

# 1 Цель работы

Изучение методов повышения мощности излучения рубинового оптического квантового генератора, экспериментальное исследование рубинового оптического квантового генератора с насыщающимся фильтром, определение формы импульса излучения, импульсной мощности и энергии излучения.

## 2 Литература

1. Квантовая электроника. Малая энциклопедия, изд. СЭ. М., 1969 г.
2. Рябцев Н.Г. Материалы квантовой электроники, изд. "Сов.радио", М., 1972 г.
3. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические генераторы на твёрдом теле, изд. "Сов.радио", М., 1972 г.
4. Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники, изд. "Высшая школа", М., 1973 г.

## 3 Теоретическая часть

### 3.1 Введение

Один из путей развития лазерной техники непосредственно связан с повышением интенсивности (мощности) излучения оптических квантовых генераторов (ОКГ). Стремление получить высокие мощности излучения обусловлено не только потребностями современной техники. Использование лазеров в научных исследованиях позволило показать зависимость оптических свойств веществ от интенсивности проходящего через них излучения и обнаружить ряд неизвестных ранее явлений, например, просветление вещества, самофокусировка оптического луча, преобразование частоты оптического излучения и т.д. При больших интенсивностях оптического луча исчезает красная граница фотоэффекта. Используя лазеры, удаётся наблюдать фотоэлектронную эмиссию при энергии кванта света в шесть-семь раз меньшей, чем энергия ионизации атомов водорода фотокатода.

Все перечисленные эффекты объединяет их зависимость от интенсивности или полной мощности оптического излучения, а некоторые из них имеют характерные пороги по интенсивности. Повышение мощности оптического излучения облегчает их наблюдение и использование в практических целях.

Лазеры с повышенной мощностью нашли широкое применение в исследованиях по управляемым термоядерным реакциям. Чрезвычайно высокая плотность плазмы ( $n \sim 10^{21} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и выше), возникающей при воздействии на вещество излучения ОКГ, облегчает протекание термоядерных реакций, так как, согласно критерию Лоусена

$$n\tau > 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с} \quad (1)$$

время удерживания  $\tau$  плазмы, необходимое для развития ядерной реакции, обратно пропорционально плотности плазмы и в приведённом выше примере лазерной плазмы очень мало ( $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$ ). В некоторых экспериментах с использованием ОКГ зарегистрированы нейтроны, имеющие термоядерное происхождение.

В настоящее время наибольшую мощность излучения имеют твердотельные лазеры, использующие в качестве рабочих веществ ионы хрома  $\text{Cr}^{+++}$  в корунде (рубиновых ОКГ) и ионы неодима  $\text{Nd}^{+++}$  в стекле, иттрий-алюминиевом гранате и т.д.

Изучению основных особенностей работы твердотельного ОКГ на примере рубинового лазера и методов повышения мощности излучения посвящена настоящая работа.

### 3.2 Особенности работы рубинового ОКГ в режиме свободной генерации

Излучение рубинового ОКГ формируется в активном элементе 1 ( $Al_2O_3 \cdot Cr^{+++}$ ), расположенном между зеркалами 2 и 3 открытого резонатора (рис. 1). Одно из зеркал полупрозрачно (коэффициент пропускания порядка 40%-60%), что необходимо для вывода излучения за пределы лазера.

Активным элементом рубинового ОКГ является кристалл корунда ( $Al_2O_3$ ), в котором часть атомов алюминия замещена атомами хрома. Обычно используется бледно-розовый рубин с содержанием хрома около 0.05%, что соответствует концентрации ионов хрома  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что изменение содержания хрома приводит и к изменению окраски рубина. Например, при содержании хрома 0.5% окраска рубина ярко-красная. Если хрома более 8%, то цвет кристалла становится зелёным.

Используемые в лазерах рубиновые стержни имеют форму цилиндра длиной до  $20 \text{ см}$  и диаметром около  $0.3 \div 1.5 \text{ см}$ . Торцы стержня тщательно полируют и добиваются их параллельности с точностью до нескольких секунд.

На атомы  $Cr$  в кристалле действует сильное электрическое поле, создаваемое атомами алюминия и кислорода. В то же время взаимодействие атомов хрома друг с другом очень слабо, так как концентрация  $Cr$  в кристалле мала. Энергетический спектр атома  $Cr$  в рубине соответствует спектру свободного атома  $Cr$ , помещённого в сильное электрическое поле кристалла. Структура уровней  $Cr$  в рубине приведена на рис.2. Атом хрома имеет широкие полосы  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  энергетических состояний. Ширина их составляет около  $800 \text{ см}^{-1}$ .

Переход с уровней  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  на основной уровень  $\varepsilon_1$  соответствует излучению фотонов в зелёном и голубом интервалах спектра. Значительная ширина уровней  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  связана с воздействием на атомы хрома неоднородного поля кристаллической решётки.

Уровень  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_{2a}$  и  $\varepsilon_{2b}$ ) является узким. Он расщеплён на два подуровня, различающиеся по энергии друг от друга на величину  $20 \text{ см}^{-1}$ . Уровень  $\varepsilon_2$  является метастабильным и при комнатной температуре имеет время жизни  $3.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ .

Следует заметить, что основной уровень  $\varepsilon_1$  в действительности имеет сложную структуру, особенности которой используются для работы парамагнитных квантовых усилителей и не существенны для работы лазера.

Если возбудить атом хрома, переведя его из основного состояния  $\varepsilon_1$  в полосы  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$ , возвращение его в основное энергетическое состояние может происходить через метастабильный уровень  $\varepsilon_2$ . Правилom отбора для спина запрещены излучательные переходы с уровней  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  на уровень  $\varepsilon_2$ . Однако, в результате теплового взаимодействия ионов с кристаллической решёткой между этими уровнями возможны безызлучательные переходы, вероятность которых велика. Поэтому возбуждённые ионы хрома быстро переходят на метастабильный уровень  $\varepsilon_2$ .

Переходы с уровня  $\varepsilon_2$  на основной уровень  $\varepsilon_1$  маловероятны. Их вероятность в  $10^4$  раз меньше вероятности переходов с уровней  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  на уровень  $\varepsilon_2$ . Переходы  $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$  сопровождаются люминесценцией на длинах волн  $\lambda = 6934 \text{ Å}$  ( $R_1$ -линия) и  $\lambda = 6929 \text{ Å}$  ( $R_2$ -линия), что обусловлено наличием двух подуровней  $\varepsilon_{2a}$  и  $\varepsilon_{2b}$ . Длина волны и ширина этих линий заметно зависят от температуры. При температурах выше  $300^\circ \text{ K}$  вследствие тепловых колебаний решётки линий  $R_1$  и  $R_2$  настолько расширяются, что происходит перекрытие их. С понижением температуры обе линии сильно сужаются и смещаются в коротковолновую область.

Не всё излучение рубина сосредоточено в  $R$ -линиях. Измерения показывают, что люминесценция в  $R$ -линиях составляет около 65% общего излучения. 35% излучения приходится на линии, интенсивность которых быстро возрастает с повышением концентрации хрома. Их возникновение, вероятно, обусловлено взаимодействием ионов хрома.

При возбуждении ионов хрома большая часть переходов в основное энергетическое состояние происходит по рассмотренной выше схеме, т.е. с испусканием кванта света на  $R$ -линиях. Обычно среднее

значение квантового выхода составляет 0.7. Квантовый выход непосредственно в  $R$ -линиях равен 0.52, что означает, что число спонтанно излучённых квантов света в  $R$ -линиях составляет 52% от общего числа поглощённых квантов при возбуждении рубина.

Практически все ОКГ на рубине работают на линии  $R_1$ , так как вероятность перехода на ней больше, чем на линии  $R_2$ , и, следовательно, проще достигаются пороговые условия генерации.

Следует отметить также, что люминесценция рубина на  $R$ -линиях поляризована, например, степень поляризации излучения  $R_1$ -линии составляет 80%.

Перечисленные выше свойства рубина говорят о пригодности использования его в качестве рабочего вещества оптических квантовых генераторов. Суммируя вышесказанное, отметим, что

1. Рубин имеет излучательный переход ( $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$ ) в оптическом диапазоне длин волн, что позволяет использовать уровни  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$  в качестве верхнего и нижнего уровней рабочего перехода ОКГ.
2. Верхний уровень  $\varepsilon_2$  в рабочем переходе является метастабильным, что облегчает получение избыточной населённости уровня  $\varepsilon_2$ .
3. Рубин имеет широкие полосы поглощения  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$ , что позволяет использовать для его возбуждения мощные источники некогерентного излучения с широкой полосой излучаемых частот.
4. Рубин имеет высокий квантовый выход, т.е. число излучаемых спонтанно квантов составляет значительную часть от числа поглощённых квантов при возбуждении рубина.
5. Рубин допускает изготовление оптических однородных стержней, имеющих малые нерезонансные потери на частоте перехода  $\nu_{21}$ .

В заключение отметим, что, как следует из рис.2, рубин как активный материал работает по трёхуровневой схеме.

### 3.3 Принцип работы рубинового ОКГ

В основе работы рубинового ОКГ лежит явление индуцированного излучения. Это явление, постулированное А. Эйнштейном в 1916 году, заключается в том, что при воздействии кванта света  $h\nu$  на квантовую систему (например, на атом), имеющую энергетические уровни  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$  с частотой перехода между ними  $\nu_{21}$

$$\nu_{21} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{h} \quad (2)$$

и находящуюся в возбуждённом состоянии  $\varepsilon_2$ , последняя может вынужденно излучить (при  $\nu = \nu_{21}$ ) квант света, тождественный падающему (т.е. их частоты, направления распространения, поляризация и т.д. неразличимы), переходя в нижнее энергетическое состояние. Вероятность этого процесса пропорциональна плотности падающего излучения и в отсутствие вырождения уровней  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  совпадает с вероятностью резонансного поглощения излучения квантовой системой, если она находится в нижнем энергетическом состоянии  $\varepsilon_1$ .

Таким образом, при прохождении излучения через вещество происходит (при  $\nu = \nu_{21}$ ) уменьшение его интенсивности за счёт взаимодействия с атомами, находящимися в нижнем энергетическом состоянии, и одновременное увеличение интенсивности за счёт вынужденного излучения атомами, находящимися в верхнем энергетическом состоянии. Суммарный эффект, естественно, будет определяться разностью населённостей уровней  $n_2$  и  $n_1$ , т.е. разностью количества атомов в единице объёма, находящихся в верхнем  $\varepsilon_2$  и нижнем  $\varepsilon_1$  энергетических состояниях.

Полагая, что при каждом переходе атома из одного энергетического состояния в другое происходит излучение или поглощение одного кванта света, можно записать для изменения интенсивности излучения  $dJ$  при прохождении слоя атомов толщиной  $dx$ :

$$dJ = B_{21}J(n_2 - n_1)dx \quad (1)$$

где  $W_{21} = B_{21}J$  - вероятность вынужденного излучения,  $B_{21}$  - коэффициент Эйнштейна  $n_i$  - населённость уровня  $\varepsilon_i$  ( $i = 1, 2$ ).

В обычных условиях при термодинамическом равновесии распределение населенностей атомных уровней подчиняется закону Больцмана:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{kT}} \quad (4)$$

Поэтому для равновесных состояний  $dJ < 0$ , т.е. по мере распространения излучения в среде, его интенсивность уменьшается.

Для того, чтобы излучение увеличивало интенсивность при прохождении через вещество необходимо, чтобы населенность верхнего уровня  $n_2$  превышала населённость нижнего уровня  $n_1$ , т.е. необходимо выполнение неравенства  $n_2 > n_1$ . При выполнении  $n_2 > n_1$  говорят о наличии в среде инверсной населённости уровней. Таким образом, вопрос о возможности усиления и генерации света на основе эффекта индуцированного (вынужденного) излучения сводится к вопросу создания активной среды, т.е. возбуждённой среды с инверсной населённостью, способной отдавать свою избыточную внутреннюю энергию проходящему через неё излучению.

### 3.4 Оптическая накачка

В оптических квантовых генераторах на рубине возбуждение атомов осуществляется, как правило, с помощью оптической накачки, т.е. воздействием на вещество световым излучением высокой интенсивности. Данный метод накачки облегчается из-за наличия у рубина широких полос поглощения (уровни  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  на рис.2а), что позволяет использовать для возбуждения ионов хрома большую часть некогерентного (и, следовательно, широкополосного) излучения лампы накачки, которую располагают рядом с рубином (см. рис. 1).

Нетрудно подсчитать минимальную мощность лампы, требуемую для создания инверсной населённости в рубине. Для выполнения условия  $n_2 > n_1$  необходимо перевести на уровень  $\varepsilon_2$  через уровни  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_4$  по крайней мере половину ионов хрома, находящихся в нижнем энергетическом состоянии  $\varepsilon_1$ . Учитывая, что при комнатной температуре у рубина  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \gg kT$ , можно считать, что практически все ионы хрома при условии термодинамического равновесия находятся на уровне  $\varepsilon_1$ , т.е.  $n_1 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

На перевод одного атома  $Cr$  на уровень  $\varepsilon_2$  необходимо затратить энергию  $\varepsilon_3 - \varepsilon_1 = 4 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{atom}}$ . Тогда минимальная энергия, необходимая для возбуждения рубина в единичном объёме равна

$$\varepsilon = \frac{1}{2}n_1(\varepsilon_3 - \varepsilon_1) = 2 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{см}^3}. \quad (5)$$

Следует учитывать также тот факт, что перевод атомов хрома в энергетическое состояние  $\varepsilon_2$  должен происходить за время  $\tau$ , равное или меньшее, чем время жизни атомов на уровне  $\varepsilon_2$ , т.е.  $\tau \leq 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$

Если переход атомов в возбужденное состояние будет происходить более медленно, то из-за спонтанных и релаксационных переходов на уровень  $\varepsilon_1$  заметно уменьшается населённость  $\varepsilon_2$ , что затрудняет

реализацию неравенства  $n_2 > n_1$ . Таким образом, для создания инверсной населённости в каждом кубическом сантиметре кристалла рубина должна поглощаться энергия накачки  $\sim 2 \cdot 10^7 \text{erg}$  за время  $\sim 10^{-3} \text{s}$ . Это означает, что поглощаемая мощность составляет  $\sim 2 \text{kW}$  на  $1 \text{cm}^3$ . При объём кристалла в  $10 \text{cm}^3$  необходимая мощность оптической накачки равно  $20 \text{kW}$ . следует заметить, что коэффициент использования световой энергии лампы накачки невелик. Даже при наличии у рубина широких полос поглощения используется для возбуждения атомов хрома лишь  $10\% \div 15\%$  свет лампы накачки. Поэтому в рассмотренном примере полная мощность лампы должна быть  $\sim 200 \text{kW}$ . В настоящее время такие мощности легко достигаются в газоразрядных лампах (например, с ксеноновым заполнением) в импульсном режиме.

Таким образом, при освещении рубина достаточно мощной лампой накачки происходит увеличение числа атомов на уровне  $\varepsilon_2$  до величин, при которых  $n_2 > n_1$ . Рубин становится активной средой, способной усиливать проходящее излучение на частоту перехода  $\nu_{21}$ .

### 3.5 Условия возникновения когерентного излучения в ОКГ

Первичные кванты излучения на этой частоте возникают за счёт спонтанных переходов  $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$ . Их направление движение произвольно. Однако расположение рубина между зеркалами 2 и 3 (рис.1) создаёт преимущественное усиление излучения вдоль оси кристалла (перпендикулярно плоскости зеркал). Действительно, кванты света, излучаемые спонтанно под углом  $\theta \neq 0$  к оси кристалла, усиливаются незначительно, так как мала длина пути их в кристалле. Эти кванты покидают рубин, практически не вызывая индуцированное излучение.

Кванты света, спонтанно излучаемые в направлении оси кристалла после прохождения вещества и отражение от зеркала возвращаются в вещество. Время пребывания их в веществе значительно. При каждом прохождении через рубин число квантов увеличивается за счет индуцированных переходов, сначала незначительно, так как вероятность вынужденных переходов пропорциональна плотности излучения, однако, по мере роста числа квантов увеличивается вероятность вынужденного излучения. Это приводит к формированию когерентного излучения в направлении оси кристалла.

Следует заметить, что в оптических квантовых генераторах, как и во всяких других генераторах имеется ярко выраженная положительная обратная связь, создаваемая зеркалами, которые возвращают излучение в вещество, где оно возникло.

Исходя из рассматриваемой модели ОКГ нетрудно сформулировать условия возникновения колебаний в лазере. Для этого проследим путь фотонов, которые в определённый момент времени находилась в сечении  $aa'$  и распространяются к зеркалу 2, имеющему коэффициент отражения в 100%. Очевидно, что в лазере реализуется режим стационарных колебаний (а при малом количестве фотонов в плоскости  $aa'$  - режим возникновения колебаний, т.е. пусковой режим), если число фотонов в плоскости  $aa'$  после прохождения пути  $aa' \rightarrow \text{mirror2} \rightarrow aa' \rightarrow \text{mirror3} \rightarrow aa'$  не изменится, иными словами, если увеличение числа фотонов при двукратном прохождении вещества за счёт вынужденных переходов будет скомпенсировано потерей их в веществе и в открытом резонаторе, образованном зеркалами 2 и 3.

Потери числа квантов в ОКГ могут быть обусловлены различными причинами:

1. Потери на излучение связаны с выводом излучения за пределы лазера через полупрозрачное зеркало 3
2. Нерезонансные потери в веществе, связанные с недостаточной оптической однородностью рубина и, следовательно, с рассеянием излучения на неоднородностях. К нерезонансным потерям можно отнести и омические потери в веществе.
3. Дифракционные потери на зеркалах, связанные с дифракцией лазерного излучения на зеркалах, имеющих конечные размеры.

Дифракционные потери и потери на излучение зависят от геометрических размеров открытого резонатора и отражающих свойств зеркал и обычно определяют добротность открытого резонатора, которая имеет величины до  $10^5 \div 10^6$ , что говорит о малой величине данного вида потерь.

Нерезонансные потери определяются качеством изготовления лазерного рубина и также имеют, как правило, малую величину.

Сказанное выше свидетельствует о том, что генерация в лазере начинает развиваться уже при малой инверсной населённости уровней  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$ , т.е. при  $n_2 > n_1$ .

Основные свойства излучения рубинового ОКГ в режиме свободной генерации

Генерация в рубиновом лазере, возникающая при малой инверсной населённости  $n_2 \leq n_1$ , препятствует увеличению населённости уровня  $\varepsilon_2$  при продолжающемся воздействии лампы накачки, так как процесс сброса атомов хрома с уровня  $\varepsilon_2$  в основное состояние при индуцированном излучении протекает весьма интенсивно. Поэтому на протяжении всего времени воздействия импульса накачки разность населённостей уровней  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$   $\Delta n = n_2 - n_1$  лишь незначительно превышает пороговое значение  $\Delta n_{doorstep}$ , при котором возникает генерация. Данный режим работы рубинового ОКГ известен в литературу как режим свободной генерации. Характерные временные зависимости интенсивности излучения лампы накачки и лазера в режиме свободной генерации приведены на рис. 3.

Лампа накачки даёт импульс света длительностью  $\sim 10^{-3}s$ . В соответствии с этим рубиновый лазер излучает импульс когерентного света длительностью несколько меньшей, чем  $10^{-3}s$ . Последнее связано с тем, что нужно некоторое время для создания инверсии населённости, при которой начинается генерация. Генерация будет длиться до тех пор, пока интенсивность света лампы накачки не уменьшится до величины, при которой  $\Delta n = \Delta n_{doorstep}$ . Структура лазерного импульса сложна. Как правило, генерация представляет собой пульсацию излучения, которые имеют незатухающий характер, причём амплитуды "пиков" и расстояния между ними беспорядочно флуктуируют.

Такой режим излучения, обычно называемый "пиковым", хорошо наблюдается в рубиновом ОКГ при комнатной температуре. При охлаждении активного элемента до температуры жидкого азота хаотичность пульсации заметно уменьшается. До настоящего момента природа пикового режима выяснена не полностью. По-видимому, в значительной степени она связана со свойствами оптического резонатора и, в частности, с наличием большого числа типов колебаний в нём. В отдельных работах указывается, что это явление обусловлено влиянием спонтанного излучения и физически связано с тем, что при большом количестве генерируемых типов колебаний энергия индуцированного излучения в каждом из них оказывается малой и сравнимой с энергией спонтанного излучения, в результате чего нестабильность отдельных типов колебаний не приводит к заметным изменениям суммарной интенсивности. Вероятно, определённый вклад в эффект вносит конечное время, необходимое для перевода атома в основное состояние по следующей схеме:

$$\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_3(\varepsilon_4) \rightarrow \varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1 \quad (6)$$

Резкое уменьшение населённости уровня  $\varepsilon_2$  при развитии генерации не может мгновенно компенсировать увеличением числа переходов  $\varepsilon_3 \rightarrow \varepsilon_2$  при воздействии лампы накачки и в отдельные моменты времени  $\Delta n = n_2 - n_1$  может значительно уменьшаться до величины порядка  $\Delta n_{doorstep}$ , что приводит к уменьшению интенсивности излучения. В пользу данного объяснения свидетельствует известный экспериментальный факт: пиковый режим тем более ярко выражен, чем больше время жизни метастабильного состояния. У лазеров, рабочее вещество которых имеет малое время жизни метастабильного состояния ( $10^{-6}s$ ), режим хаотических пульсаций не наблюдается.

### 3.6 Способы увеличения мощности излучения рубинового ОКГ

Проблему увеличения мощности (интенсивности) излучения рубинового ОКГ, в принципе, можно решать двумя способами. Очевидно, что энергия излучения в режиме свободной генерации и, следовательно, мощность увеличатся, если увеличить длину рубинового стержня. При этом необходимо, естественно, увеличивать энергию светового излучения лампы накачки. Однако на практике этот способ не дал ощутимых результатов из-за трудностей при выращивании длинных рубиновых стержней для ОКГ и при решении проблемы охлаждения активных элементов в работающем лазере.

Более перспективным и плодотворным оказался второй способ, связанный с сокращением времени генерации в ОКГ при постоянной энергии накачки. Действительно, учитывая, что энергия лазерного излучения  $E$  связана с мощностью  $P$  отношением

$$E = \int_0^t P dt \quad (7)$$

где  $t$  - длительность импульса излучения.

Нетрудно видеть, что мощность излучения тем больше, чем меньше  $t$ .

Как уже отмечалось выше, длительность импульса  $t$  определяется тем промежутком времени, в течении которого сохраняется инверсная населённость уровней  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$   $\Delta n = n_2 - n_1$ , причём для  $\Delta n$  растёт за счёт увеличения  $n_2$  под воздействием лампы накачки и падает за счёт сброса атомов хрома со второго уровня на первый при вынужденном излучении. Таким образом, при постоянной энергии и длительности импульса света лампы накачки тем меньше длительность импульса излучения ОКГ, чем быстрее сбрасываются атомы хрома с уровня  $\varepsilon_2$ . Количество переходов  $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$  в объёме кристалла, равном  $1 \times dxsm^3$ , может быть легко подсчитано по формуле (1), так как каждый такой переход сопровождается излучением одного кванта света. Разделив равенство (1) на  $h\nu_{21}$ , имеем для числа вынужденных переходов  $N$ :

$$N = B_{21} \frac{J}{h\nu_{21}} (n_2 - n_1) \quad (8)$$

Из формулы (2) видно, что число вынужденных переходов пропорционально разности населённостей  $n_2 - n_1$ . Если бы удалось перевести на уровень  $\varepsilon_2$  большинство атомов хрома, оставив уровень  $\varepsilon_1$  практически пустым, то согласно формулам (2) и (1) можно было бы значительно увеличить интенсивность излучения, резко сократив длительность его импульса. Расчёта показывают, что в рубиновом стержне длиной в  $10 \div 20sm$  импульс излучения в ОКГ мог бы развиваться а время  $10^{-8}s$ , при этом мощность излучения повышается до нескольких мегаватт.

С помощью существующих ламп накачки было бы легко "перебросить" все атомы хрома на уровень  $\varepsilon_2$ , если бы в рубине не возникала генерация. Излучения лампы накачки легко переводит атомы  $Cr$  в возбуждённое состояние до тех пор, пока не возникнет инверсия населённостей, т.е. превышение числа возбуждённых атомов над невозбуждёнными. Как уже отмечалось выше, генерация, начинающаяся сразу же после того, как чуть больше половины атомов  $Cr$  переведено в возбуждённое состояние, сбрасывает атомы в основное состояние, препятствуя росту  $\Delta n$ , которое в режиме свободной генерации остаётся малой положительной величиной.

Перевод всех атомов в возбуждённое состояние можно осуществить, если на некоторое время убрать из системы обратную связь, т.е. отключить зеркала, устранив тем самым возможность генерации. После этого можно перевести атомы на уровень  $\varepsilon_2$ , на котором они будут находиться в течении  $\sim 10^{-3}s$ . Если за это время вновь включить зеркала, то произойдёт лавинообразный сброс атомов  $Cr$  в основное состояние с излучением мощного короткого импульса. Процесс быстрого включения и выключения зеркала эквивалентен скачкообразному изменению добротности открытого резонатора лазера. Поэтому

в литературе называют ОКГ, в которых генерация мощных импульсов осуществляется описанным выше способом, лазерами с модулированной или управляемой добротностью резонатора.

### 3.7 Методы управления добротностью резонатора

Для управления добротностью оптического резонатора применяются различные механические, электрооптические и другие методы. Простейшая система с вращающимся диском изображена на рис. 4

Диск имеет небольшое отверстие, которое при вращении может совмещаться с фокусом двух линз в открытом резонаторе. Когда диск прерывает пучок света в фокусе линз, добротность резонатора невелика и определяется коэффициентом отражения левого зеркала, торца рубинового стержня и поверхности диска, которая обычно делается незеркальной. В промежутки времени, когда излучение проходит через отверстие, добротность резонатора резко возрастает за счёт отражения от второго зеркала. Существенным недостатком данной системы является сравнительно большое время переключения ( $\sim 10^{-6} \text{ s}$ ) добротности, а также разрешение края отверстия диска при высоких уровнях мощности.

Более совершенная механическая система представлена на рис. 5. В ней переключение добротности осуществляется за счёт вращения одного из отражателей (чаще всего - призмы с полным внутренним отражением, выполняющей роль непрозрачного зеркала), образующих оптический резонатор. Высокая добротность резонатора имеет место лишь в течение короткого интервала времени, когда отражатели параллельны с большой степенью точности. При скоростях вращения  $\sim 20000 - 30000 \frac{\text{rot}}{\text{min}}$ , которые легко реализуются на практике, время переключения добротности составляет примерно  $10^{-7} \text{ s}$ . Для увеличения скорости переключения в резонатор можно ввести дополнительно неподвижные отражатели (рис. 6). В этом случае зависимость добротности от угла поворота зеркала становится более сильной, и скорость переключения увеличивается вдвое.

Широкое применение для управления добротностью находят различные электро- и магнитооптические затворы, основанные на использовании эффектов Керра, Поггеля, Фарадея. Принцип действия затвора с ячейкой Керра иллюстрирует рис. 7. Эффект Керра состоит в том, что под действием электрического поля вещество становится в оптическом отношении подобным одноосному кристаллу с оптической осью вдоль направления электрического поля. Поэтому показатели преломления для волны с электрическим вектором, параллельным приложенному полю, и для волны, перпендикулярной поляризации, оказываются различными. Разность хода, приобретаемая указанными волнами, пропорциональна квадрату напряжённости поля  $E$  и длине ячейки  $l$ . Выражение для сдвига фаз может быть записано в виде

$$\varphi = 2\pi B l E^2 \quad (9)$$

где  $B$  - постоянная Керра.

Эффект Керра имеет место во многих жидкостях и газах, особенно сильно он выражен в нитробензоле. Если, например, длина ячейки с нитробензолом составляет  $5 \text{ см}$ , то для получения разности фаз  $\frac{\pi}{2}$ , нужно приложить электрическое поле напряжённостью  $15000 \frac{\text{V}}{\text{см}}$ .

В схеме на рис. 7 поляризационные призмы  $N_1$  и  $N_2$  являются скрещёнными, т.е. они пропускают свет со взаимно перпендикулярной поляризацией. Главные плоскости поляризаторов составляют с направлением приложенного поля угол  $45^\circ$ . Если внешнее поле отсутствует, то система, образованная двумя поляризаторами и ячейкой Керра, полностью непрозрачна. При наложении поля вещество ячейки становится двоякопреломляющим, и свет, выходящий из неё, приобретает эллиптическую поляризацию, так что часть излучения может пройти через оба поляризатора. Если величина приложенного напряжения или длина ячейки выбрана таким образом, что разность хода лучей составляет



половину длины волны, то выходящий свет будет иметь линейную поляризацию, перпендикулярную первоначальной, и прозрачность системы будет максимальной.

В ОКГ может использоваться более простая система с одним поляризатором (рис. 8). При этом параметры ячейки выбираются такими, чтобы сдвиг фаз составлял  $180^\circ$  при двукратном прохождении. Тогда затвор будет открыт при отсутствии поля и закрыт при наложении его. Следует заметить, что при использовании в качестве активной среды рубина с определённой ориентацией оси, при которой генерируется линейно поляризованное излучение, поляризатор в схеме рис. 8 может быть исключён. Достоинством электрооптических затворов с ячейкой Керра является малое время переключения, которое может составлять единицы наносекунд.

Другой возможный способ реализации поляризационных затворов, принцип действия которых основан на изменении поляризации света, состоит в использовании эффекта Фарадея. эффект Фарадея заключается в том, что некоторые вещества, будучи помещёнными в магнитное поле, обладают способностью поворачивать плоскость поляризации света, направление распространения которого совпадает с направлением приложенного поля. Угол поворота плоскости поляризации пропорционален напряжённости магнитного поля  $H$  и длине пути света в веществе  $l$ :

$$\psi = \rho l H \quad (10)$$

где  $\rho$  - постоянная Верде.

Направление вращения определяется направлением приложенного поля и не зависит от направления распространения света. Величина  $\rho$  может принимать значения  $0.1 \frac{\text{min}}{\text{cm}} \cdot \text{Oe}^{-1}$ . Следует отметить, однако, что оптические затворы, использующие эффект Фарадея, широкого распространения не получили вследствие сравнительно больших потерь в управляющем элементе и недостаточно высокой скорости переключения (по сравнению с ячейкой Керра).

Все описанные затворы требуют значительного усложнения электрической схемы лазера для синхронизации времени включения лампы накачки и переключения добротности. Конструкция генератора с управляемой добротностью может быть значительно упрощена, если использовать так называемые пассивные затворы, прозрачность которых меняется под действием светового излучения (рис. 9). Введение в резонатор пассивной ячейки, обладающей резонансными потерями, приводит к увеличению порогового уровня накачки, в результате чего к моменту начала генерации на метастабильном уровне накапливается большое число активных атомов. При возникновении генерации лазерное излучение, проходящее через ячейку, резко уменьшает её потери, и запасённая энергия излучается в виде короткого импульса. Длительность этого импульса оказывается почти такой же, что и в режиме мгновенного включения добротности. В качестве веществ для пассивных затворов используются, например, жидкие растворы фталоцианина, различные типы стёкол.

Для объяснения принципа действия пассивных ячеек воспользуемся следующей моделью фталоцианина. Схема основных энергетических уровней этого вещества представлена на рис. 9. Частота перехода между уровнями  $\varepsilon_3$  и  $\varepsilon_1$  находится в красной области спектра и путём выбора подходящего растворителя может быть совмещена с частотой излучения рубинового ОКГ. Промежуточный уровень  $\varepsilon_2$  является метастабильным и имеет время жизни порядка  $10^{-3} \text{ s}$ . Время безызлучательного перехода частиц с уровня  $\varepsilon_3$  на уровень  $\varepsilon_2$  составляет приблизительно  $10^{-7} \text{ s}$ .

В нормальном состоянии все молекулы находятся в основном энергетическом состоянии и способны поглощать излучение рубинового ОКГ. По мере поглощения энергии происходит увеличение числа возбуждённых молекул, и коэффициент поглощения падает. Данному эффекту благоприятствует то обстоятельство, что уровень  $\varepsilon_2$  является метастабильным. Поэтому рабочее вещество ячейки можно рассматривать как двухуровневую систему, в которой коэффициент поглощения излучения на частоте

перезода  $\varepsilon_3 \rightarrow \varepsilon_1$  определяется разностью населённости этих уровней. Увеличение населённости уровня  $\varepsilon_3$  при поглощении энергии с одновременным уменьшением населённости уровня  $\varepsilon_1$  приводит к резкому уменьшению коэффициента поглощения (насыщение перезода  $\varepsilon_3 \rightarrow \varepsilon_1$ ) в ячейке, т.е. к просветлению вещества, и добротность резонатора возрастает, что обеспечивает получение короткого импульса излучения большой мощности. По аналогичной схеме работают пассивные затворы, использующие различные типы стёкол.

Использование пассивных затворов в ОКГ может приводить к появлению последовательности мощных импульсов с высокой частотой повторения. После просветления вещества пассивного затвора и получения мощного импульса излучения рубинового ОКГ за счёт "сброса" атомов хрома в основное состояние происходит обеднение уровня  $\varepsilon_3$  вещества пассивного затвора за счёт спонтанных перезодов и увеличения населённости уровня  $\varepsilon_1$ . Коэффициент поглощения излучения увеличивается, и добротность резонатора падает. Если к этому моменту времени продолжает действовать импульс оптической накачки, то может быть сформирован ещё один или несколько импульсов излучения по рассмотренной выше схеме:

1. увеличение разности населённости уровней  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$  в рубине,
2. просветление вещества пассивного затвора,
3. излучение мощного импульса света рубиновым ОКГ.

В обычных условиях расстояние между импульсами излучения составляет десятки микросекунд. Интервал между ними можно регулировать, изменяя уровень накачки и поглощение пассивного затвора.

/subsection Основные характеристики ОКГ с управляемой добротностью

Основные особенности рубинового ОКГ в режиме модуляции добротности могут быть изучены сравнительно просто, если предположить, что время "переключения" добротности равно нулю. В рамках данного предположения можно рассмотреть основные зависимости энергетических и временных характеристик излучения от различных параметров резонатора и активной среды, а также оценить предельные значения длительности импульса, выходной мощности и энергии.

/subsubsection Мощность и энергия излучения

При выводе уравнения ОКГ ограничимся одномерным приближением, учитывая высокую направленность лазерного излучения. Рассмотрим слой толщиной  $\Delta x$  в активном веществе и составим уравнение непрерывности для интенсивности излучения. Число фотонов, проходящих в 1с через  $1\text{см}^2$  в положительном направлении оси  $Ox$ , обозначим через  $J_1(x, t)$ , а в отрицательном -  $J_2(x, t)$ . Каждый элемент вещества характеризуется коэффициентом поглощения  $\kappa$ , который состоит из двух членов:

$$\kappa = \beta - \sigma_{21}\Delta \quad (11)$$

где  $\sigma_{21} \frac{W_{21}}{J}$  - вероятность вынужденных перезодов при  $J = 1$ .

$\Delta$  - плотность инверсной населённости (см. ниже).

Первое слагаемое -  $\beta$  - характеризует все потери, не связанные с резонансными эффектами индуцированного поглощения и испускания фотонов (нерезонансные потери). Второе слагаемое характеризует индуцированное усиление. Когда плотность инверсной населённости  $\Delta = n_2 - n_1 > 0$  в  $\beta$  мала, имеет место генерация фотонов активной средой, в результате чего интенсивности  $J_1$  и  $J_2$  увеличиваются.

Уравнения для приращения интенсивности излучения на длине могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} J_1(x + \Delta x, t + \Delta t) - J_1(x, t) &= (\sigma_{21}\Delta - \beta)J_1(x, t)\Delta x \\ J_2(x + \Delta x, t + \Delta t) - J_2(x, t) &= (\sigma_{21}\Delta - \beta)J_2(x, t)\Delta x \end{aligned} \quad (12)$$

Учитывая, что

$$J_1(x + \Delta x, t + \Delta t) = J_1(x, t) + \frac{\partial J_1(x + \Delta x, t)}{\partial t} \Delta t \quad (13)$$

получим, устремляя  $\Delta x \rightarrow 0$ :

$$\frac{\partial J_1}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial J_1}{\partial t} = (\sigma_{21} \Delta - \beta) J_1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial J_2}{\partial t} = (\sigma_{21} \Delta - \beta) J_2 \quad (4)$$

Третье уравнение, связывающее плотность инверсной населённости  $\Delta = n_2 - n_1$  с интенсивностями  $J_1$  и  $J_2$  можно получить, если учесть, что при генерации фотонов активной средой уменьшается разность населённостей уровней  $\Delta = n_2 - n_1$ . При получении уравнения будем пренебрегать влиянием спонтанного излучения на частоте  $\nu_{21}$  накачки и на частоте релаксационных процессов на изменение населённостей уровней  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , так как длительность лазерного импульса в режиме модуляции добротности мала. В силу сказанного выше

$$-\frac{\partial n_2}{\partial t} = \frac{\partial n_1}{\partial t} = W_{21}(n_2 - n_1) \quad (5)$$

Учитывая, что плотность энергии излучения  $\rho(x, t)$  на частоте  $\nu_{21}$  равна

$$\rho = \frac{h\nu_{21}}{v} (J_1(x, t) + J_2(x, t)) \quad (16)$$

и, следовательно,  $W_{21} = \sigma_{21}(J_1 + J_2)$  найдём из (5):

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -2\Delta\sigma_{21}(J_1 + J_2) \quad (6)$$

Приведённые уравнения должны быть дополнены начальными и граничными условиями. Если длина активного образца  $l$ , а коэффициенты отражения плоских зеркал резонатора при  $x = 0$  и  $x = l$  равны соответственно  $r_1$  и  $r_2$ , то граничные условия для генератора могут быть записаны в виде

$$J_2(l, t) = r_2 J_1(l, t) ; \quad J_1(0, t) = r_1 J_2(0, t) \quad (18)$$

В начальный момент времени  $t = 0$  должно быть задано аспределение населённостей и интенсивностей излучения вдоль образца. При равномерной накачке можно положить  $\Delta(x, 0) = Const$ . Величины  $J_1(x, 0)$  и  $J_2(x, 0)$  определяются случайными фотонами, возникающими в результате спонтанного излучения. Расчёты показывают, что конечные результаты практически не зависят от выбора малых величин  $J_1(x, 0)$  и  $J_2(x, 0)$ .

Уравнения (3), (4) и (6) с соответствующими граничными и начальными условиями являются достаточно сложными. Поэтому их, как правило, упрощают, переходя к усреднённым уравнениям. Складывая уравнения (3) и (4) и обозначая  $J_+ = J_1 + J_2$ ,  $J_- = J_1 - J_2$ , получим

$$\frac{\partial J_-}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial J_+}{\partial t} = (\sigma_{21} \Delta - \beta) J_+ \quad (7)$$

Усредним уравнение (7) по длине образца, введя  $\overline{J_+}$  соотношением

$$\overline{J_+} = \frac{1}{e} \int_0^l J_+(x, t) dx \quad (20)$$

Аналогично введём  $\overline{\Delta}$ .

Из уравнения (7) имеем:

$$\frac{1}{e} \left( J_-(e) - J_-(0) \right) + \frac{1}{v} \frac{\partial \overline{J_+}}{\partial t} \sigma_{21} \overline{\Delta J_+} - \beta \overline{J_+} \quad (8) \quad (21)$$

Будем считать также, что изменения величин  $J_+$  и  $\Delta$  по длине образца малы по сравнению с из средними значениями. Тогда

$$\overline{\Delta J_+} = \overline{(\Delta - \delta \Delta(x))} = \overline{\Delta J_+} + \overline{\delta \Delta(x) \cdot \delta J_+(x)} \approx \overline{\Delta} \cdot \overline{J_+} \quad (9) \quad (22)$$

Граничные условия преобразуются к виду

$$\begin{aligned} J_-(0, t) &= \frac{r_1 - 1}{r_1 + 1} J_+(0, t) \\ J_-(e, t) &= \frac{1 - r_2}{1 + r_2} J_+(e, t) \end{aligned} \quad (10) \quad (23)$$

Подставляя (9) и (10) в уравнение (8) и полагая, что  $J_+(e) \approx J_+(0) \approx \overline{J_+}$ , получим:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \overline{J_+}}{\partial t} = \sigma_{21} \overline{\Delta J_+} - \left( \beta + \frac{1 - r_1}{l(1 + r_1)} + \frac{1 + r_2}{l(1 + r_2)} \right) \cdot \overline{J_+} \quad (11) \quad (24)$$

Последние два члена в квадратной скобке характеризуют потери на излучение  $\beta_\Sigma$ . Более строгий учёт распределения  $J_+$  и  $\Delta$  вдоль образца даёт выражение

$$\beta_\Sigma = \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \quad (25)$$

совпадающее при  $r_{1,2} \approx 1$  с выражением, входящим в (11). Поэтому выпишем усреднённое уравнение (8) в виде:

$$\frac{1}{v} \frac{d \overline{\Delta}}{dt} = \sigma_{21} \overline{\Delta J_+} - (\beta + \beta_\Sigma) \overline{J_+} \quad (12) \quad (26)$$

Аналогично записывается усреднённое уравнение (6):

$$\frac{d \overline{\Delta}}{dt} = -2 \sigma_{21} \overline{\Delta J_+} \quad (13) \quad (27)$$

Подставив  $J_+$  из (13) в правую часть уравнения (12), получим

$$\frac{1}{v} \frac{d J_+}{dt} = \left( -\frac{1}{2} + \frac{\beta + \beta_\Sigma}{2 \sigma_{21} \Delta} \right) \frac{\partial \Delta}{\partial t} \quad (28)$$

Здесь и ниже знак усреднения опущен.

Отсюда

$$J_+(t) = J_+(0) + \left( \Delta(0) - \Delta(t) \right) \frac{v}{2} + \frac{v}{2\sigma_{21}} (\beta + \beta_\Sigma) \ln \frac{\Delta(t)}{\Delta(0)} \quad (14) \quad (29)$$

где  $J_+(0)$  и  $\Delta(0)$  - средняя плотность потока фотонов и инверсной населённости при  $t = 0$ .

Выходная мощность генератора  $P_\Sigma$  может быть вычислена по формуле

$$P_\Sigma(t) = h\nu_{21} V J_+(t) \beta_\Sigma = \frac{1}{2} h\nu_{21} S J_+(t) \ln \frac{1}{r_2} \quad (15) \quad (30)$$

В формуле (15) положено  $r_1 = 1$  (для полностью отражающего зеркала),  $S \frac{V}{l}$  - площадь поперечного сечения образца.

Из формулы (15) с учётом (14) можно найти пиковое значение мощности излучения. Полагая  $\frac{\partial J_+}{\partial t} = 0$ , получим, подставляя найденную при этом величину  $\Delta$  в уравнение (14):

$$P_{\Sigma_{max}} = \frac{1}{2} h\nu_{21} \Delta(0) S \ln \frac{1}{r_2} \left( 1 - \frac{\beta + \beta_\Sigma}{\sigma_{21} \Delta(0)} \left( 1 + \ln \frac{\sigma_{21} \Delta(0)}{\beta + \beta_\Sigma} \right) \right) \quad (16) \quad (31)$$

Формула (16) позволяет рассчитать зависимость максимальной мощности излучения от коэффициента отражения полупрозрачного зеркала и начальной инверсной населённости  $\Delta(0)$ . Типичные зависимости представлены на рис. 10.

Расчёты показывают существование оптимального значения  $r_2$ , зависящего от ачальной инверсной населённости  $\Delta(0)$ . Существование экстремального значения  $P_{\Sigma_{max}}$  может быть объяснено и с физической точки зрения. Уменьшение коэффициента отражения полупрозрачного зеркала приводит при больших  $r_2$  к увеличению доли энергии, выводимой из лазера. Однако, если  $r_2$  мало, то его уменьшение резко уменьшает долю излучения, возвращаемого в активное вещество, что, в свою очередь, уменьшает вероятность вынужденного излучения и энергии, излучаемой активным веществом. Из формулы (14) конечную величину инверсной населённости  $\Delta_x$ , которая устанавливается по окончании импульса излучения. Полагая  $J_+(t) = 0$  и  $J_+(0) \approx 0$ , получим

$$\Delta_K = \Delta(0) + \frac{1}{\sigma_{21}} (\beta + \beta_\Sigma) \ln \frac{\Delta_K}{\Delta(0)} = \Delta(0) + \Delta_{doorstep} \ln \frac{\Delta_K}{\Delta(0)} \quad (17) \quad (32)$$

В формуле (17)  $\Delta_{doorstep} = \frac{1}{\sigma_{21}} (\beta + \beta_\Sigma)$  - пороговое значение инверсной населённости, которое можно найти из уравнения (12), полагая в нём  $J_+ = Const$ . Из формулы (17) можно найти энергию, излучённую в единичном объёме активного вещества:

$$\varepsilon'_\Sigma = h\nu_{21} (\Delta(0) - \Delta_K) \quad (33)$$

Тогда для энергии излучённого импульса имеем

$$\varepsilon'_\Sigma = \frac{h\nu_{21} S}{4\Delta_{doorstep} \sigma_{21}} \left( \Delta(0) - \Delta_K \right) \ln \frac{1}{r_2} \quad (18) \quad (34)$$

Зависимости энергии импульса оптического излучения от коэффициента отражения  $r_2$  при различных уровнях энергии накачки приведены на рис. 11. Их графика видно, что для получения максимальной энергии импульса необходимо подобрать оптимальный коэффициент отражения  $r_2$ . Следует заметить также, что оптимальные значения  $r_2$ , при которых реализуются экстремальные значения  $\varepsilon_\Sigma$  и  $P_{\Sigma_{max}}$ , отличаются друг от друга.

### 3.7.1 Влияние длины оптического резонатора на выходную мощность

При расчёте выходной мощности ОКГ мы предполагали, что отражающие покрытия оптического резонатора нанесены непосредственно на торцевые поверхности активного вещества. Однако на практике из-за необходимости помещения в резонатор модулирующей ячейки расстояние  $L$  между зеркалами резонатора отличается от длины активного стержня  $l$ . В этом случае излучение, распространяющееся в резонаторе от одного зеркала к другому, усиливается в течении  $\Delta t = \frac{l}{c}n$  ( $n$  - показатель преломления активного вещества), а в течении  $\Delta t'' = \frac{L-l}{c}$  его интенсивность не изменяется. Это приводит к уменьшению максимальной мощности излучения в  $\kappa$  раз и к соответствующему увеличению длительности импульса излучения, причём

$$\kappa = \frac{nl + L - l}{nl} \quad (35)$$

Энергия излучения при этом излучается незначительно.

### 3.7.2 Схема экспериментальной установке и методика эксперимента

Экспериментальная установка для исследования рубинового ОКГ в режиме модуляции добротности (рис. 12) состоит из трёх основных узлов:

1. генератор на рубине с блоками питания и управления;
2. аппаратура для измерения энергии излучения и наблюдения формы генерируемого импульса;
3. юстировочный лазер на смеси газов  $He - Ne$  с блоком питания.

Активный элемент лазера - рубин вместе с лампой накачки ИФП-ВСО закреплён в лазерной головке. Внутренняя поверхность лазерной головки покрыта серебром и отполирована. Взаимное расположение рубинового стержня и лампы накачки обеспечивает оптимальное освещение активного вещества импульсом света лампы накачки. В головке укреплено также полностью отражающее зеркало ОКГ (коэффициент отражения  $r \approx 1.0$ ). Лазерная головка закрыта металлическим кожухом, который заземляется при выполнении лабораторной работы. Со стороны, противоположенной полностью отражающему щуркалу, в кожухе имеется отверстие, размеры которого превышают диаметр рубинового стержня, а центр примерно совпадает с осью рубинового стержня. Лазерная головка и кожух закреплены на текстолитовой плите, зафиксированной на оптической скамье. На плите установлены также держатели выходного полупрозрачного зеркала и модулятора, допускающие их юстировку с помощью юстировочных винтов. Зеркала лазера изготовлены из оптического стекла и имеют цилиндрическую форму. На один из торцов цилиндра нанесено многослойное диэлектрическое покрытие. Толщины и количество слоёв подбирают при изготовлении зеркал так, чтобы при нормальном падении излучения рубинового ОКГ ( $\lambda = 6943\text{Å}$ ) на многослойное покрытие произошло частичное или полное отражение без потери излучения в зеркале. Многослойность диэлектрического покрытия облегчает в силу явления интерференции получение заданного коэффициента отражения. В данной лабораторной работе используются интерференционные

диэлектрические экраны с коэффициентами отражения  $r_1 = 1.0$  и  $r_2 = 0.4$ . В держателе модулятора добротности может быть закреплена с помощью пружинных зажимов стеклянная пластинка  $KC - 19$ , а также кюветы с раствором фталоцианина, выполняющие в открытом резонаторе лазера роль пассивного затвора.

В лазерную головку с помощью высоковольтных экранированных проводов подводится напряжение питания лампы накачки (до  $1kV$ ) с накопительной ёмкости  $C = 2044\mu F$ , расположенной в блоке питания лазера, а также высоковольтный импульс (до  $15kV$ ), обеспечивающий первичный пробой разрядного промежутка лампы ИФП-800. Это напряжение подводится к лазерной головке, которая изолирована от заземлённого кожуха.

Блоки питания и управления обеспечивают заряд накопительной ёмкости до заданного напряжения, подключение её к электродам лампы ИФМ-800, выработку импульса и поджига разряда и, в случае необходимости, разряд ёмкости  $C$  через балластное сопротивление. На лицевой панели блока управления расположены вольтметр, показывающий напряжение на накопительной ёмкости, переключатель пределов напряжения (грубо), ручка плавной установки напряжения в заданных пределах (точно) и клавиши управления. Клавиши "вкл" и "заряд" при нажатии с помощью механического приспособления фиксируются в новом положении. Остальные клавиши при отпускании возвращаются в исходное положение. Клавиши "откл" и "разряд" предназначены лишь для возвращения в исходное положение клавиш "вкл" и "заряд" соответственно и никаких электрических переключений в схеме не производят. Клавиша "вспышка" механически связана с клавишей "заряд" таким образом, что при возвращении в исходное положение клавиши "заряд" также выбрасывается в исходное положение.

В исходном положении накопительная ёмкость  $C$  отключена от схемы питания и закорочена небольшим разрядным сопротивлением. Отсутствие напряжения на ёмкости контролируется вольтметром на лицевой панели пульта управления.

При нажатии клавиши "заряд" (после включения прибора и его прогрева в течение 5 – 7 минут) с помощью реле замыкается цепь питания ёмкости  $C$ , от которой отключается разрядное сопротивление. Начинается заряд ёмкости, который сопровождается повышением напряжения на электродах лампы ИФП-800, расположенной в лазерной головке. Рост напряжения контролируется по вольтметру на лицевой панели пульта управления. Одновременно с подачей напряжения на накопительную ёмкость срабатывает световая сигнализация "Внимание. Высокое напряжение". Рост напряжения на накопительной ёмкости происходит до величины, задаваемой переменными сопротивлениями "грубо" и "плавно" на лицевой панели. При достижении заданной величины напряжения в схеме срабатывает реле, разрывающее цепь питания ёмкости  $C$  и включающее цепь импульса поджига разряда и лампы освещения клавиши "заряд". Если теперь нажать клавишу "вспышка", то в блоке управления сформируется короткий высоковольтный импульс, зажигающий разряд в лампе накачки. В ОКГ формируется импульс когерентного излучения, который может быть зафиксирован измерительной аппаратурой установки. При отпускании клавиши "вспышка" происходит выбрасывание в исходное положение клавиши "заряд".

Если после окончания заряда накопительной ёмкости нажать клавишу "разряд", то к ёмкости подключится разрядное сопротивление, в результате чего напряжение на ёмкости уменьшится до нуля, что фиксируется вольтметром. Это позволяет разрядить накопительную ёмкость  $C$ , не зажигая разряд в лампе.

При работе с рубиновым лазером следует иметь в виду, что отключение накопительной ёмкости от источника питания при окончании её исключения исключает возможность регулирования установившегося напряжения на ёмкости ручками "грубо" и "плавно" на пульте блока управления. Поэтому изменение напряжения на ёмкости следует проводить после разряда ёмкости через сопротивление, учитывая, что перевод переключателя "грубо" в соседнее положение приводит к изменению напряжения заряда на  $50V$ . Это значение соответствует также максимальному изменению напряжения при вращении ручки "плавно".

Для определения энергии излучения ОКГ в лабораторной работе используется калориметрический измеритель энергии ИКТ-1М. Форма импульса излучения фиксируется на экране запоминающего осциллографа С1-29. Излучение ОКГ делится на две неравные части с помощью светоделительной пластинки, укрепленной на оптической скамье. Чтобы исключить возможность прямого попадания излучения со стороны оператора, проводящего эксперимент, светоделительная пластинка закрыта экраном. Стойка, закрепляющая пластинку на оптической скамье допускает юстировку пластинки с помощью юстировочного устройства.

Большая часть излучения ОКГ проходит через светоделительную пластинку и попадает в измерительную головку прибора ИКТ-1М, отъюстированную предлагаемым ниже способом (см. раздел "Методика эксперимента"). Незначительная часть излучения ОКГ, отражаясь от светоделительной пластинки, попадает на катод фотоэлемента ФЭК-1, укрепленного на стойке рядом с оптической скамьей. Коаксиальный фотоэлемент ФЭК-1 имеет широкую полосу пропускаемых частот, что позволяет использовать его для регистрации коротких лазерных импульсов в режиме модуляции добротности. Для устранения паразитной засветки фотокатода и уменьшения амплитуды лазерного импульса до требуемой величины вход ФЭК закрыт пластинкой с большим коэффициентом поглощения в видимой области спектра частот. На пластинке отмечено положение фотокатода с помощью юстировочной метки. Совмещение с юстировочной меткой точки попадания луча юстировочного  $He - Ne$  лазера, отраженного от светоделительной пластинки, расположенной под углом  $45^\circ$  к оси юстировочного зеркала и кристалла рубинового ОКГ гарантирует засветку фотокатода ФЭК лазерным импульсом. Фотоэлемент питается от источника постоянного напряжения через разделительный конденсатор, подключенный к коаксиальному выходу ФЭКа.

Импульс излучения, попадающий на вход ФЭКа, преобразуется последним в импульс тока, который поступает на вход запоминающего осциллографа, позволяющего изучать форму одиночных импульсов. Запуск развертки осциллографа осуществляется положительным импульсом, который вырабатывается в блоке управления ОКГ и используется одновременно для зажигания разряда в лампе накачки. Продовольственная синхронизация выведен из блока управления на вход синхронизации осциллографа. Записанный осциллографом импульс может быть затем воспроизведен на его экране в течение  $2 - 3 \text{ min}$ . Так как скорость развертки осциллографа калибрована, то по осциллограмме легко восстановить временную зависимость процесса излучения в лазере.

### 3.7.3 Методика эксперимента. Юстировка резонатора рубинового ОКГ

Параллельность зеркал резонатора и торцов рубинового стержня может быть обеспечена их юстировкой с помощью гелий-неонового лазера ( $\lambda = 6328 \text{ Å}$ ). Юстировочный лазер установлен на специальном юстировочном столике, закрепленном на оптической скамье. Луч юстировочного  $He - Ne$  лазера, проходя через полупрозрачное зеркало, частично отражается от указанных элементов в сторону юстировочного лазера. Поэтому на диафрагме-экране, укрепленной на выходе  $He - Ne$  лазера видны достаточно четкие пятна, отраженные от всех элементов резонатора. Последовательное совмещение их с отверстием диафрагмы обеспечивает достаточную параллельность отражающих элементов, так как после выполнения описанных выше операций каждый из них перпендикулярен оси  $He - Ne$  лазера. В рамках данной лабораторной работы производится лишь юстировка выходного полупрозрачного зеркала. Поэтому может быть предложен следующий порядок работ при юстировке лазера:

1. Отодвинуть шторку, закрывающую оптический тракт установки и убрать с оптической скамьи измерительную головку ИКТ-2М и светоделительную пластинку.
2. Убедиться, что блок питания  $He - Ne$  лазера заземлен, и что на пути луча отсутствуют предметы, которые могут отразить излучение лазера в сторону оператора, выполняющего работу. **ВНИМАНИЕ:** Все юстировочные работы и прочие, выполняемые при открытой шторке, запрещается проводить,



сидя у экспериментальной установки, так как луч юстировочного  $He-Ne$  и исследуемого рубинового лазера проходит примерно на уровне глаз сидящего оператора.

3. Включить питание  $He-Ne$  лазера и прогреть прибор в течении 10-15 минут.
4. Ручку регулировки тока разряда установить в среднее положение и нажать на кнопку зажигания разряда. При зажигании разряда произойдёт отклонение стрелки миллиамперметра, контролирующего ток разряда 7-10 [mA]. Убедиться в наличии генерации  $He-Ne$  лазера. ПРИМЕЧАНИЕ: Если разряд в  $He-Ne$  лазере взник, а генерация излучения отсутствует, то следует произвести прогревание прибора при токе разряда 10 [mA] до возникновения генерации.
5. Убедиться, что полностью отражающее зеркало и рубиновый стержень отъюстированы. Для этого следует закрыть отверстие в кожухе лазерной головки (например, копировальной бумагой), и открывая его найти отражение от указанных элементов луча на диафрагме-экране юстировочного лазера. Если их центры не совпадают с отверстием в экране, то следует пригласить лаборанта или преподавателя.
6. Получить полупрозрачное зеркало, укрепить его в держателе так, чтобы торец зеркала с диэлектрическим покрытием располагался в сторону рубинового лазера ВНИМАНИЕ: Во время установки зеркала в держатель необходимо следить, чтобы отражённый от зеркала луч юстировочного лазера не мог попасть в студентов, находящихся в лаборатории.
7. Вращением юстировочных винтов держателя полупрозрачного зеркала добиться совмещения отражённого от зеркала луча с отверстием в диафрагме-экране юстировочного лазера.

### 3.7.4 Юстировка элементов оптического тракта

После проверки качества юстировки оптического резонатора необходимо определить положение светоделительной пластины на оптической скамье, обеспечивающее попадание излучения рубинового ОКГ на фотокатод широкополосного фотодиода ФЭК. В лабораторной установке фотодиод ФЭК закрыт поглощающей свет крышкой, которая уменьшает интенсивность излучения на фотокатоде до величины, обеспечивающей нормальную работу фотоэлемента и одновременно исключает возможность попадания некогерентного излучения (дневной свет и т.п.) на фотокатод. На ушке фотокатода нанесена метка, показывающая положение фотокатода.

При размещении светоделительной пластины на оптической скамье луч юстировочного  $He-Ne$  лазера проходит через пластинку и, отразившись частично от входного зеркала лазера, вновь попадает на светоделительную пластину со стороны рубинового лазера. Излучение, отразившееся от двух поверхностей светоделительной пластинки (примерно 10% – 15% от падающего) в сторону ФЭК даёт на крышке фотоэлемента два пятна. Перемещая светоделительную пластинку вместе со стойкой, крепящей её, вдоль оптической скамьи и пользуясь юстировочными винтами, следует совместить эти пятна с юстировочной меткой на крышке ФЭК. При этом необходимо контролировать угол наклона светоделительной пластинки и оси юстировочного и исследуемого лазеров. Угол наклона будет составлять  $45^\circ$ , если прямая, соединяющая два пятна, создаваемые лазерным лучом на крышке ФЭК с двумя отчётливо различимыми пятнами на поверхностях пластинки, перпендикулярна оси юстировочного лазера (или направлению его луча). В последнюю очередь юстируется измерительная головка ИКТ-1М. Для этого достаточно совместить, перемещая головку на юстировочном столике, изображение луча  $He-Ne$  ОКГ с юстировочной меткой на задней стенке головки.

### 3.8 Здаание

1. Используя приведённые в описании данные об исследуемом ОКГ, рассчитать минимальное напряжение заряда накопительной ёмкости лампы накачки, при котором возможна генерация.
2. Проверить заземление всех приборов, входящих в установку и включить ИКТ-1М для прогрева в соответствии с инструкцией.
3. Отъюстировать открытый резонатор лазера. Проверить качество юстировки. Для этого
  - (a) Установить на пути лазерного луча копировальную бумагу;
  - (b) Закрыть оптический тракт и лазер шторками;
  - (c) Включить питание исследуемого лазера, нажав до упора на клавишу "вкл." на пульте управления и прогнать установку в течение 2 – 3 минут;
  - (d) Выставить оучками "напряжение заряда", "грубо", "точно" напряжение 700[V];
  - (e) Нажать на клавишу "заряд" и зафиксировать напряжение на вольтметре;
  - (f) произвести вспышку, нажав до упора на клавишу "вспышка". ПРИМЕЧАНИЕ: Если после вспышки напряжение на ёмкости будет нарастать, следует, не дожидаясь полного заряда ёмкости, немедленно нажать на клавишу "разряд" и разрядить ёмкость.
  - (g) Убедившись в отсутствии напряжения на ёмкости, выключить установку, нажав на клавишу "откл.";
  - (h) Отодвинуть шторку и убедиться, что на копировальной бумаге имеется след от лазерного луча (светлое пятно от выгоревшей краски). Если пятна нет, следует проверить качество юстировки. ВНИМАНИЕ: Лазерная головка не имеет принудительного охлаждения, поэтому временной интервал между вспышками лампы накачки должен составлять не менее пяти минут.
4. Отъюстировать элементы оптического тракта.
5. Закрыть оптиеский тракт шторками
6. Включить источник питания ФЭК и после прогрева в течение 10 минут включить высокое напряжение и установить его равным 1000[V].
7. Включить прибор С1-29.
8. Подготовить к работе приборы ИКТ-1М и С1-29 в соответствии с инструкциями.
9. Снять зависимость энергии лазерного излучения от напряжения  $U$  на накопительной ёмкости, меняя последнее через 50[V] до 1000[V]. Снять осциллограммы наблюдаемых импульсов излучения.
10. Включить исследуемый лазер и установить пассивный затвор.
11. Щакрыть оптический тракт шторками.
12. Снять зависимость энергий излучения и количества импульсов излучения от напряжения  $U$  на накопительной ёмкости при тех же значениях  $U$ , что и в пункте 9.
13. Рассчитать энергию импульса излучения, среднюю мощность излучения и превышение начальной инверсной населённости  $\Delta(o)$  над пороговой.

### 3.9 Контрольные вопросы

1. Объясните механизм возникновения колебаний в рубиновом лазере.
2. В чём заключается метод оптической накачки при создании инверсной населённости в рубине?
3. Каковы причины возникновения "пиковой" структуры излучения рубинового лазера?
4. Объясните механизм увеличения мощности излучения при увеличении начальной инверсной населённости в рубине.
5. Проведите сравнительное описание методов модуляции добротности.
6. Чем определяется временной интервал между вспышками при выполнении работы?
7. Расскажите схему расчёта превышения начальной инверсной населённости над пороговой.

### 3.10 Численные данные

Диаметр активного элемента -  $6.5[mm]$

Длина активного элемента -  $80[mm]$

$\sigma_{21} = 2.5 \cdot 10^{-20}[sm^2]$

Ёмкость накопительного конденсатора -  $2400[\mu F]$

$r_2 = 40\%$

$r_{imp} = 50[ns]$  // TODO imp?

$d$  луча -  $2.5[mm]$