Автор: Ilya Chindialov (2:5020/859.43)

Содержание

1. Введение ..…………………………..…………………......…………. 3
2. Квантовое описание лазера …………………………………..…….. 4
3. Получение инверсной заселённости, состав активной среды, температурный режим, регенератор .....................................…..... 9
4. Резонатор ...................................………………..……..……............ 13
5. Характеристика газового разряда, ВАХ, потенциальная диаграмма ……………………………………………………………. 17
6. Заключение ………………………………………………..………….. 25
7. Список используемой литературы ................................................ 26

1. **Введение**

Из всех существующих лазеров (“Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”) длительного действия наиболее мощными, продвинутыми в практическом отношении и приспособленными для резки материалов, сварки металлов, термического упрочнения поверхностей деталей и ряда других операций являются электроразрядные СО2-лазеры. Большой интерес к СО2-лазерам объясняется также и тем, что у этого лазера эффективность преобразования электрической энергии в энергию лазерного излучения в сочетании с максимально достижимой мощностью или энергии импульса значительно превосходит аналогичные параметры других типов лазеров. С помощью их излучения производят необычные химические реакции, разделяют изотопы. Имеются проекты передачи энергии с помощью СО2-лазеров с Земли в космос или из космоса на Землю, обсуждаются вопросы создания реактивного двигателя, использующего излучение лазера. За 33 года, прошедших со времени создания первого образца (С. Пател, 1964г.) их мощность в непрерывном режиме возросла от милливатта до многих киловатт. Сейчас выпускаются СО2-лазеры с мощностью до 10 кВт, в том числе более 50 типов СО2-лазеров с ВЧ-накачкой в диапазоне мощностей от 3 Вт до 5 кВт. При этом газовые лазеры с ВЧ-возбуждением обладают целым рядом преимуществ по сравнению с лазерами, в которых для накачки рабочей среды применяется самостоятельный тлеющий разряд постоянного тока. В частности, их конструкция и технология изготовления проще, а надёжность, ресурс работы, удельные характеристики существенно выше чем у лазеров с накачкой постоянным током. Это позволяет уменьшить габариты и массу технологических СО2-лазеров мощностью ~1 кВт настолько, что становится возможным размещение такого лазера на подвижном манипуляторе промышленного робота.

Сегодня известно большое количество различных конструкций газовых лазеров с ВЧ-возбуждением. Но в основе всего многообразия конструктивных решений лежит специфика пространственной структуры ВЧЕР, которая в большинстве случаев удачно совпадает с требованиями, предъявляемыми к активной среде лазера.

1. **Квантовое описание лазера**

 Возбуждённая частица может перейти в менее энергетическое состояние самопроизвольно в результате спонтанного излучения, или, как его ещё называют, радиационного распада (рис. 1). Спонтанное излучение имеет чисто квантовую природу. Согласно квантовой механике атом или молекула не могут находиться в возбуждённом состоянии бесконечно долго. Возбуждённое состояние распадается с конечной скоростью, определяемой вероятностью этого перехода в единицу времени , испуская при этом квант света с энергией hν0=ε2-ε1 А(2)→А(1)+ hν0  ( - коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов). Изменение концентрации частиц N2 на верхнем уровне в результате спонтанных переходов описывается выражением . Кванты света, родившиеся в результате спонтанных переходов обладают одинаковой энергией но никоим образом не связаны между собой. Направления распространения этих квантов в пространстве равновероятны. Так как рождение кванта может с равной вероятностью произойти в любой момент времени, электромагнитные волны, соответствующие этим квантам, не связаны между собой по фазе и имеют произвольную поляризацию.

 В отличие от спонтанных переходов, способных происходить в изолированной частице, безизлучательные переходы возможны только при наличии взаимодействия частицы А с другой частицей или системой частиц В. В результате такого взаимодействия частица переходит из состояния 1 в состояние 2 или наоборот без излучения кванта света и без его участия. Процесс столкновительного возбуждения (рис.2) требует затраты кинетической энергии  и протекает по схеме А(1)+В→А(2)+В. Процесс столкновительной релаксации на (рис.3) наоборот сопровождается переходом энергии  в поступательную энергию взаимодействующих частиц либо тратится на возбуждение частицы В. Этот переход происходит по схеме A(2)+B→A(1)+B+. Индуцированные, или, как их иногда называют, вынужденные переходы в соответствии с гипотезой А. Эйнштейна могут происходить только при взаимодействии частицы А с резонансными квантами, удовлетворяющими условию hν0=ε2-ε1 т.е вероятность индуцированных переходов отлична от нуля лишь во внешнем электромагнитном поле с резонансной частотой ν0. А. Эйнштейн предположил, что при наличии поля резонансной частоты помимо переходов квантовой системы из состояния 1 в состояние 2, что соответствует резонансному поглощению квантов, протекающему по схеме А(1)+hν0→A(2) (рис.4) возможны переходы по схеме А(2)+hν0→А(1)+2hν0 (рис.5). Данный процесс индуцирования или вынужденного излучения и служит основой квантовой электроники.

Однако энергия возбуждённых состояний не является фиксированной величиной даже в случае изолированной частицы. Согласно принципу неопределённости Гейзенберга неточность в определении энергии системы и времени её существования должна удовлетворять соотношению: . Поскольку ~τ0 то неопределённость энергии возбуждённого состояния составляет . Такое энергетическое размытие уровней приводит к неопределённости частоты излучаемого кванта . Данное уширение частоты излучения называется *естественная ширина линии* и является минимально возможной. Естественная ширина линии резко растёт с ростом ν (~ν3) и становится заметной в коротковолновой части спектра. Для основного перехода молекулы СО2 лазера τ0≈5 сек и ширина ν0≈3\*10-2 Гц. Однако обычно ширина линии излучения определяется не спонтанным излучением а релаксационными безизлучательными переходами, происходящими при взаимодействии возбуждённой частицы с другими частицами. Любой релаксационный процесс приводит к сокращению времени жизни частицы в возбуждённом состоянии, а следовательно, к уширению соответствующей этому состоянию линии излучения. Релаксационное уширение происходит за счёт безизлучательных процессом при столкновении частиц и этот процесс называют *столкновительное уширение*. По аналогии с естественный шириной линии, принимая τcт - время жизни частицы в возбуждённом состоянии столкновительное уширенение определяется как . Время жизни частицы определяется через сечение этих процессов τст Как правило возбуждённая частица взаимодействует с различными частицами и в общем случае τст, где суммирование проводится по всем видам взаимодействующих частиц. Столкновительное и естественное уширение вызвано одной той же причиной – конечным временем жизни частицы в возбуждённом состоянии. Форма линии уширения в обоих случаях определяется особенностью вероятностных процессов и поэтому одинакова. Она имеет так называемый лоренцев контур, описываемый форм-фактором . Выражение нормировано на единицу: . Уширение линии, связанное с конечностью времени жизни возбуждённого состояния, принято называть *однородным.* В случае однородного уширения каждая возбуждённая частица при переходе излучает линию с полной шириной , спектральной формой  и поглощает кванты с частотой, лежащей в пределах контура . При однородном уширении форма линии описывает спектральные характеристики каждой частицы и всех частиц в целом. Но конечное время жизни частиц не является единственной причиной уширения линий. Излучающие частицы находятся, как правило, в тепловом движении. В соответствии с эффектом Доплера частота, испускаемая движущимся источником колебаний, претерпевает смещение, пропорциональное скорости движения излучателя V. Смещение частоты зависит также от угла ϕ между направлением движения и линией, соединяющей излучатель с приёмником и составляет . Так как излучающие частицы движутся с различными скоростями и в различных направлениях, то частотные сдвиги излучаемых ими линий различны. Поэтому даже в случае отсутствия столкновений неподвижный спектральный прибор будет регистрировать множество естественно уширенных линий, различно смещённых относительно частоты ν0. Суперпозиция этих смещённых линий и даёт наблюдаемый профиль уширённой линии. Это так называемое *доплеровское уширение линии* является неоднородным. Каждая частица в описанной ситуации может излучать линию лишь в узком, определяемом естественным уширением, спектральном диапазоне, сдвинутом относительно ν0 на конкретную величину, однозначно связанную со скоростью и направлением движения этой частицы. Естественно, что и поглощать излучение с фиксированной частотой смогут только те частицы, доплеровский сдвиг которых соответствует этой частоте. При максвелловском распределении излучающих частиц по скоростям  где  - средняя тепловая скорость; m - масса частицы. При этом линия излучения имеет гауссов профиль, описываемый форм-фактором . Аналогично с  выражение нормировано на единицу .

В общем случае полная ширина линии излучения определяется всеми механизмами уширения. Однако в реальной ситуации чаще всего преобладающим является один. Это вызвано различным характером зависимости  и  от внешних условий. Так, например, в случае газовой излучающей среды  линейно растёт с концентрацией частиц, а  зависит только от температуры. Поэтому при малых давлениях уширение будет определяться доплеровским эффектом, а при больших - столкновениями. Спектральное распределение излучаемой линии имеет вид симметричной резонансной кривой (рис.6) с максимумом на частоте ν=ν0, спадающей до уровня половины максимальной интенсивности при частотах . Наличие уширения энергетических уровней и излучаемых линий, не влияя на интегральную частоту вынужденных переходов, приводит к уменьшению вероятности переходов с конкретной длиной волны. Т.к. линия излучения имеет спектральную форму q(ν), то вероятность спонтанного излучения с заданной частотой будет определяться полной вероятностью соответствующих переходов А12 и видом форм-фактора q(ν) т.е. Wсп(ν)=А21\*q(ν) где Wсп(ν)- вероятность спонтанного излучения. Вероятности спонтанного и вынужденных переходов связаны между собой, поэтому вероятность индуцированных излучения с заданной частотой W21(ν) также зависит от ν: W21(ν)=B21\*q(ν)\*σV, B21 – коэффициент Эйнштейна для индуцированного излучения,  – спектральная объёмная плотность излучения. Интегральная вероятность индуцированного излучения W21 при этом удовлетворяет условию . Для лоренцева вида линии форм-фактора такое интегрирование даёт , для гауссова , , - объёмная плотность излучения, δ - дельта-функция. Сечение вынужденного фотоперехода для столкновительного уширения имеет вид: , для доплеровской формы линии , g1 – статистический вес уровня. Сечение вынужденного излучения σ21=σ0\*g1, вынужденного поглощения σ12=σ0\*g2. Процессы индуцированного излучения сопровождаются усилением электромагнитных волн. Пусть через среду, в которой частицы могут находиться в состояниях 1 и 2 с энергиями возбуждения ε1 и ε2 проходит поток монохроматического излучения удовлетворяющего соотношению hν0=ε2-ε1. Пусть плотность частиц в этих состояниях N1 и N2. Уравнение баланса плотности фотонов в пучке имеет вид:  где np – объёмная концентрация фотонов. . Величину  называют *коэффициентом активной среды.* Интенсивность света будет усиливается по мере прохождения через среду с К>0. В противном случае при К<0 будет иметь место ослабление интенсивности изучения. Знак К определяется знаком выражения (N2\*g1-N1\*g2), называемого *инверсией среды*. Усиление среды положительно только лишь при (N2\*g1-N1\*g2)>0. В среде с термическим равновесием, где N1 и N2 подчиняются распределению Больцмана и где N2 всегда меньше N1, усиление света невозможно. Таким образом, усиление света может иметь место лишь при отсутствии термодинамического равновесия между уровнями 2 и 2, т.е. в неравновесной среде. Среду с N2\*g1-N1\*g2>0 называют *средой с инверсной населённостью*. Наилучшие условия резонансного излучения получаются при больших скоростях заселения и временах жизни верхнего уровня активных частиц и малых значениях этих величин для нижнего уровня.

1. **Получение инверсной заселённости, состав активной среды, температурный режим, регенератор**

В лазере на основе СО2 используется четырёхуровневая система получения инверсной населённости между колебательными уровнями молекул. Молекула СО2 состоит из атома углерода и двух симметрично расположенных атомов кислорода, т.е. имеет линейную структуру О-С-О. Как видно из схемы на рис. 7 атомы кислорода могут совершать симметричные (мода ν1ОО) и несимметричные (асимметричные) (мода ν3ОО), а также поперечные этому направлению так называемые деформационные колебания (мода ν2LOO) - из-за наличия двух взаимно перпендикулярных направлений этот тип колебаний является дважды вырожденным. Употребляемые для описания состояния колебательно-возбуждённой молекулы квантовые числа ν1, ν2L и ν3 характеризуют число квантов, соответствующих колебанию данного типа, L указывает поляризацию деформированного колебания. Лазерный квант излучается при переходе из состояния 001 в 100 (цифры обозначают колебательные квантовые числа в модах ν1, ν2L и ν3 соответственно). Возможен также переход 001→020 с длиной волны λ=9.4 мкм, но он обычно гораздо слабее. Для получения оптимальных условий в рабочую смесь СО2-лазера помимо углекислого газа добавляют азот и гелий.

Время жизни верхнего лазерного уровня СО2 относительно спонтанных переходов составляет ~0.2 с (А21≈5.1 с-1). Поэтому более интенсивно верхние и нижние лазерные уровни расселяются (релаксируют) в результате безизлучательных переходов при столкновениях возбуждённой молекулы с невозбуждёнными компонентами лазерной среды по схеме на рис. 3. Однако высокая эффективность получения инверсной заселённости в газоразрядных СО2-лазерах обусловлена рядом причин. В электрическом разряде с высокой эффективностью образуются колебательно-возбуждённые молекулы N2, составляющие до 50% их общего числа. Поскольку молекула N2 состоит из двух одинаковых ядер, её дипольное излучение запрещено и она может дезактивироваться только при столкновении со стенкой или с другими молекулами. При наличии СО2 колебательная энергия N2 может быть легко передана молекулам СО2 поскольку существует близкий резонанс между колебаниями N2 и модой ν3 колебаний СО2. Уровень 001 только на 18 см-1 лежит выше первого колебательного уровня азота и необходимый недостаток энергии молекулы СО2 могут получать от кинетической энергии азота. В результате энергия, затрачиваемая на возбуждение верхнего лазерного уровня и характеризуемая КПД разряда ηк, для смесей СО2-N2-He может превышать 80%. При наличии азота в смеси время релаксации, запасённой верхним уровнем энергии τэ увеличивается и становится равным . При средней плотности выделяемой в положительном столбе разряда мощности <jE> заселённость верхнего лазерного уровня в отсутствии генерации будет . Создание инверсии требует малой населённости нижнего лазерного уровня. В условиях отсутствия генерации нижние уровни СО2 находятся в тепловом равновесии с основным, их относительная заселённость ~. Для поддержания стационарной генерации нижние уровни СО2 необходимо расселять. Этот процесс обеспечивается добавлением в лазерную смесь расселяющих компонент, из которых наиболее эффективен гелий. Также помимо эффективного расселения уровня 100 гелий обеспечивает хороший теплоотвод от рабочей среды за счёт теплопроводности и оказывает стабилизирующее действие на заряд, поэтому в подавляющем большинстве существующих технологических лазеров предпочтение отдаётся ему. Таким образом, эффективная работа СО2-ляазера требует трёхкомпонентной лазерной смеси. Определение состава рабочей среды лазера является сложной оптимизационной задачей, решение которой необходимо проводить в каждом конкретном случае. Для диффузионного СО2-лазера часто используется смесь СО2:N2:He в соотношении 1:1:3.

Частотный спектр генерации СО2-лазера имеет достаточно сложный вид. Причиной этого является наличие тонкой структуры колебательных уровней, обусловленной существованием ещё одной степени свободы молекулы СО2 – вращения. Из-за вращения молекулы каждый изображённый на рис. 7 колебательный уровень распадается на большое количество вращательных подуровней, характеризуемых квантовым числом j и отстоящих друг от друга на величину энергии Δ*ε*вр, *ε001*, *ε100*, kTr. В результате интенсивного обмена энергий между вращательной и поступательной степенями свободы устанавливается больцмановское распределение частиц по вращательным состояниям, описываемое уравнением , где Nν , Nν,j – концентрации возбужденных частиц на колебательном уровне ν и на его вращательных подуровнях j; = 0,38 см-1 – вращательная константа. Согласно правилам отбора в молекуле СО2 переходы между двумя различными колебательными уровнями возможны при изменении вращательного квантового числа на 1 т.е. Δj=±1. Таким образом, линия усиления рабочей среды состоит из большого числа линий, каждая из которых уширена за счёт эффекта Доплера на величину  и за счёт столкновений на величину  и для СО2-лазера вычисляются : 

, где рi – парциальные давления компонент смеси.

Коэффициент усиления активной среды СО2-лазера существенно зависит от температуры рабочей смеси Тг. Процессы накачки лазерной смеси и генерации неизменно сопровождается нагревом газа. Температура лазерной смеси Тг в установившемся состоянии пропорциональна мощности энерговыделения в разряде, т.е. Тг~jE. В отсутствие генерации заселенность верхнего лазерного уровня также пропорциональна jE. Поэтому если время столкновительной релаксации  не зависит от температуры газа и N001~Тг, учёт возрастания  с ростом Тг лишь ослабит зависимость N001(Тг) (пунктирная линия). Заселённость нижнего лазерного уровня находится в равновесии с основным и описывается законом Больцмана N100~. В связи с этим при достижении некоторой критической температуры Тmax инверсная заселённость лазерной смеси исчезает. Максимальная инверсия достигается при оптимальных температурах смеси Торt. Для смеси с χг≈1,5\*10-1 Вт/(м\*К), Тстенки≈300К зависимость населённости лазерных уровней от температуры показана на рис. 8. Типичные значения Тopt~400...500К, Тмах~700...800К.

Под действием электронных ударов и в результате столкновений возбуждённых молекул в тлеющем разряде в СО2-лазерах происходит частичная диссоциация углекислого газа СО2 → СО + О. Отношение концентраций СО к СО2 может достигать ~12%, содержание О2 – 0,8%. Из-за этого при сохраняющемся энерговкладе возрастают потери на диссоциацию, возбуждение электронных состояний и возбуждение колебаний СО и О2. Поэтому населённость верхнего рабочего уровня СО2 падает и коэффициент усиления уменьшается. Поскольку ресурс работы СО2-лазера, определенный требованиями экономичности установки, оценивается несколькими сотнями часов, а существенный рост доли СО и О2 определяется минутами, необходимо включение в контур регенератора, в котором частично восстанавливается рабочая смесь. В диффузионном СО2-лазере целесообразно применение цеолита (SiO4+AlO4) в количестве 20мг, насыщенного парами H2O.

1. **Резонатор**

Резонатор является оптической системой, позволяющей сформировать стоячую электромагнитную волну и получить высокую интенсивность излучения, необходимую для эффективного протекания процессов вынужденного излучения возбуждённых частиц рабочего тела лазера, а следовательно, когерентного усиления генерируемой волны. Оптические резонаторы в квантовой электронике не только увеличивают время жизни кванта в системе и вероятность вынужденных переходов, но и так же, как резонансные контуры и волноводы определяют спектральные характеристики излучения.

В длинноволновом диапазоне классической электроники длина волны излучения существенно больше размеров контура и его спектральные характеристики определяются сосредоточенными параметрами электрической цепи. Длинные радиоволны при этом излучаются в пространство практически изотропно. При сокращении длины волны и переход в СВЧ-диапазону для формирования электромагнитной волны используются пустотелые объёмные резонаторы с размерами, сравнимыми с длиной волны. При этом появляется возможность формирования направленных (анизотропных) распределений излучения в пространстве с помощью внешних антенн. В ИК и видимом диапазоне длина волны излучения много меньше размеров резонатора. В этом случае оптический резонатор определяет не только частоту, но и пространственные характеристики излучения.

Простейшим типом резонатора является резонатор Фабри-Перо, состоящий из двух параллельных зеркал, расположенных друг от друга на расстоянии Lp. В технологических лазерах резонатор Фабри-Перо используется крайне редко из-за больших дифракционных потерь. Чаще используются резонаторы с одной или двумя сферическими отражающими поверхностями. Свойства этих резонаторов зависят от знака и величины радиуса их кривизны R, а также от Lp и определяются стабильностью существования в нём электромагнитной волны.

В так называемом устойчивом (стабильном) резонаторе распределение поля воспроизводится идентично при многократных проходах излучения между зеркалами и имеет стационарный характер. В результате попеременного отражения электромагнитных волн от зеркал волна формируется таким образом, что в приближении геометрической оптики не выходит за пределы зеркал в поперечном направлении и выводится из устойчивого резонатора только благодаря частичному пропусканию самих отражающих элементов. В случае отсутствия потерь, излучение могло бы существовать в устойчивом резонаторе бесконечно долго. В неустойчивом (нестабильном) резонаторе световые пучки (или описывающие их электромагнитные волны) в результате последовательных отражений от зеркал перемещаются в поперечном оси резонатора направлении к периферии и покидают его.

Свойства резонаторов и характеристики создаваемых ими пучков можно описывать и в волновом, и в геометрическом приближении. В качестве критерия применимости этих приближений удобно использовать так называемое число Френеля , где a, L – характерные размеры задачи поперёк пучка и вдоль направления его распространения. Условие NF>>1 соответствует применимости геометрического приближения. При NF≤1 необходимо учитывать также волновые свойства электромагнитного излучения.

 В геометрическом приближении условие устойчивости резонатора имеет вид:. Расстояние между зеркалами Lp в этом выражении всегда положительно, а R1 и R2 положительны только для вогнутых т.е. фокусирующих зеркал и отрицательны для зеркал с выпуклой поверхностью. Для устойчивых резонаторов существует стационарное распределение интенсивности электромагнитного поля. В общем случае интенсивность излучения в устойчивых резонаторах распределена не равномерно по всему объёму резонатора, а сосредоточена внутри области, называемой *каустикой* (рис.9). Радиусы ω1, ω2, этой области на зеркалах а также её минимальный радиус ω0 в месте перетяжки определяются длиной волны и параметрами резонатора (R1, R2, Lp). Для основного типа колебаний их можно рассчитать с помощью соотношений: 

Расстояния L1 L2 от места положения перетяжки до зеркал составляют:  .

Наибольшее распространение получил среди устойчивых резонаторов полуконфокальный резонатор, у которого одно зеркало плоское (R2=∞) а второе имеет радиус R1=2LP т.е. его фокус лежит на плоском зеркале. Основное удобство полуконфокального резонатора, определяющее его широкую распространённость, заключается в возможности использования для вывода излучения плоских окон из частично прозрачных материалов а также в параллельности выходящего пучка. В случае использования металлических зеркал излучение можно выводить через одно из них или систему отверстий.

Устойчивый резонатор сравнительно прост в эксплуатации. Он легко юстируется, достаточно устойчив по отношению в разъюстировке. Его сферические зеркала сравнительно просто поддаются изготовлению и контролю радиуса кривизны. Поэтому они находят широкое применение в лазерной технике, особенно в технике маломощных (≤ 1 кВт) лазеров. К числу недостатков устойчивых резонаторов следует отнести несовпадение объёма каустики с объёмом активной среды, что приводит к уменьшению КПД и увеличению размеров лазера, а также повышенные значения плотности мощности при перетяжке, что в случае её малых размеров может привести к оптическому пробою. Однако самым серьёзным недостатком устойчивых резонаторов является невысокая лучевая стойкость используемых в качестве выходных окон диэлектрических оптических материалов. Именно это обстоятельство ограничивает использование устойчивых резонаторов при больших плотностях излучения.

В лазерах повышенной мощности в последнее время широкое распространение получили неустойчивые резонаторы со сферическими металлическими зеркалами. Наиболее часто в лазерной технике используется телескопический конфокальный неустойчивый резонатор, дающий на выходе параллельный пучок. Одно из его зеркал выпуклое, а другое вогнутое. Генерация возникает в приосевой зоне. Покидающее эту зону излучение усиливается при многократных проходах между зеркалами, смещаясь к периферии резонатора. Относительная величина смещения положения луча на выпуклом зеркале за один проход называется *коэффициентом увеличения резонатора* . В отличие от устойчивого резонатора прозрачность неустойчивого резонатора определяется не пропусканием излучения выходным зеркалом, а геометрическими размерами системы. Из-за геометрического расширения излучения его интенсивность падает на одном проходе в М2 раз. Однако в стационарных условиях при малых внутрирезонансных потерях усиление излучения на одном проходе также составит М2. Таким образом, весь неустойчивый резонатор заполнен излучением с практически равной интенсивностью, что в отличие от устойчивых резонаторов обеспечивает полное и равномерное использование всей активной среды. Если добавить к этому высокую лучевую стойкость металлических зеркал, то преимущество неустойчивых резонаторов для мощных лазерных систем становится очевидным.

1. **Характеристика газового разряда, ВАХ, потенциальная диаграмма**

В высокочастотных разрядах ёмкостного типа (ВЧЕР) высокочастотное (ВЧ) напряжение подаётся на электроды, которые могут быть изолированы от разряда твёрдым диэлектриком или соприкасаться с разрядом. В этом смысле можно условно называть ВЧЕ-разряды *электродными* или *безэлектродными*. Для диффузионного СО2-лазера ориентировочное давление рабочей среды ~20-40 торр, частота возбуждения ~10-120 МГц (основная промышленная частота f~13,6 МГц). Плазма таких разрядов, как правило, слабо ионизована, неравновесна и подобна плазме тлеющего разряда. При давлении ~20 торр частота столкновений νм примерно в 103 раз превышает частоту колебаний ω=2πf, поэтому в осциллирующем поле типа Е=Еаsinωt электроны совершают дрейфовые колебания с амплитудой и скоростью смещений   где νм – частота электронных столкновений. При ЕА/р~10 В/(см\*торр), что характерно для неравновесной слабоионизированной плазмы молекулярных газов и промышленной частоты, амплитуда дрейфовых колебаний А≈0,1 см. Она сравнительно мала по сравнению с типичными для экспериментов длинами разрядных промежутков вдоль поля L~0,5-10 см. Дрейфовые скорости и амплитуды колебаний ионов в ~102 раз меньше, так что колебательное движение ионов во многих случаях можно вообще не принимать во внимание. Даже при весьма низкой плотности электронов ne=108 см-3 и характерной для столкновительной плазмы электронной температуры Те=1 эВ дебаевский радиус dD≈0,05см << L. Поэтому в большей части разрядного промежутка плазма электронейтральна. Однако около границ плоского промежутка электронный газ, совершая качания относительно “неподвижных” ионов, периодически обнажает положительные заряды. Это является первопричиной появления *приэлектродных слоёв* пространственного разряда.

Допустим, что электроды оголены. Те электроны, которые в момент прохождения положения равновесия отстояли от электродов на расстояниях, меньших амплитуды колебаний, после первых же качаний “навсегда” уходят в металл. В состоянии равновесия с обеих сторон остаются слои нескомпенсированного ионного заряда, газ в целом оказывается заряженным положительно. При последующих качаниях электронный газ, если отвлечься от медленного диффузионного процесса, только касается электродов. На рис.10 схематично изображено качание электронного газа в предположении, что ионы совершенно неподвижны и однородно распределены по длине промежутка, а диффузионное движение электронов отсутствует. На самом деле диффузия размывает границы между плазмой и ионными слоями. На рис. 11 построены соответствующие рис.10 распределения поля и потенциала в те же моменты времени через каждые четверть периода. Поле Е в однородной электронейтральной части промежутка постоянно по его длине. Потенциал для определённости отсчитывается от левого электрода. Можно себе представить, что он заземлён, а переменное напряжение подаётся на правый. Значение и направление электрического тока, можно считать, характеризуется напряженностью поля Е в плазме, так как чаще всего в самой плазме ток проводимости преобладает над током смещения.

Экспериментально установлено, что ВЧЕР горят в одной из двух сильно различающихся форм. Внешне они отличаются характером распределения интенсивности свечения по длине промежутка, по существу – процессами в приэлектродных слоях и механизмами замыкания тока на электроды. При *сильноточном* разряде возникает диффузионное свечение в середине промежутка, а около электродов газ не светится. Напряжение на электродах меняется очень мало, что указывает на слабую проводимость ионизированного газа и малый разрядный ток. В *слаботочном* разряде сильное свечение локализуется у электродов и состоит из чередующихся слоёв, по цвету и порядку следования очень похожих на слои в катодной области тлеющего разряда постоянного тока. Напряжение на электродах после зажигания заметно падает, что говорит о значительной проводимости разряда. Эти особенности истолковываются так: в разряде со слабой проводимостью ток в приэлектродной области имеет преимущественно ёмкостной характер и является током смещения, как и до зажигания. Зажигание разряда, следовательно, не отражается на поведение электрода, который по-прежнему зарядов не испускает и не воспринимает. В хорошо проводящем сильноточном разряде на отрицательный в данный момент электрод идёт ионный ток, там происходит вторичная электронная эмиссия, и на какое-то время до смены полярности около “катода” возникает катодный слой, как в тлеющем разряде. На электроды, которые попеременно служат катодами, ток из середины промежутка замыкается теперь токами проводимости. Слаботочный разряд ещё называют α-разряд, а сильноточный γ-разряд, что символизирует роль вторичной эмиссии(γ-процессов). При повышении давления горящий α-разряд внезапно переходит в γ-форму, происходит как бы вторичное зажигание. Факт существования двух форм ВЧЕР, их свойства, закономерности перехода из одной формы в другую при давлении 10-100 торр подверглись детальному исследованию. Было экспериментально доказано что приэлектродные слои в γ-разряде обладают высокой проводимостью.

При самых малых напряжениях и токах, U в ходе наращивания тока почти не меняется. Разряд в этих условиях не заполняет площади электродов, диаметр его в межэлектродном промежутке близок к диаметру пятна на электродах, светится средняя часть промежутка. Около электродов, в слоях пространственного заряда интенсивность излучения уменьшается. Это типичный слаботочный α-разряд с непроводящими приэлектродными слоями. Распределение интенсивности свечения по длине промежутка показано на рисунке 12. При покрытии электродов диэлектриком всё останется точно так же. При наращивании тока в этой стадии, разряд расширяется в поперечном направлении, заполняя площадь электрода. Плотность тока на электроде при этом остаётся неизменной. Когда электрод полностью заполняется током и диаметр разряда вырастает до диаметра электродов, для дальнейшего увеличения тока требуется большее напряжение, как в аномальном тлеющем разряде, хотя здесь слои по-прежнему тёмные и непроводящие. Толщины их в нормальном режиме d≈0,2-0,6 см. С точностью до небольшого тока насыщения ток замыкается на электрод током смещения. При достижении на электродах достаточно большого напряжения происходит резкая перестройка α-разряда, превращение его в сильноточную γ-форму. На ВАХ ему соответствует скачок или излом (рис. 13). ВАХ построена при давлении 20 торр, частоте возбуждения 13,6 МГц. Излом говорит о “вторичном” зажигании разряда, перераспределяется свечение в промежутке, около каждого электрода появляются слои, похожие на слои тлеющего разряда. Постоянный потенциал пространства U0 в сильноточном режиме составляет ~150-250В, толщина приэлектродного слоя пространственного заряда становится меньше на порядок.

В поперечном ВЧЕР в соответствии со спецификой его пространственной структуры даже в слаботочном режиме горения, когда выделение энергии непосредственно в приэлектродных слоях пространственного заряда невелико, максимумы энерговыделения в плазме смещены к охлаждаемым электродам, поэтому среди всех прочих одинаковых условиях теплообмен активной среды со стенками более эффективен. По-видимому, это и является одной из причин получения больших мощностей когерентного излучения с единицы длины СО2-лазера с диффузионным охлаждением, возбуждаемого поперечным ВЧЕР по сравнению с ЛДО, возбуждаемым постоянным током. Величина Епл/р, реализуемая в положительном столбе самостоятельного разряда, превышает Еопт/р, необходимые для эффективной накачки верхнего уровня молекулы СО2 ( Епл – напряжённость электрического поля в положительном столбе, Еопт – оптимальное значение электрического поля для накачки активной среды). Близкие к оптимальным значениям Е/р реализуются в самостоятельном тлеющем разряде только в тонком слое фарадеева тёмного пространства, примыкающего к катодному слою. Этот факт можно использовать для накачки СО2-лазуров в поперечном разряде постоянного тока, когда электроды расположены настолько близко, что положительный столб, в котором Епл>Еопт, не может сформироваться т.к. по условию эксперимента х < lф (lф – длина фарадеева пространства). Основной недостаток рассмотренной схемы заключается в её очень малом КПД, поскольку практически всё приложенное к электродам напряжение падает на катодном слое, в котором из-за малых ne и больших величин Е накачка активной среды не происходит, за исключением тонкого слоя вблизи тлеющего свечения со стороны катода. Аналогичная ситуация имеется и в сильноточном ВЧЕР. Однако благодаря существованию в определённых условиях слаботочного режима горения ВЧЕР, когда приэлектродные слои не пробиты и потери в них невелики, появляется возможность использовать для накачки рабочей среды лазера поперечный разряд с малым межэлектродным зазором но высоким КПД. Именно в этом заключается основное преимущество ВЧЕР по сравнению с поперечным разрядом постоянного тока. Но эксперименты показывают, что слаботочный разряд может гореть только при значениях pL, меньших некоторого критического (pL)кр. Это зависит от электродов и свойства газа. При pL≈(pL)кр слаботочный разряд становится неустойчивым и либо переходит в сильноточную форму либо гаснет. При pL>(pL)кр зажечь его вообще не удаётся и реализуется только сильноточный режим. При pL<(pL)кр возможно существование и того и другого режима. Примерная зависимость предельных параметров существования слаботочного режима горения показана на рис.14.

Наиболее часто цитируемое достоинство газового лазера с поперечным ВЧ-возбуждением заключается в резком снижении (в 10÷100 раз) питающего напряжения. Но эта положительная черта не является следствием применения ВЧЕР, а возникает благодаря малой величине межэлектродного зазора d. Очевидно, что и в разрядах постоянного тока при малых d напряжение на электродах будет невелико. Специфика ВЧ-возбуждения заключается в том, что в условиях поперечного возбуждения разряда, т.е. при небольших напряжениях на электродах, малый зазор можно заполнить активной средой СО2-лазера с высоким КПД. Другое преимущество связано с возможностью управления параметрами плазмы, особенно примыкающей непосредственно к приэлектродным слоям. В частности путём изменения частоты приложенного напряжения f можно изменять концентрацию электронов ne в плазме слаботочного разряда при прочих одинаковых условиях. Это следует из зависимости минимальной (нормальной) плотности разрядного тока слаботочного ВЧЕ-разряда от частоты. Предельное значения плотности разрядного тока в слаботочном ВЧЕР jкр, а значит и максимальную величину электронной концентрации в плазме (ne) можно определить из условия пробоя ёмкостных приэлектродных слоёв с учётом вторично-эмиссионных процессов на электродах: jкр=e\*(ne)кр\*μe\*Eпл≅2\*π\*ε\*ε0\*(Есл)кр, где e, μe – заряд и проводимость электронов в плазме, (Есл)кр≅Uсл/dсл – напряженность в приэлектродном слое, при котором происходит его пробой, dсл – его эффективная толщина, ε - относительная диэлектрическая проницаемость слоёв. Отсюда . Согласно этой формуле для получения приемлемой с точки зрения возбуждения рабочей среды СО2-лазера, концентрации электронов в плазменном столбе слаботочного ВЧЕ-разряда, частота f должна быть выбрана достаточно высокой. Обычно при накачке СО2-лазеров с диффузионным охлаждением пренебрегают промышленной частотой и выбирают f в диапазоне 30÷200 МГц. Получено, как того и следовало ожидать в соответствии с представлениями об особенностях структуры слаботочного ВЧЕР, что наиболее приемлемые частоты возбуждения находятся в интервале 80÷150 МГц. В этих случаях в активную следу СО2-лазера можно вложить удельную электрическую мощность ≈100 Вт/см3и более при межэлектродных зазорах 1,5÷3 мм. Немаловажное значение, требующее перехода в высоким частотам возбуждения, имеет и тот факт, что толщина приэлектродных слоёв dсл(f) с увеличением частоты уменьшается с зависимостью dсл≈Vдр/(2\*π\*f), где Vдр – скорость дрейфа электронов в плазменном столбе, граничащим с приэлектродным слоем.

Таким образом, основанием для перехода к высоким частотам возбуждения СО2-лазеров и диффузионным охлаждением являются следующие две особенности слаботочного режима горения ВЧЕР.

* Концентрация заряженных частиц увеличивается с ростом f и достигает необходимых значений при частотах f>50 МГц.
* Толщина приэлектродных слоёв пространственного заряда dсл в диапазоне частот f>50 МГц составляет доли мм, что позволяет заполнить плазмой малые межэлектродные зазоры d≅1,5÷3 мм.

1. **Заключение**

Представленные в работе данные о диффузионном СО2-лазере с высокочастотным возбуждением показывают многие преимущества такого типа возбуждения активной среды по сравнению с возбуждением разрядами постоянного и переменного тока. ВЧЕ-разряд устойчивее разряда постоянного тока, в нём достижим существенно больший энерговклад. Балластным сопротивлениям, которые всегда оказывают благотворное действие на стабильность разряда, можно придать ёмкостный (реактивный) характер, что избавляет от бесполезных потерь энергии, которые о обычных омических балластниках составляют примерно 30% подводимой электрической мощности. Существенное преимущество ВЧЕР - это возможность избавиться от катодных слоёв, свойственных разрядам и постоянного и переменного тока. В катодных слоях бесполезно теряется часть энергии, кроме того, в них обычно рождаются возмущения, от которых развивается неустойчивости. Эти преимущества обеспечивает только слаботочная форма ВЧЕ-разряда. Поэтому для СО2-лазера необходим именно слаботочный режим, в котором получены рекордные мощности излучения: ~0,83 Вт/см. Недостаток этого режима – ограничение на плотность тока, длину промежутка и давление. Над улучшением данных характеристик ведётся работа. Также большим преимуществом является удобство работы с длинными трубками, низкие рабочие напряжения, высокая устойчивость и однородность. Дальнейший прогресс в области диффузионных СО2-лазеров с ВЧ-накачкой связан с исследованием условий протекания тока на границах плазмы ВЧ-разряда с электродами, а также решением проблем, связанных с волноводным режимом работы резонатора, увеличение скорости теплоотвода на стенки разрядной трубки.

1. **Список литературы**
2. В.С. Голубев, Ф.В. Лебедев “Физические основы создания технологических лазеров”
3. В.С. Голубев, Ф.В. Лебедев “Инженерные основы создания технологических лазеров”
4. Ю.П. Райзер “Физика газового разряда”
5. А.А. Веденов “Физика электроразрядных СО2-лазеров”
6. Н.А. Яценко “Газовые лазеры с высокочастотным возбуждением”
7. Н.А. Яценко “Влияние частоты накачки на параметры газовых лазеров с высокочастотным возбуждением”
8. Ю.С. Протасов, С.Н. Чувашев “Физическая электроника газоразрядных устройств”
9. В. Виттеман “СО2-лазер”