>

В табл. Х приведено сопоставление расчетных значений инверсии и экспериментальных, измеренных в работах <sup>110, 114</sup> и в ФИАН, между  $4p^2D_{5/2}$ - и  $4s^2P_{3/2}$ -уровнями. Как видно из табл. ІХ и Х, согласие расчетных и экспериментальных значений удовлетворительное, если принять во внимание очень грубое приближение о распределении заселенности между уровнями конфигурации пропорционально атомным статистическим весам, неизбежные ошибки при экспериментах \*) и несколько разные экспериментальные условия. Более надежные расчеты могут быть сделаны только тогда, когда будут рассчитаны значения  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  для уровней. Сопоставим теперь достижимые (согласно расчетам) скорости накачки

<sup>\*)</sup> Кроме заселенностей уровней 4*p*-конфигурации Р. Рудко и С. Танг <sup>110</sup> определили из коэффициента усиления заселенность на единицу атомного веса уровней 4*s*-конфигурации. Она оказалась равной 5·10<sup>8</sup> см<sup>-3</sup> и существенно отличается от теоретической величины, равной 0,5·10<sup>8</sup>. Не исключено, что это расхождение связано с экспериментальной ошибкой.

с наблюдаемыми экспериментально выходными мощностями. Наиболее высокая удельная мощность, достигнутая с помощью Ar+-OKГ непрерывного действия (без магнитного поля), равна 1 вт/см<sup>3</sup>. Для такой выходной мошности необходима скорость накачки 2 · 10<sup>18</sup> см<sup>3</sup>/сек. Из табл. VIII видно, что при оптимальном давлении (0,37 mop) и при  $j = 330 \ a/cm^2$ рассчитанная скорость накачки даже превышает необходимую для получения наибольших мощностей. Таким образом, рассмотренные процессы при использованных нами параметрах плазмы с избытком обеспечивают накачкой рабочие уровни Ar<sup>+</sup>-OKГ. Иначе будет обстоять дело, если мы примем, согласно <sup>83, 87</sup>, температуру плазмы  $\sim 20~000^{\circ}$  К. В этом случае  $\langle v_e \sigma_e \rangle$  для перехода  $3p \rightarrow 4p$  равно  $4.7 \cdot 10^{-13} \ cm^3/ce\kappa$ . При этом значении (ve e)<sub>3p - 4p</sub> для обеспечения скоростей накачки 10<sup>18</sup> см<sup>3</sup>/сек, требуемых для получения удельных мощностей генерации 1 вт.см<sup>3</sup>, необходимы концентрации заряженных частиц, большие 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>, т. е. значительно больше предельной концентрации, при которой инверсия заселенности будет разрушена как за счет электронных столкновений, так и за счет пленения излучения. Отсюда с несомненностью следует, что электронная температура плазмы Аг<sup>+</sup>-ОКГ выше 20 000° К. Подводя итоги проведенных опытов и расчетов, следует отметить, что рассмотренная схема механизма работы Ar<sup>+</sup>-OKГ в основном, по-видимому, правильно отображает положение вещей. Основным процессом накачки в верхнюю лазерную конфигурацию является электронный процесс заселения из основного состояния иона:  $3p \rightarrow 4p$ , с добавкой каскадного  $3p \rightarrow 4d \rightarrow 4p$  и ступенчатого возбуждения  $3p \rightarrow 3d \rightarrow 4p$ . Основным процессом, обеспечивающим разрушение нижней лазерной конфигурации, является излучательный переход  $4s \rightarrow 3p$ .

Отметим, что дальнейшее развитие и уточнение механизма образования инверсии в Ar<sup>+</sup>-OKГ связаны прежде всего с расчетами электронных сечений возбуждения отдельных уровней. Можно ожидать, что роль каскадов и ступенчатого возбуждения для отдельных переходов возрастет. Это прежде всего относится к переходу  $4p \ ^2D_5 \ _2 \rightarrow 4s \ ^2P_{3,2}$  ( $\lambda \ 4880 \ ^{\rm A}$ ), дающему наибольший вклад в генерацию, поскольку наибольшая часть радиационных переходов с конфигурации 4d приходится на этот уровень, точно так же как и наибольшая часть переходов с метастабильного уровня  $3d \ ^2F_{7,2}$  тоже приходится на этот уровень. Выяснению роли метастабильных уровней в заселенности лазерных уровней следует уделить особое внимание. Может быть, именно с этим связан тот факт, что расчетные значения инверсии заселенности систематически меньше экспериментальных (см. табл. IX и X).

До сих пор мы обсуждали механизм работы  $Ar^{+}-OK\Gamma$  без магнитного поля. Ввиду отсутствия надежных данных о параметрал плазмы в магнитном поле, влияние магнитного поля на работу OKГ мы обсудим только качественно, на примере разряда в капилляре  $\emptyset 2,8$  мм при  $p_0 = 0,37$  mop и j = 160  $a/ce\kappa^2$ . Как видно из табл. VI, с ростом магнитного поля от 0 до 700 *сс* температура электронов уменьшается от 52 000° до 33 000° K, что, согласно интерполяции данных табл. VII, приводит к уменьшению скорости накачки примерно в 10 раз. Опыт показывает, что, несмотря на снижение скорости возбуждения, интенсивность спонтанного излучения линий Ar II возрастает в два раза с ростом магнитного поля от 0 до 700 *сс.* Это означает, что  $N_e$  должна возрасти по крайней мере в 4,5 раза (необходимо принять во внимание квадратичную зависимость скорости накачки от концентрации заряженных частиц).

Не исключено, что существенную роль в росте интенсивности спонтанного излучения (а также и вынужденного) линий Ar II играет изменение формы кривой распределения заряженных частиц по сечению разряда. Очевидно, что сужение кривой распределения заряженных частиц приведет к возрастанию скорости накачки в приосевых участках разряда, наиболее существенных для генерации. Если принять предположение, подтверждаемое работами <sup>97, 112, 113</sup>, о спаде температуры и росте концентрации заряженных частиц с ростом напряженности магнитного поля, то становится понятным существование оптимального для мощности генерации магнитного поля.

В самом деле, увеличение магнитного поля будет играть положительную роль для накачки только до тех пор, пока связанное с ним снижение электронной температуры, приводящее к резкому уменьшению скорости накачки (veoe), будет с избытком компенсироваться ростом концентрации электронов на оси разряда. При достаточно большой напряженности магнитного поля, очевидно, компенсация уже не будет иметь места, и тогда магнитное поле будет играть отрицательную роль. Важную роль в существовании оптимального магнитного поля играет, по-видимому, и пленение излучения, роль которого будет возрастать с увеличением магнитного поля, поскольку будет расти концентрация заряженных частиц. О большой роли пленения излучения в существовании оптимального магнитного поля говорят опыты Горога и Спонга 42. Вряд ли спад мощности генерации при магнитных полях, больших оптимальных, связан с возникновением нестабильностей и вызванным ими увеличением взаимодействия разряда со стенками. Если бы этот эффект играл роль, то с увеличением магнитного поля наблюдался бы значительный рост продольной электрической напряженности поля, что не имеет места.

Вышеизложенное показывает неудовлетворительное положение с пониманием работы Ar<sup>+</sup>-OKГ в магнитном поле и необходимость постановки экспериментов, в частности, для выяснения влияния магнитного поля на температуру и концентрацию электронов и их радиального распределения.

### VIII. СПЕКТРЫ ЧАСТОТ ПРОДОЛЬНЫХ ТИПОВ КОЛЕБАНИЙ В ИОННОМ АРГОНОВОМ ОКГ

Впервые частотный спектр продольных типов колебаний Ar<sup>+</sup>-OKГ был изучен У. Ригродом и У. Бриджесом <sup>115</sup> на  $\lambda$  4880 Å. Они использовали сканирующий интерферометр Фабри — Перо толщиной 2,5 см с пределом разрешения 30 *Мгц*. Исследовался основной поперечный тип колебаний *TEM*<sub>00</sub>, высшие типы подавлялись путем диафрагмирования. Было обнаружено, что стабильный по амплитудам спектр генерации имеет место только вблизи порога возбуждения линии. Характерной особенностью этого спектра является увеличенный интервал между частотами генерации, который составляет несколько частотных промежутков резонатора c/2L (L — длина резонатора, c — скорость света). При увеличении тока разряда выше некоторого критического значения характер генерация на всех резонансных частотах. В огибающей амплитудам генерация на всех резонансных частотах. В огибающей амплитуд спектра нестабильной генерации были заметны отчетливые максимумы.

На рис. 27 приведены фотографии спектров нестабильной генерации в λ4880 Å с разверткой во времени, полученные в <sup>116</sup>. Средняя продолжительность генерации в продольных типах колебаний изменяется в пределах от 1 до 5 *жксек*. Она сокращается с увеличением силы тока разряда и с повышением добротности резонатора. Полная мощность генерации на всех частотах остается постоянной во времени, происходит лишь пере-

#### ИОННЫЕ АРГОНОВЫЕ ОКГ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

распределение мощности между типами колебаний. Расстояние между одновременно генерируемыми частотами составляет, как правило, несколько интервалов c/2L. В остальном флуктуации спектра носят хаотический характер. На  $\lambda$  5145 Å наблюдается аналогичная картина флуктуаций частот. Полная ширина сиектра генерации в  $\lambda$  4880 Å при



Рис. 27. Спектр продольных мод с разверткой во времени при генерации в λ 4880 Å Ar<sup>+</sup>-OKΓ без магнитного поля (*TEM*<sub>00</sub>-тип колебаний) <sup>116</sup>.

а) Переход от стабильной генерации на двух частотах к нестабильной в максимумах остаточных пульсаций выпрямленного тока; ток разряда i = 4 a. 6) Нестабильная генерация при токе i = 10 a. e) Участок спектра вблизи центра линии при большой скороети развертки; i = 10 a. Длина капиляра ОКТ 23 см, внутренний диаметр 2 мм, давление р.e. 0, 3 мор, длина резонатора L = 1 м, толщина интерферометра Фабри — Перо 2 см.

токе 10 *а* достигала 9 *Гец.* Значительно бо́льшая ширина спектра по сравнению с Не — Ne-OKГ объясняется более широкой допплеровской линией и более высоким избыточным усилением (превышением усиления над потерями резонатора).

Характерные черты спектра частот  $Ar^+-OK\Gamma$  — разреженность спектра *f* околопороговой области и нестабильная генерация при более высоких уровнях возбуждения — обусловлены конкуренцией продольных типов колебаний. Последняя имеет место вследствие того, что благодаря большой лоренцевой ширине линии рабочих переходов  $\Delta v_L$ , которая, по данным<sup>81</sup>, составляет около 500 *Мгц*, при обычно используемых длинах резонаторов ширина провалов в контуре усиления, образуемых отдельными типами колебаний, превосходит межмодовый интервал резонатора c/2L. По этой причине, в частности, интервал между частотами стабильной генерации в области пороговых токов не зависит от длины резонатора и примерно соответствует величине  $\Delta v_L$ <sup>116</sup>. Как разреженность спектра, так и нестабильная генерация наблюдаются и в Не — Ne-ОКГ на  $\lambda$  6328 Å, однако там они имеют место только при больших длинах резонатора <sup>116-118</sup>. Такое различие связано с меньшей лоренцевой шириной линии Ne<sup>119</sup>.

Описанные результаты были получены с Аг<sup>+</sup>-ОКГ без магнитного поля. Наложение внешнего магнитного поля, как показано в <sup>120</sup>, отодвигает границу нестабильной генерации в сторону бо́льших токов разряда.



Рис. 28. Стабильный двухмодовый спектр λ 4880 Å Ar<sup>+</sup>-ΟΚΓ <sup>121</sup>.

Капилляр диаметром 3 мм и длиною 25 см. сила тока i = 30 а, H = 425 э. Длина резонатора L = 190 см, внутренняя плотность излучения I = 8 sm/cm<sup>2</sup>.

В работе 121 при наличии магнитного поля в 425 э наблюдался стабильный двухмодовый спектр в λ 4880 Å вплоть до плотности излучения внутри резонатора \*) 11 вm/см<sup>2</sup> (рис. 28). Частотный интервал между модами, равный cn/2L, где n — целое число, увеличивался с ростом мощности, причем таким образом, что п линейно зависело от амплитуды электрического поля в резонаторе. Авторы предполагают, что в результате нелинейного взаимодействия в усиливающей среде генерируемые моды «сцеплены» по фазе. В этом случае выходной сигнал ОКГ представляет собой последовательность синусоидальных биений с периодом повторения

T = 2L/nc. Экспериментально определенная амплитуда импульсов внутри резонатора оказалась значительно меньше амплитуды «л-импульсов» \*\*), определяемой из соотношения

$$E\mu_{12}\tau/\hbar = \pi; \tag{17}$$

здесь E — (средняя) амплитуда поля в импульсе,  $\tau$  — длительность импульса,  $\mu_{12}$  — матричный элемент дипольного момента перехода (в расчетах принималось  $\tau = T/2$ ).

Приведенные экспериментальные результаты качественно согласуются с теоретическими расчетами режима самосинхронизованных мод при большом уровне возбуждения <sup>122</sup>. Эти расчеты показывают, что с повышением уровня возбуждения должно происходить увеличение частоты повторения импульсов (увеличение *n*). Амплитуда импульсов также растет, однако при наличии релаксации среды «л-импульсы» не осуществляются. Отметим, что пренебрежение релаксацией среды за время импульса т в Ar<sup>+</sup>-OKГ вообще невозможно вследствие очень малого времени жизни нижних рабочих уровней (см. гл. VI). Действи-

<sup>\*)</sup> Под плотностью излучения внутри резонатора здесь и в дальнейшем имеется в виду сумма мощностей прямой и обратной волн, отнесенная к единице сечения луча.

<sup>\*\*)</sup> Импульсов, которые в отсутствие релаксации среды приводили бы к изменению знака инверсии рабочих уровней.

тельно, минимальная величина т связана с шириной полосы избыточного усиления  $\Delta v_g$  соотношением  $\tau_{\min} \sim 1/\Delta v_g$ . Принимая  $\Delta v_g \sim 10^4 \ Met$ <sup>116</sup>, найдем  $\tau_{\min} \sim 10^{-10} \ cek$ , что сравнимо с временем жизни нижних уровней. Интересно отметить, что в Не — Ne-OKГ ( $\lambda$  6328 Å) режим самосинхронизации мод удовлетворительно описывается теорией «л-импульсов», что связано со значительно меньшими скоростями релаксации рабочих уровней в ОКГ этого типа <sup>118</sup>.

Наиболее короткие импульсы, полученные в <sup>121</sup> при плотности излучения внутри резонатора ~ 11 вт/см<sup>2</sup>, имели длительность ~0,5 нсек. Дальнейшее повышение мощности, насколько можно судить по приведенным в <sup>121</sup> спектрам биений мод, приводило к появлению нестабильной генерации. При плотности излучения 15 вт/см<sup>2</sup> ранее резкие пики биений



Рис. 29. Пульсация в выходном излучении Ar<sup>+</sup>-OKГ <sup>123</sup>, Линия 4880 Å, длина резонатора L = 63 см, канилляр диаметром 2.5 мм и длиной 25 см, ток 6 а. магнитное поле H = 500 э. Шкала частот по оси абсцисс — 2 исек/дел.

мод сильно уширялись. Ширина их достигала ~500 кги, что находится в качественном согласии с наблюдавшейся в <sup>116</sup> средней частотой флуктуаций амплитуд мод нестабильной генерации.

В работе <sup>123а</sup> сообщалось о непосредственном наблюдении периодических пульсаций в выходном сигнале Ar<sup>+</sup>-OKГ с частотой повторения c/2L и 2 (c/2L), что служит прямым доказательством возможности самосинхронизации мод в этом типе ОКГ. Ширина импульсов была 0,5 нсек при периоде повторения 4,2 нсек (рис. 29). Отсюда можно заключить, что в синхронизации участвовало несколько продольных мод.

Естественно сделать предположение о том, что стабильный спектр генерации, наблюдавшийся в <sup>115, 116, 120</sup> при умеренных уровнях возбуждения, является результатом самосинхронизации мод. При увеличении уровня возбуждения выше некоторого критического значения самосинхронизация уступает место режиму свободной генерации, в котором амплитуды и фазы мод беспорядочно флуктуируют. Теория самосинхронизованного режима, развитая в <sup>118</sup> применительно к Не — Ne-OKГ, предсказывает, что при достаточно высоких уровнях возбуждения непрерывная генерация не связанных по фазам мод обеспечивает более эффективное использование инверсии среды и соответственно этому дает бо́льшую среднюю мощность генерации, чем режим самосинхронизации. В этих условиях самосинхронизация не может быть устойчивой и заменяется непрерывной генерацией. По-видимому, того же самого следует ожидать и в Ar<sup>+</sup>-OKГ. Расширение области стабильной генерации в OKГ с магнитным полем может быть связано как с усилением взаимодействия мод вследствие роста однородной ширины линии, так и с общим уширением контура линии.

Для экспериментальной проверки данного предположения необходимо одновременное исследование как спектра мод ОКГ, так и пульсаций его выходного сигнала. К сожалению, такие исследования для Ar<sup>+</sup>-OKГ в настоящее время отсутствуют.

В <sup>1236</sup> изучалось поведение стабильного двухмодового спектра в  $\lambda$  4880 и 5145 Å при изменении напряженности магнитного поля вплоть до H = 3500 э. Было найдено, что интервал между модами увеличивается с ростом поля, причем, начиная с  $H \sim 1000$  гс, он соответствует величине зеемановского расщепления о-компонент.

В заключение данной главы отметим, что флуктуации спектра частот нестабильной генерации могут являться серьезным дополнительным источником шумов в излучении многомодовых Ar<sup>+</sup>-OKГ.

#### **ΙΧ. ΟДНОЧАСТОТНЫЕ ΟКГ**

В ряде приложений ионных аргоновых ОКГ, например в системах связи, голографии, физических исследованиях рассеяния света и других, желательно иметь одночастотные ОКГ, способные генерировать один продольный тип колебаний \*).

Методы селекции аксиальных типов колебаний, разработанные применительно к Не — Ne-OKГ, в основном пригодны и в случае Ar<sup>+</sup>-OKГ.



Рис. 30. Схема одночастотного Ar<sup>+</sup>-ОКГ с дополнительным резонатором <sup>127</sup>. 1 — разрядная трубка, 2 — призма, 3 — пьезокерамический блок, M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>, M<sub>3</sub>, M<sub>4</sub> — зеркала резонатора.

Однако благодаря значительно большей ширине линии усиления в Ar<sup>+</sup>-ОКГ появляются дополнительные трудности в селекции типов колебаний. По этой причине, в частности, не используется метод простого сокращения длины резонатора <sup>126</sup>. С другой стороны, большая лоренцева ширина линии благоприятна для селекции мод. Ниже рассмотрены различные способы осуществления одночастотного режима в Ar<sup>+</sup>-OKГ.

Первое сообщение о получении одночастотной генерации в Ar<sup>+</sup>-OKГ было сделано П. Зори <sup>127</sup>. Он использовал в качестве селектирующего элемента дополнительный резонатор с большим разделением собственных частот по схеме, ранее примененной П. Смитом в He — Ne-OKГ <sup>129</sup>. Установка Зори изображена на рис. 30. Дополнительный резонатор образован плоскими зеркалами  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ , из которых  $M_1$  и  $M_3$  имеют высокий коэффициент отражения, а зеркало  $M_2$ , через которое осуще-

<sup>\*)</sup> Мы здесь не будем затрагивать вопроса о селекции длин воли, соответствующих различным переходам Ar II. Указанная селекция наиболее простым способом достигается путем помещения в резонатор диспергирующей призмы <sup>124</sup>. Разработаны также устройства, дающие возможность быстрого «переключения» длины волны генерации <sup>125</sup>. Мы не будем касаться также селекции поперечных типов колебаний.

ствляется связь с основным резонатором, является полупрозрачным. Выходное зеркало  $M_4$  с радиусом кривизны 2 м имеет пропускание 9% для  $\lambda$  4880 и 5145 Å. Оптический путь между зеркалами  $M_1$  и  $M_2$  составляет 2,12 см. Длина основного резонатора  $M_1M_4$  равняется 1 м. Зеркало  $M_3$ укреплено на пьезокерамическом блоке, который позволяет настраивать рабочую частоту ОКГ на центральную часть линии усиления. Для выделения длины волны рабочего перехода в резонатор помещалась призма. Использовалась трубка с кварцевым капилляром внутренним диаметром 2 мм и длиною 50 см. Ток разряда равнялся 15 а при давлении наполнения 0,5 mop.

Действие трехзеркального резонатора Смита эквивалентно действию зеркала с комплексным коэффициентом отражения по амплитуде <sup>129</sup>

$$r_e = \frac{t_2^2 r_1 \exp\left(-i\Phi_1\right)}{1 - r_2^2 r_1 r_3 \exp\left(-i\Phi\right)},$$
(18)

где  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$  — коэффициенты отражения зеркал  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ ,  $t_2$  — пропускание зеркала  $M_2$  (амплитудные значения),  $\Phi_1 = 4\pi L_1/\lambda$ ,  $\Phi = 4\pi (L_1 + L_2)/\lambda$  (см. рис. 30). Анализ выражения (18) показывает, что максимумы отражения резонатора Смита по своей форме и ширине аналогичны максимумам пропускания обычного интерферометра Фабри — Перо с коэффициентом отражения пластин  $R_{\Phi\Pi} = R_2$  и поглощением внутри, характеризуемым прозрачностью  $\tau_{\Phi\Pi} = \sqrt{R_1R_3}$  ( $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  — коэффициенты отражения зеркал по мощности). Расстояние между последовательными максимумами в шкале частот равно  $\Delta v = c/2$  ( $L_1 + L_2$ ), а ширина максимумов (на уровне половины мощности) составляет

$$\delta v = \Delta v \left( 1 - \sqrt{R_1 R_3} R_2 \right) / \pi \sqrt{R_2 \sqrt{R_1 R_3}}.$$
<sup>(19)</sup>

В Ar<sup>+</sup>-OКГ большая ширина области избыточного усиления линий приводит к необходимости использовать дополнительные резонаторы с увеличенным разделением собственных частот  $\Delta v$  по сравнению с He — Ne-OKГ, хотя это и неблагоприятно с точки зрения селекции частот. В рассматриваемой работе <sup>127</sup> было взято  $\Delta v = 7000 M eq$ . Что касается ширины максимумов, то, по-видимому, достаточно, чтобы она не превосходила ширину провала, образуемого в линии усиления генерируемым типом колебаний <sup>128</sup>. Последняя в Ar<sup>+</sup>-OKГ может достигать 1000 M eqи более. Подставляя в (19)  $\Delta v = 7000 M eq$ ,  $R_2 = 0.6$ ,  $R_1 = R_3 = 1$ , найдем  $\delta v = 1100 M eq$ . Увеличение коэффициента отражения разделительного зеркала приводит к повышению селектирующей способности резонатора Смита. Отметим, что во всех случаях селекции аксиальных мод обязательным является подавление высших поперечных типов колебаний.

В работе <sup>127</sup> была достигнута мощность одночастотной генерации 130 мвт на  $\lambda$  4880 Å и 120 мвт на  $\lambda$  5145 Å. Потери, вносимые резонатором Смита, равнялись 6%. В двухзеркальном резонаторе с одинаковой величиной потерь выходная мощность через зеркало  $M_4$  в тех же линиях составляла 250 и 140 мвт. Однако при замене резонатора Смита высокоотражающим зеркалом соответствующие цифры увеличивались до 490 и 330 мвт. Отсюда видно, что в снижении мощности одночастотной генерации по сравнению с многочастотной играло роль не столько сужение спектра генерации и связанное с ним уменьшение эффективности использования инверсии среды, сколько внесение дополнительных потерь при усложнении резонатора.

Вопрос о соотношении мощностей одночастотной и многочастотной генерации исследовался теоретически и экспериментально в работах <sup>130-132</sup>. Было показано, что в идеальном случае, т. е. без учета потерь, вносимых дополнительным резонатором, в одночастотном режиме может быть использовано 60—70% и более мощности, которую способна отдать среда в многочастотной генерации. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в следующей главе.

В работе <sup>132</sup> тем же методом получена выходная мощность в одной частоте на λ 4880 Å, равная 0,52 *вт.* ОКГ с разрядной трубкой внутренним диаметром 3 *мм* и длиной 46 *см* работал с внешним магнитным полем 1100 э. Указанная мощность достигалась при токе разряда 35 *а.* Магнитное поле не вызывает существенных осложнений в данном методе, поскольку при наличии брюстеровских окон степень эллиптичности поляризованного излучения ОКГ очень мала <sup>133</sup>. Имеется сообщение о получении одночастотной мощности в Ar<sup>+</sup>-ОКГ 2 *вт* <sup>134а</sup>. В <sup>1346</sup> предложено в качестве дополнительного резонатора использовать конфокальный резонатор с наклоненной осью.

Серьезной и в настоящее время до конца не решенной проблемой в рассматриваемом типе ОКГ является стабилизация настройки дополнительного резонатора по отношению к контуру линии усиления. Компактные размеры дополнительного резонатора облегчают применение здесь методов пассивной стабилизации. Так, например, в <sup>135</sup> для увеличения механической жесткости системы предложено в качестве дополнительного резонатора использовать кварцевую призму с нанесенными на ее грани отражающими покрытиями. Недостатком призмы является необходимость ее термостабилизации. Температурный уход частоты резонаторапризмы, обусловленный зависимостью показателя преломления кварца от температуры, составляет, по данным авторов <sup>135</sup>, ~4700 *Мгц* на 1° С. Следует считаться также с возможностью тепловой самофокусировки излучения внутри призмы.

Другая, не менее сложная проблема заключается в стабилизации длины основного резонатора по отношению к длине дополнительного резонатора. Эта проблема во многом является общей для одночастотных и многочастотных ОКГ, однако следует иметь в виду, что в описанной схеме одночастотного ОКГ флуктуации длины основного резонатора приводят к изменениям не только частоты, но и амплитуды выходного сигнала <sup>129</sup>. Указанная особенность одночастотного ОКГ может быть использована для выработки сигнала ошибки в схеме автоподстройки частоты, регулирующей длину основного резонатора. Такая система осуществлена пока только для одночастотного Не — Ne-OKГ <sup>129</sup>. В работе Л. Остеринка и Р. Тарга <sup>136</sup> был применен метод выделения

В работе Л. Остеринка и Р. Тарга <sup>136</sup> был применен метод выделения монохроматического излучения из частотно-модулированного (ЧМ) спектра Ar<sup>+</sup>-OKГ, ранее использованный в Не — Ne-OKГ <sup>137</sup>. Принципиальная схема метода изображена на рис. 31. Глубина модуляции фазы Г в ЧМ сигнале ОКГ определяется соотношением <sup>138</sup>

$$\Gamma = (\delta/\pi) \left( \Delta \Omega/\Delta \omega \right), \tag{20}$$

где  $\Delta \omega = \omega_m - \Delta \Omega$  — расстройка частоты модуляции  $\omega_m$  по отношению к расстоянию между модами  $\Delta \Omega$ , величина  $\delta$  приблизительно равна максимальной задержке фазы за один проход во внутреннем модуляторе (обычно используемые значения  $\delta$  лежат в пределах 0,01—0,2 рад). Такую же глубину модуляции фазы Г должен обеспечивать внешний модулятор, который производит демодуляцию ЧМ спектра в монохроматический сигнал.

Величина Γ определяет при заданной ω<sub>m</sub> ширину спектра ЧМ сигнала. Чтобы в выходном излучении ОКГ имелся единственный ЧМ сигнал, остальные были бы им подавлены, последняя должна приблизительно соответствовать ширине области избыточного усиления линии. Отсюда ясно, что в Ar<sup>+</sup>-OKГ с его широкой допплеровской линией и относительно высоким усилением необходимы существенно бо́льшие Г, чем в He — Ne-OKГ. Согласно <sup>136</sup>, требуемые значения Г для  $\lambda$  5145 Å лежат в пределах 3,8-4,7 рад в диапазоне выходных мощностей 250—400 мвт. Для  $\lambda$  4880 Å с более высоким избыточным усилением была необходима величина  $\Gamma = 10$ уже при мощности 250 мвт. (Для сравнения укажем, что в <sup>137</sup> для He — Ne-OKГ использовалось значение  $\Gamma = 2$ .) Указанное обстоятельство создает трудности двоякого рода. С одной стороны, обеспечение больших



Рис. 31. Схема одночастотного Аг<sup>+</sup>-ОКГ с частотной модуляцией <sup>139</sup>. 1 — зеркала резонатора, 2 разрядная трубка, 3 – внутренний модулятор фазы, 4 - внешний модулятор фазы, 5 - ВЧ генератор, 6 — фазовращатель.

сдвигов фазы во внешнем модуляторе представляет собой весьма сложную гехническую проблему. С другой стороны, при больших Г возникает опасность фазовых искажений ЧМ сигнала <sup>139</sup>. По указанным причинам авторы <sup>136</sup> пришли к выводу, что применение данного метода для λ 4880 Å нецелесообразно, и ограничились получением и исследованием одночастотного выхода на λ 5145 Å.

В установке Остеринка и Тарга <sup>136</sup> использовался ОКГ кольцевого гипа, возбуждаемый высокочастотным разрядом с активной длиной 60 см. В качестве внутреннего модулятора служил кристалл KDP. Частота модуляции 384 *Мгц* соответствовала утроенному межмодовому интервалу резонатора. Таким образом, в ЧМ сигнал связывалась каждая третья мода. Демодуляция производилась путем двукратного пропускания луча через кристалл ниобата лития длиной 2 см. Глубина модуляции  $\Gamma = 4,5$ во внешнем модуляторе достигалась при мощности модулирующего ВЧ сигнала 2 см. Мощность монохроматического излучения в  $\lambda$  5145 Å достигала 350 мсм. При этом мощность в боковых полосах не превышала 0,1% этой величины \*).

Мощность многочастотной генерации в той же линии в отсутствие внутреннего модулятора равнялась 800 мвт. Потери света во внешнем модуляторе составляли 11%. Теоретически данный метод позволяет получить 100%-ное преобразование мощности ОКГ в монохроматический выходной сигнал. Однако на практике потери, вносимые в резонатор модуляционной ячейкой, приводят к существенному снижению одночастотной мощности.

Одним из достоинств рассмотренного метода является возможность стабилизации частоты ЧМ сигнала относительно центра допплеровской

<sup>\*)</sup> Боковые полосы обусловлены амплитудными и фазовыми искажениями ЧМ сигнала или его неполной демодуляцией.

линии. Для выработки сигнала ошибки в системе автоподстройки частоты могут быть использованы биения, которые возникают от первых боковых полос при смещении несущей ЧМ сигнала от центра линии <sup>140, 141</sup>. Таким путем в <sup>141</sup> получена долговременная относительная стабильность частоты He — Ne- и Ar<sup>+</sup>-OKГ, равная 10<sup>-8</sup>.

Заслуживает внимания предложенный Ю. В. Троицким и Н. Д. Голдиной <sup>142</sup> способ селекции продольных мод при помощи тонкой поглощающей пленки, помещаемой в резонатор ОКГ. Использовались пленки из никеля, нанесенные на кварцевую подложку, которые имели коэффициент поглощения 0,14 (в бегущей волне). При совмещении пленки с узловой поверхностью электрического поля стоячей волны одного из типов колебаний вносимые ею потери в данный тип колебаний очень малы (0,2-0,3% в расчете на один проход). В то же время для других типов колебаний затухание может быть значительным и они окажутся погашенными. Таким путем получена одночастотная генерация как в Не — Ne-, так и в Ar<sup>+</sup>-ОКГ. Вместо поглощающей может быть использована рассеивающая пленка <sup>142</sup>.

На интересную возможность осуществления одночастотной генерации в Ar<sup>+</sup>-OKГ на  $\lambda$  5145 Å указал Дж. Форсит <sup>143</sup>. Он использовал резонатор специального вида, в котором лучи, соответствующие  $\lambda$  4880 и 5145 Å, по выходе из разрядной трубки разделялись при помощи призм и каждый из лучей направлялся на отдельное зеркало. При равенстве оптической длины для обоих лучей спектры каждой из линий обнаруживали типичную картину нестабильной генерации. Однако при небольшом изменении оптической длины для одного из лучей характер спектров резко изменялся. В  $\lambda$  4880 Å возникала стабильная генерация на двух широко расставленных модах, в то время как в  $\lambda$  5145 Å имела место одночастотная генерация. Эффект наблюдался в диапазоне напряженностей магнитного поля 600—750 э. Мощность одночастотного выхода в  $\lambda$  5145 Å составляла 70 мет.

Несомненно, что в основе наблюдаемого явления лежит конкуренция переходов, связанных через общее нижнее состояние. Можно предположить, что возникающий двухмодовый режим  $\lambda$  4880 Å аналогичен наблюдавшемуся в рассмотренной выше работе <sup>121</sup>. Для  $\lambda$  5145 Å с более слабым усилением при неодинаковой длине оптического пути подобного рода режим оказывается «невыгодным», так как он сопровождался бы «наложением» импульсов в среде из-за различной частоты их повторения для обеих линий. В этих условиях  $\lambda$  5145 Å «предпочитает» генерировать на одной частоте. (При этом она должна испытывать слабую амплитудную модуляцию с частотой повторения импульсов  $\lambda$  4880 Å.) По-видимому, на этом же пути следует искать ответ на вопрос, почему различие в оптической длине лучей приводит к замене хаотической генерации стабильными спектрами \*).

В заключение отметим, что большинство рассмотренных здесь способов осуществления одночастотных Ar<sup>+</sup>-OKГ представлено единичными работами и, таким образом, эти способы не являются еще достаточно апробированными. Ограниченность имеющегося в настоящее время экспериментального материала не позволяет провести обоснованное сопоставление достоинств и недостатков предложенных конструкций одночастотных Ar<sup>+</sup>-OKГ.

<sup>\*)</sup> Количественную интерпретацию этого явления см. в <sup>160</sup>.

### Х. МОЩНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ В МНОГОЧАСТОТНОМ И ОДНОЧАСТОТНОМ РЕЖИМАХ

Как и в случае других газовых ОКГ, строгое рассмотрение процессов генерации в Ar<sup>+</sup>-ОКГ требует решения нелинейных уравнений, описывающих колебания поля в присутствии активной среды. Однако известный метод У. Лэмба <sup>144</sup> не может быть использован для расчетов практически интересных режимов работы Ar<sup>+</sup>-ОКГ, поскольку он дает результаты только в области малого насыщения среды, т. е. в условиях, близких к порогу возбуждения линий. Удовлетворительное согласие с экспериментом дают расчеты мощности газовых ОКГ на основе более упрощенного, так называемого вероятностного метода <sup>130</sup>, <sup>145-150</sup>. Не вдаваясь в сущность метода и его принципиальные ограничения, рассмотрим, к каким результатам он приводит в случае Ar<sup>+</sup>-ОКГ.

В Ar<sup>+</sup>-OKГ с внешним магнитным полем расчеты генерируемой мощности сильно усложняются из-за зеемановского расщепления линий и в настоящее время в литературе отсутствуют. Поэтому мы ограничимся случаем ОКГ без магнитного поля.

Специфической особенностью Ar<sup>+</sup>-OKГ является дрейфовое движение частиц, приводящее к различию усиления для прямой и обратной волн в резонаторе. На попытках учесть дрейфовое движение <sup>130</sup> мы остановимся позже, причем будет показано, что его влияние на мощность генерации не очень значительно. Во всех приводимых ниже соотношениях, за исключением (21) и (22), предполагается, что дрейф отсутствует и распределение ионов по скоростям максвелловское (соотношения (21) и (22) не зависят от этого предположения). В дальнейшем будут использованы следующие основные допущения:

1) Верхнее и нижнее состояния рабочего перехода, обозначаемые a и b, могут быть охарактеризованы полными вероятностями распада  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$ и вероятностью перехода  $\gamma_{ab}$ , не зависящими от амплитуды поля, а также от скорости движения излучающих частиц.

2) Присутствие генерации не влияет на скорости накачки уровней  $S_a$  и  $S_b$ , за исключением накачки в канале  $a \rightarrow b$ .

Указанные допущения выполняются при условии, что можно пренебречь влиянием генерации на параметры разряда и на заселенности других уровней Ar II, с которыми рабочие состояния могут обмениваться энергией. Предполагается также, что в процессах распада уровней можно пренебречь соударениями ион — ион и ион — атом. На основании рассмотренного выше механизма разряда в Ar<sup>+</sup>-OKГ можно ожидать, что в первом приближении данные условия осуществляются. Конкуренция переходов, одновременно участвующих в генерации, здесь не учитывается.

При сделанных предположениях уравнения баланса заселенностей уровней a и b дают для мощности  $P_v$ , генерируемой во все типы колебаний единичным объемом среды,

$$P_{\mathbf{v}} = h \mathbf{v} T^{-1} \left( \Delta N^{\mathbf{0}} - \Delta N \right), \tag{21}$$

где  $T = [(g_a/g_b) (\gamma_a - \gamma_{ab}) + \gamma_b]/\gamma_a \gamma_b, g_a$  и  $g_b$  — статистические веса уровней,  $\Delta N^0 = n_a^0 - n_b^0 (g_a/g_b), \Delta N = n_a - (g_a/g_b)n_b$  — величины инверсии уровней в отсутствие и при наличии генерации, выражаемые через концентрации ионов  $n_a$  и  $n_b$ . В Ar<sup>+</sup>-ОКГ  $\gamma_b \gg \gamma_a$  и с хорошим приближением  $T^{-1} \approx \gamma_a$ .

Максимальная мощность, которую может отдать среда в состоянии полного насыщения ( $\Delta N = 0$ ), равна

$$P_V^{\max} = h v T^{-1} \Delta N^0. \tag{22}$$

Для сильных переходов Ar<sup>+</sup>-OKГ  $\lambda$  4880 и 5145 Å  $n_a^o \gg n_b^o$  и  $\Delta N^o \approx n_a^o$ . Отсюда максимальная удельная мощность генерации этих линий (по числу квантов) близка к скорости накачки их верхних уровней  $S_a = n_a^o \gamma_a$ . и, таким образом, «квантовый выход» данных рабочих переходов может приближаться к единице.

Выражая величину начальной инверсии  $\Delta N^0$  через коэффициент ненасыщенного усиления в центре линии  $k^0$  (v<sub>0</sub>), найдем

$$P_V^{\max} = \frac{4\pi^{3/2} h v^3 p \Delta v_D T^{-1} k^0 (v_0)}{\sqrt{\ln 2} c^2 A_{ab}} , \qquad (23)$$

где  $\Delta v_D$  — допплеровская ширина линии,  $A_{ab}$  — коэффициент Эйнштейна для спонтанной эмиссии и p — поправка, учитывающая влияние лоренцева уширения линии <sup>147</sup> ( $p \approx 1 + 2\sqrt{\ln 2/\pi} (\Delta v_L/\Delta v_D) \approx 1 + 0.94 (\Delta v_L/\Delta v_D)$ ).

Формула (23) может быть использована для расчета максимальной величины удельной мощности генерации ОКГ без магнитного поля по измеренному ненасыщенному усилению перехода. Так, для  $\lambda$  4880 Å при значении  $k^0$  ( $v_0$ ) = 0,015 см<sup>-1</sup> формула (23) дает  $P_V^{\text{max}} = 0.4 \text{ em/cm}^3$  (приняты значения  $A_{ab} = 8,45 \text{ сек}^{-1}$ ,  $\gamma_a = 1,15 \text{ сек}^{-1}$  <sup>110</sup>,  $\Delta v_D = 3700 \text{ Mey}$ .  $\Delta v_L = 500 \text{ Mey}^{81}$ .

Согласно (21) и (22) удельную мощность Р<sub>V</sub> можно представить в виде

$$P_V = \varkappa P_V^{\max},\tag{24}$$

где величина  $\varkappa = (\Delta N^0 - \Delta N)/\Delta N^0$  характеризует эффективность использования инверсии среды <sup>130</sup>. Если  $P_V^{\max}$  определяется исключительно параметрами среды, то  $\varkappa$  в большей степени определяется добротностью резонатора и характером спектра (одночастотный или многочастотный), хотя зависит также от соотношения лоренцевой и допплеровской ширин линии.

Полная мощность P, генерируемая средой, равна

$$P = \int P_V \, dV = \, \vec{P}_V \vec{V}, \tag{25}$$

где  $\overline{V}$  — эффективный объем поля излучения в активной среде,  $\overline{P}_{V}$  — средняя по объему генерируемая мощность. Определение  $\overline{P}_{V}$  и  $\overline{V}$  представляет сложную задачу в реальных ОКГ, особенно если иметь в виду, что при сравнительно небольших диаметрах капилляра необходимо учитывать как неоднородность поля ОКГ, так и неоднородность активной среды. Расчет  $\overline{V}$  для основного поперечного типа колебаний  $TEM_{00}$  в однородной среде проведен в работах <sup>151, 152</sup>. Ниже предполагается, что как поле излучения, так и активная среда являются пространственно однородными. Выходная мощность ОКГ  $P_{\text{вых}}$  может быть выражена так:

$$P_{\rm BMX} = \xi P, \tag{26}$$

где § зависит только от нараметров резонатора, определяя соотношение полезного пропускания и потерь. Если потери на концах активной среды характеризовать эффективными коэффициентами отражения  $R_1$  и  $R_2$ и пренебречь потерями в самой среде, то с хорошим приближением

$$\xi \approx (t_1 \sqrt{R_2} + t_2 \sqrt{R_1}) / (1 - \sqrt{R_1 R_2}) (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}), \qquad (27)$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — полезное пропускание с обоих концов ОКГ. В резонаторах с высокой добротностью  $\xi \approx (t_1 + t_2)/(2 - R_1 - R_2)$ .

Эффективность использования инверсии х, а следовательно, и генерируемая мощность существенно зависят от того, имеет ли место генерация на многих частотах (в обычном двухзеркальном резонаторе) или одночастотная генерация, получаемая одним из описанных выше способов \*). Рассмотрим эти случаи по отдельности.

1. Многочастотная генерация. Благодаря большой лоренцевой ширине линии в Аг<sup>+</sup>-ОКГ хорошим приближением к действительности является представление об однородном насыщении инверсии и усиления во всем спектральном интервале генерации <sup>145-149</sup>. При

однородном насыщении усиления коэффициент усиления k(v)одинаков для прямой и обратной волн и равен

$$k(\mathbf{v}) = -\ln \sqrt{R_1 R_2}/l, \quad (28)$$

где l — длина активной среды. Эффективность использования инверсии в многочастотном режиме  $\varkappa^{(m)}$  с хорошим приближением может быть выражена так:

$$\kappa^{(m)} = 2\Phi(pX)/\sqrt{\pi pX}, \qquad (29)$$

где  $X = -k^0 (v_0)l/\ln \sqrt{R_1R_2}$  степень насыщения усиления,  $\Phi(z) = (\sqrt{\pi/2}) z \operatorname{erf} (\sqrt{\ln z})$ —  $\ln z - функция, введенная в <sup>145</sup>,$ 

$$\operatorname{erf} y = (2/\sqrt{\pi}) \int_{0} \exp(-t^{2}) dt -$$





Рис. 32. Эффективность использования инверсип  $\varkappa = P_V/P_V^{max}$  в многочастотном и одно частотном Ar<sup>+</sup>-OKГ в зависимости от степени насыщения усиления X.

 многочастотная генерация, 2 — одночастотная генерация.

возбуждения линии,  $X \sim 1$ .) Как следует ожидать, с ростом степени насыщения  $X \varkappa^{(m)}$  увеличивается и в пределе при  $X \to \infty$  стремится к 1 (рис. 32). При степени насыщения X = 10, легко осуществимой для сильных переходов  $Ar^+$ -ОКГ, эффективность использования инверсии достигает 80%. Из (23), (24), (26) и (29) имеем для выходной мощности

$$P_{\text{Bbix}}^{(m)} = P_V^{(n)ax} \varkappa^{(m)} \xi V = \frac{8\pi h v^3}{c^2} \frac{\Delta v_D}{\sqrt{\ln 2}} \frac{T^{-1}}{A_{ab}} \Phi(pX) \left(-\ln \sqrt{R_1} R_2\right) \xi S; \quad (30)$$

здесь V — объем поля излучения в активной среде, S — сечение луча. В случае малых потерь резонатора  $(-\ln \sqrt{R_1R_2}) \xi \approx (t_1 + t_2)/2$ . Плотность излучения внутри резонатора I связана с удельной генерируемой мощностью соотношением  $P_V = kI$ , где k дается (28). Отсюда с учетом (30) получаем для внутренней плотности излучения в многочастотном режиме

$$I^{(m)} = \frac{8\pi\hbar v^3}{c^2} \frac{\Delta v_D}{\sqrt{\ln 2}} \frac{T^{-1}}{A_{ab}} \Phi(pX).$$
(31)

Сравнение (31) с экспериментом производилось для Ar<sup>+</sup>-OKГ в работах <sup>131</sup>, <sup>153, 154</sup> \*\*). Степень насыщения усиления X изменялась путем помещения в полость резонатора калиброванного ослабителя. Было найдено, что зависимость (31) вполне удовлетворительно согласуется с эксперимен-

<sup>\*)</sup> Исключение составляет способ с использованием ЧМ режима. Если распределение амплитуд ЧМ спектра в какой-то мере повторяет распределение амплитуд мод в отсутствие модуляции, то в отношении величин х и *P* данный случай ближе соответствует многочастотной генерации.

<sup>\*\*)</sup> В <sup>153, 154</sup> поправочный множитель *р* не учитывается.

тальными данными (рис. 33). На рис. 34 приведены полученные экспериментально кривые насыщения усиления  $\lambda$  5145, 4880 и 4765 Å <sup>154</sup>. Величина внутренней плотности излучения *I*, которая приводит к уменьшению усиления в 2 раза (X = 2), составляет для указанных линий 23, 160 и 30  $sm/cm^2$ \*).

Более медленное насыщение усиления для  $\lambda$  5145 Å связано с тем, что для данного перехода отношение  $T^{-1}/A_{ab} \approx \gamma_a/A_{ab}$  значительно выше, чем для других двух линий <sup>37</sup>. По этой причине  $\lambda$  5145 Å, обладающая невысоким усилением, при больших уровнях возбуждения становится сравнимой по мощности с  $\lambda$  4880 Å. Теоретические величины *I* при X = 2, рассчитанные по (31) в предположении, что скорости распада уровней определяются излучательными переходами и  $\gamma_{ab} = A_{ab}$ , составляют для





Плотность тока  $j = 300 \ a/cm^2$ ,  $p_0 = =0,3 \ mop. I$  — одночастотный режим, 2 — многочастотный режим. Теоретические данные (сплошные кривые) нормированы таким образом, чтобы при X = 2 имелось точное совпадение с экспериментальными данными (O, ×). Рис. 34. Кривые насыщения усиления для трех линий Ar<sup>+</sup>-OKГ в зависимости от внутренней мощности W <sup>154</sup>.

Плотность тока j = 300  $a/cm^2$ ,  $p_0 = 0,3$  тор, длина капилляра l = 23 см. внутренний диаметр 2 мм.

 $\lambda$  4880, 5145 и 4765 Å соответственно 15,2; 187; 20,4  $em/cm^2$  (для  $\gamma_a$  и  $\gamma_{ab}$  использованы значения <sup>37</sup>, для вероятностей распада нижних уровней принято  $\gamma_b = 2,8 \cdot 10^9 \ cer^{-1}$  <sup>155</sup>). Эти величины удовлетворительно согласуются с приведенными выше экспериментальными данными.

2. Одночастотная генерация. В этом случае в контуре усиления образуется провал, глубина и форма которого зависят от степени насыщения X и от положения частоты генерации v по отношению к центру линии  $v_0$ . (При большой расстройке  $v - v_0$  может иметь место образование двух провалов.) Наиболее просто расчет генерируемой мощности проводится для  $v = v_0$ , хотя мощность в этом случае не максимальна. Согласно <sup>147</sup> при  $v = v_0$  насыщение усиления в зависимости от внутренней плотности излучения дается выражением

$$(pX)^{-1} = (1+\mathcal{J})^{-1/2} \exp\left[(1+\mathcal{J}/\varepsilon^2)\left[1-\operatorname{erf}(\varepsilon\sqrt{1+\mathcal{J}})\right]; \quad (32)$$

<sup>\*)</sup> Приведены данные, уточненные авторами 154.

здесь  $\varepsilon = \Delta v_L \sqrt{\ln 2} / \Delta v_D$ ,  $\mathcal{J} = I / I_0$ ,  $I_0 = 4\pi^2 h v^3 T^{-1} \Delta v_L / c^3 A a b$  — параметр насыщения.

Эффективность использования инверсии в одночастотном режиме  $\varkappa^{(S)}(X)$  может быть определена из соотношения

$$\varkappa^{(S)}(X) = \varepsilon \sqrt{\pi} \,\mathcal{J}(X) / pX, \tag{33}$$

где  $\mathcal{J}(X)$  находится из уравнения (32). Как видно из (33),  $\varkappa^{(S)}(X)$  существенным образом зависит от отношения лоренцевой и допплеровской ширин линий, увеличиваясь с ростом  $\Delta v_t / \Delta v_p$ . Как отмечалось в гл. V, в Ar<sup>+</sup>-ОКГ допплеровская ширина линий ионов может заметно варьироваться в зависимости от условий эксперимента. На рис. 32 приведены величины  $\varkappa^{(S)}$ , рассчитанные по (32), (33) для значения  $\Delta v_L / \Delta v_D = 0.135$ , которое соответствует  $\Delta v_L = 500 \ Meu$  и  $\Delta v_D = 3700 \ Meu$  («продольная» температура ионов ~ 3000° K)\*). Величины  $\varkappa^{(S)}$  и  $\varkappa^{(m)}$ , как следует из (24). пропорциональны мощностям, генерируемым средой в одночастотном и многочастотном режимах. Из рис. 32 видно, что при достаточно больших Х указанные мощности становятся близкими по величине. Это вполне естественно, так как при сильном насыщении усиления в Аг--ОКГ однородная ширина радиационно-уширенной линии, равная  $\Delta v_L \sqrt{1+J}$ <sup>128</sup>, становится сравнимой с шириной спектра генерации в многочастотном режиме. Указанный вывод подтверждается экспериментальным сравнением мощности одночастотных и многочастотных Аг+-ОКГ 127, 131, 132 (см. рис. 33). Для X = 2 теоретическое отношение одночастотной мощности (при нулевой расстройке) к многочастотной равно 0,6. Экспериментальное значение этого отношения, по данным <sup>131</sup>, составляет 0,55. Что касается выходной мощности одночастотного ОКГ, то, как уже отмечалось, она может дополнительно снижаться за счет потерь, присущих используемым методам селекции мод (потери приводят к уменьшению ξ в формуле (26)).

Расчет зависимости мощности от величины расстройки  $\nu - \nu_0$  с учетом дрейфа был выполнен в <sup>130</sup>. Было получено следующее выражение для коэффициента усиления (усредненного для прямой и обратной волн):

$$k = \frac{\Delta N^0}{2} \frac{\sigma_0 \gamma^2}{\sqrt{\pi}u} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left\{-\left[(v - v')/u\right]^2\right\} dv}{\left[L_+(\omega, v) + L_-(\omega, v)\right]^{-1} + \gamma^2 \mathcal{J}},$$
(34)

где использованы следующие обозначения:  $L_{\pm}(\omega, v) = [\gamma^2 + (\omega_0 - \omega \pm \pm Kv)^2]^{-1}$ ,  $\sigma_0 = (\lambda^2/4\pi) (A_{ab}/\gamma)$ ,  $\gamma = \pi \Delta v_L$ ,  $K = 2\pi/\lambda$ ,  $u = \sqrt{2kT/M}$ ,  $M - Macca иона, v' - скорость дрейфа, <math>\omega$  - круговая частота. С помощью (34) коэффициент усиления рассчитывался в функции параметров  $\Delta v_L/\Delta v_D$ ,  $(v - v_0)/\Delta v_D$ ,  $\mathcal{J}$  и дрейфового параметра  $\mathcal{D} = v'/u$ . Далее при помощи вычислительной машины определялись значения  $\mathcal{J}(v - v_0)$  при заданном k и фиксированных значениях  $\Delta v_L/\Delta v_D$  и  $\mathcal{D}$ . На рис. 35 приведены теоретические кривые  $\mathcal{J}[(v - v_0)/\Delta v_D]$  для двух значений дрейфового параметра, а на рис. 36 дано сопоставление расчетной и экспериментальной кривых. В теоретической кривой на рис. 36 значение  $\Delta v_L$  подбиралось таким образом, чтобы обеспечить наилучшее согласие с экспериментальной кривой, величины  $\Delta v_D$  и  $\mathcal{D}$  были взяты из данных <sup>81</sup>. Из приведенных результатов видно, что глубина лэмбовского провала в Ar<sup>+</sup>-OKГ может составлять в типичных случаях ~20% максимальной мощности генерации. Это подтверждается результатами работы <sup>131</sup>, в которой экспериментально измерялся лэмбовский провал в линии  $\lambda$  4880 Å. Как следует из рис. 35,

<sup>\*)</sup> В <sup>132</sup> рассчитаны значения  $\varkappa$ (S) (X) для  $\Delta v_L / \Delta v_D = 0,24$ .

<sup>4</sup> **УФН**, т. 99, вып. 3

дрейфовое движение не очень значительно влияет на величину мощности, хотя все же приводит к некоторому ее уменьшению. Обращает на себя внимание заметное расхождение теории и эксперимента в области частот вблизи центра линии. Как отмечается в <sup>130</sup>, оно связано с приближенным характером использовавшегося в расчетах вероятностного метода.

Мы не будем касаться вопроса о выборе оптимальных параметров резонатора и, в частности, коэффициентов пропускания зеркал для получения максимальной выходной мощности Ar<sup>+</sup>-OKГ. Оптимизация пропускания зеркал сводится к отысканию максимума произведения  $\xi_{\varkappa}$ , что



Рис. 35. Теоретическая зависимость внутренней плотности излучения  $\mathcal{J} = I/I_0$  от расстройки частоты генерации по отношению к центру допилеровской линии при различных уровнях возбуждения.

Принято  $\Delta v_L/\Delta v_D = 0,167$ , дрейфовый параметр  $\mathcal{D} = 0$  (сплошные кривые) и  $\mathcal{D} = 0,2$  (штриховые кривые). Для верхней пары кривых масштаб по оси ординат уменьшен в 10 раз.



Рис. 36. Экспериментальная кривая зависимости внутренней плотности излучения  $\mathcal{J}$  от расстройки частоты (штриховая линия) и теоретическая кривая «наилучшего приближения». Для теоретической кривой принято  $\Delta v_L = 435 \ Meu, \mathcal{D} = 0,157.$ 

может быть выполнено с помощью приведенных выше соотношений и графиков. В случае многочастотного режима генерации без большой ошибки могут быть использованы результаты, полученные без учета лоренцевой ширины линии <sup>146, 148</sup>. В одночастотных Аг<sup>+</sup>-ОКГ необходимо учитывать лоренцеву ширину линии, как это было сделано в <sup>159</sup> для Не — Ne-OKГ.

#### хі. заключение

За четыре года, прошедшие после создания первого Ar<sup>+</sup>-OKГ непрерывного действия достигнуты значительные успехи как с точки зрения разработки различных конструкций Ar<sup>+</sup>-OKГ, так и с точки зрения выяснения физических процессов, обеспечивающих инверсную заселенность. В настоящее время выпускаются коммерческие Ar<sup>+</sup>-OKГ с мощностью до 10 *вт* и сроком службы до 1000 часов. В лабораторных условиях на единичных экземплярах достигнуты выходные мощности до 100 *вт*. Однако Ar<sup>+</sup>-OKГ пока остается сложным в изготовлении и дорогостоящим прибором, что в значительной степени сдерживает его применение в научных исследованиях и для практических целей.

Проведенные в последние годы теоретические и экспериментальные исследования физических процессов в плазме Ar<sup>+</sup>-OKГ привели к пониманию основных черт механизма образования инверсии в этом типе ОКГ. Это позволяет более сознательно подходить к расчету и проектированию ОКГ с оптимальными параметрами и режимами работы. Однако мы все еще не имеем достаточно полной картины в отношении свойств активной среды  $Ar^+$ -ОКГ, и ряд важных вопросов еще ждет своего решения. Это относится, в первую очередь, к вопросу о роли магнитного поля в увеличении мощности  $Ar^+$ -ОКГ, который тем более важен, что большинство  $Ar^+$ -ОКГ работает с магнитным полем. Не вполне ясен также механизм накачки квадруплетных термов конфигураций 4p и, в частности, роль в этой накачке метастабильных состояний 3d. Необходимы теоретические и экспериментальные исследования параметров разряда в секционированных ОКГ и ОКГ с радиочастотным питанием. Важное практическое значение имсет изучение процессов, приводящих к разрушению внутренних стенок трубок в  $Ar^+$ -ОКГ различных типов.

Для оценки перспектив дальнейшего повышения мощности Ar<sup>+</sup>-OKГ большой интерес представляет исследование роли различных факторов, приводящих к насыщению мощности генерации при больших плотностях тока разряда.

Фундаментальное значение для Ar<sup>+</sup>-OKГ имеет проблема повышения их КПД. Проблема КПД особенно остро стоит в случае мощных ОКГ, поскольку при существующем низком КПД для их питания требуются мощности в десятки киловатт. Необходимы специальные исследования с целью изучения влияния на КПД различных факторов (геометрия трубки, режим разряда и др.) и выявления наиболее экономичных способов возбуждения Ar<sup>+</sup>-OKГ. Одним из перспективных направлений в отношении повышения выходной мощности и КПД Ar<sup>+</sup>-OKГ является переход к разрядным трубкам большого диаметра.

В исследовании частотных характеристик излучения Ar<sup>+</sup>-OKГ и в создании одночастотных OKГ сделаны только первые, хотя и важные, шаги. Необходимы дальнейшие исследования взаимодействия типов колебаний в многочастотных OKГ и, в частности, условий существования и характеристик режима фазовой синхронизации мод. Что касается одночастотных OKГ, то здесь желательно иметь более полное представление о характеристиках различных методов селекции типов колебаний в Ar<sup>+</sup>-OKГ и о сравнительных достоинствах и недостатках этих методов. Одной из нерешенных задач является расчет мощности многочастотных и одночастотных Ar<sup>+</sup>-OKГ, работающих с магнитным полем.

Совершенно неудовлетворительно обстоит дело с созданием стабилизированных по частоте Ar<sup>+</sup>-OKГ. Хотя, по-видимому, многие из методов стабилизации частоты, предложенные и осуществленные применительно к He — Ne-OKГ, могут быть использованы и в случае Ar<sup>+</sup>-OKГ, сообщения о работах в этом направлении практически отсутствуют.

Из технических проблем по-прежнему наиболее важными остаются отыскание материалов и конструкций разрядных трубок, выдерживающих высокие плотности тока и обеспечивающих при этом наибольший срок службы, а также разработка способов предупреждения запыления окошек и зеркал мощных Ar<sup>+</sup>-OKГ.

Таков вкратце перечень основных проблем в области ионных аргоновых ОКГ. Можно надеяться, что, наряду с уже достигнутыми успехами, решение названных проблем создаст в ближайшие годы предпосылки к широкому использованию Ar<sup>+</sup>-OKГ в различных областях науки и техники.

После написания настоящего обзора появились две очень интересные работы Г. Герцигера и В. Зеелига, посвященные Аг<sup>+</sup>-ОКГ <sup>156</sup>, <sup>157</sup>. В первой из них <sup>156</sup> предпринята попытка создать упрощенную теорию ионного лазера, пригодную для рас-

чета его основных характеристик. Исходя из баланса мощности, подводимой и расходуемой в разряде, уравнения электропроводности с учетом кулоновских столкно-вений электронов с ионами и уравнения Лэнгмюра — Тонкса, связывающего скорость вении электронов с ионами и уравненая лэнтмора — гонкса, связывающего скорость ионизации z с электронной температурой  $T_e$ , Герцигер и Зеелиг получили аналити-ческие формулы, позволяющие по измеренным значениям E и *i* оценить  $T_e$ ,  $N_e$  и ис-тинную плотность  $N_a$  атомов аргона в разряде. Далее, воспользовавшись теорети-ческими значениями  $N_e$ ,  $T_e$  и  $N_a$ , они получили формулы для скорости накачки и засе-ленности рабочих уровней  $Ar^+ - OK\Gamma$ . Формулы были получены в предположении, что: 1) накачка лазерных уровней происходит из основного состояния иона аргона и 2) в диапазоне энергий электронов от 3 до 12 эв скорость возбуждения лазерных уровней пропорциональна скорости ионизации. Герцигер и Зеелиг не провели детального сравнения расчетных значений  $T_e$  и  $N_a$  ни со своими, ни с литературными данными, однако расчетные значения оказываются вполне разумными и не противоре-чащими экспериментальным результатам <sup>76-80</sup>. Что касается значений N<sub>e</sub>, то, согласно утверждению авторов, они совпадают с экспериментальными <sup>77</sup> с точностью до 10%. Не проведено также сравнения расчетных и экспериментальных заселенностой уровней. Серьезным подтверждением правомерности развитой теории является получение с ее помощью формул, ранее найденных эмпирически, а именно для продольной напряженности поля  $E^{66}$  и для порогового тока  $i_t^{158}$ .

Правильность полученной авторами формулы для расчета мощности Ar+-OKГ убедительно подтверждается очень хорошим согласием экспериментальной зависимости мощности генерации λ 4880 Å от тока для трубок Ø 7 и 10 мм с расчетной зависимостью (см. рис. 10 в работе 156). Несмотря на то, что эксперимент, по-видимому, свидетельствует в пользу моде-

ли Ar+-OKF, проанализированной Герцигером и Зеелигом, мы считаем необходимым обратить внимание на ряд положений, принятых авторами без достаточного обосно-вания. Во-первых, формула теории Лэнгмюра — Тонкса, связывающая скорость ионизации с электронной температурой, применима только при условии  $\lambda_i \gg R$ , в то время как в Ar<sup>+</sup>-OKГ имеет место  $\lambda_i \sim R$ . Во-вторых, предполагается, что иони-зация в Ar<sup>+</sup>-OKГ осуществляется из основного состояния атома аргона, между тем не исключена возможность, что существенной, а может быть, и главной является ионизация из метастабильных состояний атома аргона. В-третьих, принятое в работе 156 предположение о пропорциональности между скоростями ионизации и возбуждения лазерных уровней (в диапазоне энергий электронов 3-12 эс) не обосновано и на самом деле не имеет места 106.

Вторая работа тех же авторов 157 посвящена подробному описанию экспериментальных исследований ионных ОКГ с трубкой больших диаметров (7-15 мм), краткие сообщения о которых были упомянуты в обзоре. Достигнута мощность 120 вт на переходах 4p — 4s År II в видимой области спектра и мощность 1,5 em на ультрафиолетовых переходах Ar III (λ 3638 и 3511 Å) и Kr III (λ 3507 Å) в непрерывном режиме. Высокая плотность инверсии (7 ·10<sup>9</sup> см<sup>-3</sup>) позволила получить сверхизлучение мощностью 20 вт в трубках длиной 2 м при диаметре 12 мм на линиях Ar II λ4880 и 5145 Å за счет усиления спонтанного излучения при многократном его прохождении через активную среду. Таковы в основном результаты этих двух интересных работ.

Физический институт им. П. Н. Лебедева

AH CCCP

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott, Phys. Rev. Let. 6, 106. (1961).

- (1961).
  2. А. Шавлов, УФН 81 (4), 745 (1963); 84 (2), 303 (1964).
  3. В. Р. Беннетт, УФН 81 (1), 119 (1963).
  4. W. R. Bennett, всб. Chemical Lasers (Appl. Opt. Suppl. 2), 1965, стр. 2.
  5. А. L. Bloom, Proc. IEEE 54, 1262 (1966).
  6. L. Allen, D. G. C. Jones, Advances Phys. 14, 479 (1965).
  7. A. Garscadden, всб. A Survey of Phenomena in Ionized Gases, Invited Paper from the Eight International Conference on Phenomena in Ionized Gases, International Atomic Express Accurate Apple. 2015.

- рег from the Eight International Conference of Fileflomena in folized Gases, In-ternational Atomic Energy Agency, Vienna, 1968, стр. 335. 8. В. П. Тычинский, УФН 91 (2), 389 (1967). 9. Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков, УФН 91 (3), 425 (1967). 10. Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков, всб. The Physics of Electronics and Atomic Collisions, Invited Papers from the Fifth International Conference, 1967, стр. 49 (Library of Congress Catalog Card Number 68-64013 Printed in the USA).

- 11. Н. Н. Соболев, В. В. Соковиков, всб. A Survey of Phenomena in Ioni-zed Gases, Invited Paper from the Eight International Conference of Phenomena in Ionized Gases, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1968, crp. 401.
- 12. Laser Focus 3 (23), 12 (1967)
- 13. Laser Focus 3 (19), 21 (1967).
  14. Laser Lett. 4 (3) 2 (1967).

- D. de Bouard, IEEE J. Quantum Electr. QE-4 (5), 64 (1968).
   I. P. Segrè, Proc. Natl. Electr. Conf. U.S.A., 1965, crp. 48.
   a) R. Paananen, IEEE Spectrum 3 (6), 88 (1966). 6) P. M. Armand, Ann.
- de radioelectr. 22 (89), 191 (1967). 18. W. H. Mahan, J. R. Bowen, IEEE J. Quantum Electr. QE-2 (4), IX (1966). 19. R. Hoye, J. Minton, Surg. Forum 16, 93 (1965). 20. W. R. Bridges, A. N. Chester, Appl. Optics 4 (5), 573 (1965); IEEE J.
- Quantum Electr. QE-1, 66 (1965).
- W. R. Bennett, Jr., W. Knutson, C. N. Mercer, J. L. Detch, Appl. Phys. Lett. 4 (10), 180 (1964).
   E. I. Gordon, E. F. Labuda, W. B. Bridges, Appl. Phys. Lett. 4 (10),
- 178 (1964).
- W. B. Bridges, Appl. Phys. Lett. 4 (7), 128 (1964).
   G. Gonvert, M. Armand, P. Martinot-Lagarde, Compt. rend. 258, 3259, 4467 (1964).
- 25. W. E. B e l l, Appl. Phys. Lett. 4 (2), 34 (1964).
- 26. R. A. Mc Farlane, Appl. Opt. 3 (10), 1196 (1964). 27. H. G. Heard, J. Peterson, Proc. IEEE 52, 1049 (1964). 28. F. Gordon, Handb. Phys. 22, 198 (1956).

- 29. E. I. Gordon, E. F. Labuda, Bell. Syst. Techn. J. 43, 1827 (1964).
   30. Electronic News 9 (450), 11 (1964).
   31. Electronics 37, 17 (1964).
   32. E. I. Gordon, E. F. Labuda, R. C. Miller, C. E. Webb, Physics of Our turn Electronics (June 28, 20, 4065, Sep Junp, Buerto Bia). Quantum Electronics Conference (June 28-30, 1965, San-Juan, Puerto-Rico), McGraw-Hill Book Company, crp. 664.
- 33. Electronics 38 (9), 17, 29 (1965). 34. E. F. Labuda, E. I. Gordon, R. C. Miller, IEEE J. Quantum Electr.
- QE-1, 273 (1965).
  35. W. E. Bell, Appl. Phys. Lett. 7, 190 (1965).
  36. W. E. Bell, A. L. Bloom, International Quantum Electronics Conference, Digest of Technical Paper (1966); IEEE J. Quantum Electr. QE-2 (4), XVII (1966), доклад 2А-3.
- 37. Н. Statz, F. A. Horrigan, S. H. Koozekanani, C. L. Tang, G. F. Koster, см.<sup>32</sup> стр. 674; J. Appl. Phys. **36** (7), 2278 (1965).
   38. В. И. Донин, В. Н. Клементьев, В. П. Чеботаев, ЖПС 5 (3), 388
- (1966).
- 39. D. A. Huchital, J. D. Rigden, IEEE J. Quantum Electr. QE-3 (9), 378 (1967). 40. Proc. IEEE 53, 18A (1965).
- 41. М. Н. Демидов, Н. М. Колесник, Е. П. Остапченко, М. М. Райхер, Ю. Н. Шевченко, Электронная техника, сер. 3, № 1, 103 (1967); ЖПС 7, 631 (1967).
  42. I. Gorog, F. M. Spong, Appl. Phys. Lett. 9 (1), 61 (1966).
  43. W. B. Bridges, A. S. Halsted, IEEE J. Quantum Electr. QE-2, 84 (1966).
  44. Маточалов 4 (10), 442. (1965).

- 44. Microwaves 4 (10), 112 (1965).
  45. Electronic Design 13 (19), 16 (1965).
- 46. Laser Focus 2 (13) (1966).
- 47. a) H. Boersch, G. Herziger, W. Seelig, I. Volland, Phys. Lett. 24A (12), 695 (1967). 6) K. Banse, G. Herziger, G. Schäffer, W. Seelig, Phys. Lett. 27A, 682 (1968).
- 48. Electronic News 10 (518), 23 (1965).

- 49. Laser Focus 2 (22), 3 (1966).
  50. Laser Focus 3 (9), 38; (7), 25 (1967).
  51. R. Paananen, Appl. Phys. Lett. 9 (1), 34 (1966).
  52. G. Hernquist, J. R. Fendley, IEEE J. Quantum Electr. QE-3 (2), 66 (1967)
- 53. Laser Focus 3 (21), 13 (1967). 54. Laser Focus 4 (5), 32 (1968).

- 55. Laser Focus 4 (1), 35 (1968) 56. a) Laser Focus 3 (19), 15; (1 32 (1968); 5 (1) Y19 (1969). 15; (3), 22 (1967); 4 (11), 36 (1968). 6) Laser Focus 4 (5),
- 57. Н. А. А́фон́нико̀в, А́. П. Болтаев, В. Ф. Китаева, А. Е. Новик, В. П. Сасоров, И. Л. Чистый, Светотехника (1969).

- 58. Н. А. Афонников, А. Е. Новик, В. П. Сасоров, Электровак. техн., вып. 42, 95 (1967).
- 59. Electronic Design 14 (1), 38 (1966).
  60. G. M e d i c u s, E. M. F r i a r, Internat. Quantum Electronics Conference. 1966,
- IEEE J, Quantum Electr, QF-2 (4), XX (1966).
  61. J. E. Taylor, Y. C. Kiang, F. C. Unterlitner, IEEE J. Quantum Electr. QE-2 (4), XIX (1966), доклад 3B-2.
  62. J. P. Goldsborough, E. B. Hodges, W. E. Bell, Appl. Phys. Lett. 8 (1966).
- (6), 137 (1966).

- (6), 137 (1966).
  63. Laser Focus 3 (1), 25 (1967).
  64. C. B. Zarowin, C. K. Williams, Appl. Phys. Lett. 11 (2), 47 (1967).
  65. J. P. Goldsborough, Appl. Phys. Lett 8 (9), 218 (1966).
  66. A. N. Chester, Phys. Rev. 169 (1), 172, 184 (1968): Cas Pumping in Discharge Tubes, Bell Telephone Laboratories, New Jersey. Preprint (1967).
  67. P. K. Cheo, H. G. Cooper, Appl. Phys. Lett. 6, 177 (1965).
  68. H. T. Преображенский, Оптика и спектроскопия 25 (2), 317 (1968).
  69. I. Gorog, F. W. Spong, RCA Rev. 28 (1), 38 (1967).
  70. M. Birnbaum, Appl. Phys. Lett. 12 (3), 86 (1968).
  71. S. A. Ahmed, T. J. Faith, Jr., Proc. IEEE 54 (10), 1470 (1966).
  72. П. Л. Рубин, ЖТФ 38, 489 (1968).

- 72. П. Л. Рубин, ЖТФ 38, 489 (1968). 73. В. А. See, W. Garwoli, J. L. Hughes, IEEE J. Quantum Electr. QE-3 (4), 169 (1967).
- (4), 169 (1907).
  74. G. de Mars, M. Seiden, F. Horrigan, 1EEE J. Quantum Electr. QE-4 (5), 42; (10), 631 (1968).
  75. С. Э. Фриш, Ю. М. Каган, ЖЭТФ 11, 286 (1941); 12, 342 (1942); 17, 577 (1947); 18, 519 (1948); Изв. АН СССР, сер. физ. 12 (4), 358 (1948): В. М. Захарова, Ю. М. Каган, Оптикан спектрокоппя 1, 627 (1956).
  75. Р. Б. Б. С. И. О. Каган, Оптикан спектрокоппя 1, 627 (1956).
- 76. В. Ф. Китаева, Ю. И. Осипов, Н. Н. Соболев, ДАН СССР 172 (2),
- 213 (1966).
- 79. В. Ф. Китаева, Ю. И. Осипов, Н. П. Соболев. П. Л. Рубин, ЖТФ 37 (6), 1173 (1967).
- 80. V. F. Kitaeva, Yu. I. Osipov, L. Ja. Ostrovskaya, N. N. Sobol e v, Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers on International Conference, Vienna, 1967, crp. 257. 81. A. E. Ballik, W. R. Bennett, Jr., G. N. Mercer, Appl. Phys. Lett.
- 8 (8), 214 (1966).
- 82. А. Богусловский, Т. Т. Гурьев, Д. Н. Дидрикиль, В. А. Новикова, В. В. Кюн, А. Ф. Степанов, В. А. Степанов, В. А. степанов, Электрон. техн., сер. 3, № 1, 8 (1967).
   83. Е. F. Labuda, С. Е. Webb, R. C. Miller, E. I. Gordon, Bull. Amer. Dbur Soc. 44, 407, (4066).
- Phys. Soc. 11, 497 (1966). 84. G. N. Mercer, V. P. Chebotayev, W. R. Bennett, Appl. Phys. Lett.
- 10, 177 (1967).
- 85. W. R. Bennett, Jr., A. E. Ballik, G. N. Mercer, Phys. Rev. Lett. 16 (14), 603 (1966). 86. R. J. Carbone, M. M. Litvak, Bull. Amer. Phys. Soc. 11 (1), 128 (1966).
- 87. R. C. Miller, E. F. Labuda, C. E. Webb, Bell. Syst. Techn. J. 46 (1), 281 (1967).
- 88. C. E. Webb, 19th Annual Gaseous Electronics Conference (Atlanta, Georgia, October 1966), crp. 14.

- 89. А. Сагизо, А. Саvаliere, Brit. J. Appl. Phys. 15, 1021 (1964). 90. Б. Н. Клярфельд, Тр. ВЭИ 41, 165 (1940). 91. Р. Т. Smith, Phys. Rev. 36, 1293 (1930). 92. Ю. М. Каган, В. И. Перель, Оптика и спектроскопия 2 (3), 298 (1957);

- 92. Ю. М. Катан, Б. П. перея Б. Опина и сполучение и ч. 4(1), 3 (1958).
  93. А. Энгель, Ионизованные газы, М., Физматгиз, 1959.
  94. В. Н. Колесников, Тр. ФИАН 30, 66 (1964).
  95. С. Д. Твоздовер, ЖЭТФ 7, 867 (1937).
  96. Ј. К. Forrest, К. Н. Franklin, Brit. J. Appl. Phys. 17, 1061, 1569 (1966).
  97. М. С. Борисова, Е. Ф. Ищенко, В. М. Ладыгин, М. А. Молчаш-или Е. Ф. Населкин, Г. С. Рамазанова, Радиотехн. п электрон. 12 кин, Е. Ф. Наседкин, Г. С. Рамазанова, Радиотехн. и электрон. 12 (3), 562 (1967). V. F. Kitaeva, Yu. I. Osipov, P. L. Rubin, N. N. Sobolev, On
- 98. Oscillation Mechanism in cw-Ion Argon Laser, Preprint (1968); IEEE J. Quntum Electr. 5 (2), 72 (1969).

- 99. H. Marantz, Thesis (Cornel. University, Itaca, N.Y., 1968). 100. H. F. Berg, W. Ervens, Zs. Phys. 206 (2), 184 (1967). 101. H. N. Olsen, J. Quantum Spectr. Radiat. Transfer 3, 59 (1963).

- 102. F. A. Horrigan, S. H. Koozekanani, R. A. Paananen, Appl. Phys. Lett. 6 (3), 41 (1965).
- Lett. 6 (5), 41 (1905).
  103. W. R. Bennett, Jr., P. J. Kindlmann, C. N. Mercer, J. Sunderland, Appl. Phys. Lett. 5, 158 (1964).
  104. J. Bakos, J. Szigeti, L. Varga, Phys. Lett. 20, 503 (1966).
  105. B. A. Tozer, J. D. Craggs, J. Electr. Control 8, 107 (1960).
  106. И. Л. Бенгман, Л. А. Вайнштенн, П. Л. Рубин, Н. Н. Соболев, Письма ЖЭТФ 6, 919 (1967).

- 111. А. Вайнштейн, Оптика и спектроскоппя 11, 301 (1964). 107. Л. А. Вайнштейн, Оптика и спектроскоппя 11, 301 (1964). 108. Л. М. Бпбермап, ЖЭТФ 17, 416 (1947); ДАН СССР 49, 659 (1948). 109. Т. Holstein, Phys. Rev. 72, 1212 (1947): 83, 1159 (1951). 110. R. I. Rudko, C. L. Tang, J. Appl. Phys. 38, 4731 (1967).

- 111. W. R. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. **17**, 987 (1966). 112. R. J. Bickerton, A. von. Engle, Proc. Phys. Soc. **69B**, 468 (1956). 113. В. Е. Голант, М. В. Кривошсев, В. Е. Привалов, ЖТФ **34** (6), 953 (1964).
- 114. Ф. А. Королев, А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, С. С. Петкова, Д. М. Маштаков, ЖПС 11 (2), 351 (1969). 115. W. W. Rigrod, Т. J. Bridges, IEEE J. Quantum Electr. QE-1 (7), 298,
- 303 (1965).
- 116. В. В. Лебедева, А. И. Одпинов, В. М. Салимов, ЖТФ 38 (8), 1373 (1968).
- 117. R. E. M c C l u r e, Appl. Phys. Lett. 7 (6), 148 (1965).

- 118. Р. W. Smith, IEEE J. Quantum Electr. QE-3 (11), 627 (1967). 119. R. L. Fork, M. A. Pollack, Phys. Rev. 139 (5A), 1408 (1965). 120. М. С. Борисова, А. М. Пындык, Радиотехн. и электрон. 13 (4), 754 (1968).

- (1900).
  121. M. Bass, G. de Mars, H. Statz, Appl. Phys. Lett. 12 (1), 17 (1968).
  122. C. L. Tang, H. Statz, J. Appl. Phys. 39 (1), 31 (1968).
  123. a) O. L. Gaddy, E. M. Schaeter, Appl. Phys. Lett. 9 (8), 281 (1966). 6) I. Gorog, F. W. Spong, IEEE J. Quantum Electr. QE-3 (12), 691 (1967).
  124. A. L. Bloom, Appl. Phys. Lett. 2, 101 (1963).
  125. M. A. Halegger, T. J. Harris, E. Max, IBM J. Res. and Developm. 10 (4068).
- (4), 346 (1966). 126. K. M. Baird, D. S. Smith, G. R. Hanes, S. Trunekane, Appl. Opt. 4 (5), 569 (1965).

- 127. Р. Zогу, J. Appl. Phys. **37** (9), 3643 (1966). 128. В. Р. Беннетт, в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, стр. 207. 129. Р. W. Smith, IEEE J. Quantum Electr. **1** (8), 343 (1965); **2** (9), 666 (1966). 130. Р. Zory, IEEE J. Quantum Electr. **QE-3** (10), 390 (1967).
- 131. А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, Г. В. Абросимов, Радиотехн. и электроп. 13 (4), 746 (1968).
  132. I. Gorog, F. W. Spong, Laser Focus 4 (1), 21 (1968).
  133. D. C. Sinclair, JOSA 56, 12, 1727 (1966).
  134. D. R. B. Forger, P. A. Francisco, M. F. Schuller, J. J. Schuller, J. J. Schuller, J. J. Schuller, J.

- 134. а) В. П. Белясв, В. А. Бурмакин, А. Н. Евтюнин, Ф. А. Коро-лев, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов, Доклад на конференции по кван-товой электронике (Ереван, октябрь 1967). Тезисы, М., 1967. б) D. C. Sinclair, Appl. Phys, Lett. 13 (3), 98 (1968). 135. W. W. Rigrod, A. M. Johnson, 1EEE J. Quantum Electr. QE-3 (11), 644
- (1967).

- (1907).
  136. L. M. Osterink, R. Targ, Appl. Phys. Lett. 10 (4), 115 (1967).
  137. G. A. Massey, M. K. Oshman, R. Targ, Appl. Phys. Lett. 6, 10 (1965).
  138. S. E. Harris, O. P. McDuff, Appl. Phys. Lett. 5 (10), 205 (1964).
  139. S. E. Harris, Proc. IEEE 54 (10), 140 (1966).
  140. S. E. Harris, M. K. Oshman, B. J. McMurtry, E. O. Ammann, Appl. Phys. Lett. 7, 184 (1965).
  141. R. Targ, L. M. Osterink, J. M. French, Proc. IEEE 55, 7 (1967).
  142. U. B. TARKHER, H. H. CARREN, S. M. STOR, 7 (2) 40 (1968).
- 142. Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина, Письма ЖЭТФ 7 (2), 49 (1968); Оптика и спектроскопия 25 (3), 462 (1968).
- 143. J. M. Forsyth, Appl. Phys. Lett. 11 (12), 391 (1967). 144. W. E. Lamb, Phys. Rev. 134A (6), 1429 (1964).
- 145. A. D. White, E. I. Gordon, J. D. Rigden, Appl. Phys. Lett. 2 (5), 91 (1963).
- 146. W. W. Rigrod, J. Appl. Phys. **34**, 2602 (1963). 147. E. I. Gordon, A. D. White, J. D. Rigden, Symposium on Optical Masers, N.Y., 1963, стр. 309.

- 148. W. W. R igrod, J. Appl. Phys. 36 (8), 2487 (1965).
- 149. А. Г. Величко, ЖПС 4, 30 (1966).

- 150. А. S z ö k e, A. J a v a n, Phys. Rev. 145 (1), 137 (1966). 151. А. G. F o x, T. L i, IEEE J. Quantum Electr. QE-2 (12), 774 (1966). 152. А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, И. В. Шафрановская, ЖТФ 39 (5), 107 (1969). 153. А. И. Одинцов, В. В. Лебсдева, Ю. В. Куратов, ЖПС 6 (5), 598
- (1967)
- (1907).
  154. А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, В. А. Сауткин, ЖПС 7 (5), 754 (1967).
  155. С. Е. Webb, R. C. Miller, C. L. Tang, Internat. Quant. Electr. Conference, Miami, 1968, IEEE J. Quantum Electr. QE-4 (5), 46 (1968), доклад 12L-6.
  156. G. Herziger, W. Seelig, Zs. Phys. 215, 437 (1968).
  157. G. Herziger, W. Seelig, Zs. Phys. 219, 5 (1969).
  158. E. F. Labuda, A. M. Johnson, IEEE J. Quantum Electr. QE-2 (10), 700 (4066).

- 700 (1966).
- 159. P. W. Smith, IEEE. J. Quantum Electr. QE-2 (3), 62 (1966).
- 160. H. Statz, G. A. de Mars, C. L. Tang, Appl. Phys. Lett. 14 (4), 125 (1969).

#### ЛИТЕРАТУРА, ДОБАВЛЕННАЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

К главе 111:

- 161. Laser Focus 5 (9), 11 (1969).
- 162. W. H. M C M a h a n, Appl. Phys. Lett. 12 (11), 383 (1968).
  163. A. Ferrario, A. Sona, IEEE J. Quantum Electr. QE-5 (2), 124 (1969).
- К главе
- 164. H. C. Koons, Giorgio Fiocco, J. Appl. Phys. 39 (7), 3389 (1968).
- 165. M. Hudis, K. Chung, D. J. Rose, J. Appl. Phys. **39** (7), 3297 (1968). 166. S. A. Ahmed, T. J. Faith, G. W. Hoffman, Proc. IEEE **55** (5), 691
- (1967)
- 167. И. Д. Коньков, Р. Е. Ровинский, А. Г. Розанов, Н. В. Чебур-
- кин, Радиотехн. и электрон. 13 (12), 2280 (1968). 168. W. R. Benett, Jr., V. P. Chebotayev, J. W. Knutson, Jr., Phys. Rev. Lett. 18 (17), 688 (1967).
- 169. J. Blandin, S. Brechot-Sahal, J. Chapelle, A. Sy, Phys. Lett. **26A** (10), 487 (1968). 170. C. E. W e b b, J. Appl. Phys. **39** (12), 5441 (1968).

Кглаве VI:

- 171. J. M. Hammer, C. P. Wen, J. Chem. Phys. 46 (4) 1225 (1967). 172. Ф. А. Королев, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов, В. М. Сали-

- 172. Ф. А. Королев, Б. Б. леседева, А. И. Одинцов, Б. М. Сали-мов, Радиотехн. и электрон. 14 (8), 1519 (1969).
  173. S. С. Lin, С. С. С. hе п, Bull. Am. Phys. Soc. 14 (8), 839 (1969).
  174. Т. Т. Гурьев, В. В. Кюн, Г. И. Малькова, Е. П. Остапченко, В. А. Степанов, Электрон. техн., сер. 3, 2 (14), 3 (1969).
  175. Г. Р. Левинсон, В. Ф. Папулевский, В. П. Тычинский, Ра-диотехн. и электрон. 13 (4), 663 (1968).
  176. М. С. Борисова, Е. Ф. Иманко М. В. Лапигин, М. А. Молиация.
- 176. М. С. Борисова, Е. Ф. Ищенко, М. В. Ладыгин, М. А. Молчаш-кин, Е. Ф. Наседкин, Г. С. Рамазанова, Радиотехн. и электрон. 12 (3), 565 (1967).
- 177. S. Koozekanani, Appl. Phys. Lett. 11 (3), 107 (1967). 178. H. Marantz, R. J. Rudko, C. L. Tang, Appl. Phys. Lett. 9 (11), 409 (1966).
- 179. R. J. R u d k o, C. L. T a n g, Appl. Phys. Lett. 9 (1), 41 (1966).
- 180. T. H. E. Cotrell, IEEE J. Quantum Electr. QE-4 (7), 435 (1968).
- Кглаве VIII:
- 181. D. C. Jones, M. D. Sayers, L. Allen, J. Phys. A. (Gen. Phys.), ser. 2, 2 (1), 95 (1969).
  - Кглаве IX:
- 182. В. И. Донин, Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдица, Оптика и спектроско-пия, 26 (1), 118 (1969).
  183. Ю. В. Троицкий, Раднотехн. п электрон. 14 (9), 1641 (1969).
  184. Р. W. Smith, M. V. Schneider, Н. G. Danielmeyer, Bell. Syst. Techn. 1 (19, 120). (1969).
- Techn. J. 48 (5), 1405 (1969).
  185. H. Merkelo, R. H. Wright, E. P. Bialecke, J. P. Kaplafka, Appl. Phys. Lett. 12 (10), 337 (1968).