

Федеральное агентство по образованию
Российской Федерации

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО–ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

В. К. Егоров, Е. Д. Проценко

Лабораторный практикум «ЛАЗЕР НА РУБИНЕ»

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 621.373.826 (075)

ББК 32.865Я7

Е30

Егоров В. К., Проценко Е. Д. **Лабораторный практикум «Лазер на рубине»** – М.: МИФИ, 2008. – 112 с.

Пособие содержит описание учебной лабораторной работы по измерению важнейших характеристик импульсного лазера на кристалле рубина. Описанию работы предшествует развернутое теоретическое введение, нужное для первоначального ознакомления студентов с основными физическими принципами работы и устройством лазера на кристалле рубина. Наибольшее внимание уделено динамическим характеристикам твердотельных лазеров, рассмотренным на примере рубинового лазера. Освещены инженерно-технические вопросы устройства твердотельных лазеров с накачкой импульсными газоразрядными лампами.

В дополнении подробно рассмотрена теоретическая модель, описывающая нестационарные режимы свободной генерации лазера, а также взаимосвязь разных аспектов динамических и спектральных характеристик излучения лазеров.

Пособие предназначено для студентов инженерно-физических специальностей старших курсов, в первую очередь для специальности «Лазерная физика». Работа входит в лабораторный практикум по курсу «Лазерная физика» для студентов 4-го курса специальности «Лазерная физика». Пособие можно использовать как дополнение к лекционным курсам по названной специальности и другим курсам, связанным с применениями лазеров.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы

Рецензент – доктор ф.-м.н., проф. Ананьин О. Б.

ISBN 978–5–7262–0971–5

© *Московский инженерно–физический институт
(государственный университет), 2008*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая книга написана как учебное пособие по физике лазеров, предназначенное для студентов-физиков старших курсов. В ее содержании можно выделить три главных составных части.

Теоретическая часть посвящена общим вопросам физики твердотельных лазеров, которые рассмотрены на примере классического, рубинового лазера, с акцентом на динамике излучения лазеров в режимах свободной генерации и модулированной добротности. Избегая как отвлеченности изложения, так и простого перечисления фактических данных без физических комментариев, пришлось опустить немало частных деталей. Авторы старались показать, как общие принципы действия лазера проявляются на практике.

В инженерно-технической части изложены важнейшие вопросы устройства рубиновых лазеров, их важнейших подсистем и элементов. В значительной мере материал этой части относится к большинству твердотельных лазеров с накачкой излучением импульсных газоразрядных ламп.

В практическом разделе описана базовая схема установки для проведения учебной лабораторной работы, предлагаемые сценарии такой работы, указания по безопасности работы на установке.

Сценарии работы могут быть основой для разработки заданий, которые можно выполнить за одно лабораторное занятие. Руководитель практикума может либо выбрать существенные пункты сценария, либо разработать задания на несколько занятий, либо предлагать студентам некоторые пункты как дополнительные задания.

Математическое моделирование динамических режимов свободной генерации описано в приложении. Эта часть относится к широкому классу лазеров и задумана как пособие для изучения динамики генерации лазеров в общем курсе физики лазеров. В рамках единой приближенной модели рассмотрены развитие лазерной генерации, переходные процессы, установление стационарного режима, реакция лазера на внешние воздействия.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Цель работы – знакомство с физическими основами работы лазеров на твердом теле на примере рубинового лазера, с устройством и правилами эксплуатации импульсных твердотельных лазеров, получение и исследование динамических режимов генерации импульсного рубинового лазера, знакомство с аппаратурой и методами измерения важнейших характеристик лазера.

ВВЕДЕНИЕ

Первым квантовым генератором оптического диапазона, с появлением которого началось бурное развитие не только квантовой радиофизики и квантовой электроники, но и новейший этап развития оптики в самом широком смысле, был лазер на монокристалле рубина (1960 г.). Он стал первым из класса лазеров, которые называют твердотельными. К ним относят все лазеры на основе легированных ионных кристаллов – диэлектриков, а также легированных стекол.

В твердотельных лазерах принципиально возможна лишь оптическая накачка. Отсюда следуют требования, предъявляемые к кристаллу-матрице и легирующей примеси. В качестве матрицы пригодны прозрачные бесцветные (без примесей) кристаллы, имеющие хорошую механическую прочность, высокую оптическую однородность, достаточную теплопроводность и термостойкость, химическую стойкость. Важно, чтобы существовала технология выращивания и обработки монокристаллов необходимого оптического качества и размеров. Особое требование к лазерным материалам – достаточная стойкость как к интенсивному лазерному излучению (лучевая стойкость), так и к излучению накачки, особенно к УФ излучению.

Легирующая примесь должна иметь систему энергетических уровней, дающих возможность создать в ней инверсию заселенностей, то есть условия для усиления излучения. Характеристики сис-

темы примесных уровней могут сильно зависеть от конкретного материала матрицы, поэтому выбор пары матрица–примесь всегда ограничен.

Легирующая примесь должна быть “дружественной”, хорошо растворимой в расплаве материала матрицы. Пригодны только примеси замещения, не подверженные сегрегации на границах кристаллов и не склонные к образованию скоплений (кластеров) при увеличении их концентрации.

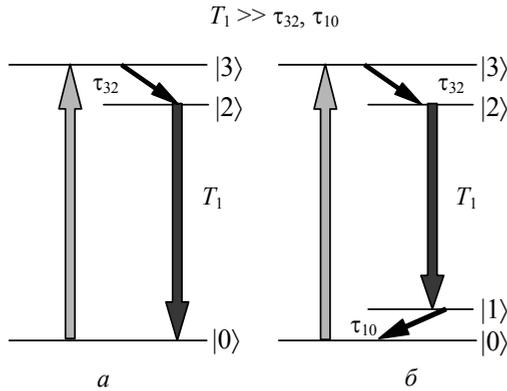


Рис. 1. Трехуровневая (а) и четырехуровневая (б) схемы лазеров; вертикальные стрелки – излучательные переходы, наклонные – быстрые безызлучательные; T_1 – время жизни на верхнем лазерном уровне, τ_{ij} – время релаксации на переходе $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$

Спектр энергетических уровней примесного центра (иона) – наиболее важный фактор; от него зависит эффективность работы лазера. В соответствии со схемой энергетических состояний и возможных квантовых переходов между ними, различают лазеры трехуровневые и четырехуровневые (рис. 1). В обоих случаях накачка идет на переходе из основного состояния $|0\rangle$ на уровень вспомогательного возбужденного состояния $|3\rangle$, расположенный выше верхнего рабочего уровня лазера $|2\rangle$. Нижний рабочий уровень трехуровневого лазера $|0\rangle$ – основное состояние, сильно заселенное при тепловом равновесии. В четырехуровневом лазере нижний рабочий уровень $|1\rangle$ – возбужденное состояние, по энергии отделенное от основного $|0\rangle$ интервалом $(E_{|1\rangle} - E_{|0\rangle})$ не менее kT , по-

этому оно заселено слабее, чем основное состояние. Отсюда следует, что в четырехуровневом лазере гораздо легче получить инверсную заселенность рабочих уровней. Действительно, если пренебречь заселенностями возбужденных состояний в отсутствии накачки и релаксацией верхнего лазерного уровня, то в трехуровневом лазере необходимо перевести больше половины ионов из основного состояния $|1\rangle$ на верхний лазерный уровень $|2\rangle$, чтобы получить инверсию и усиление. Это означает, что в трехуровневом лазере значительную часть энергии накачки приходится тратить на преодоление теплового равновесия, и только добавка к этим предварительным энергетическим затратам дает вклад в инверсию, усиление и, в конечном итоге, в лазерное излучение.

В четырехуровневом лазере при $(E_{|1\rangle} - E_{|0\rangle}) \gg kT$ для достижения инверсии рабочих уровней достаточно перевести на верхний лазерный уровень даже самую малую долю ионов, то есть почти вся энергия накачки расходуется только на создание усиливающего состояния активной среды.

Перечислим желательные свойства спектра примесного иона, способствующие эффективной работе лазера (см. рис. 1):

1) время жизни верхнего лазерного уровня $|2\rangle$ должно быть на порядок больше, чем время жизни вспомогательных возбужденных состояний $|3\rangle$;

2) квантовый выход фотолюминесценции должен быть как можно больше; для этого основным каналом релаксации вспомогательного уровня $|3\rangle$ должен быть переход на верхний рабочий уровень $|2\rangle$, а основным каналом релаксации верхнего рабочего уровня $|2\rangle$ должен быть излучательный переход на нижний рабочий уровень;

3) требования к ширине и типу уширения линии люминесценции на рабочем лазерном переходе $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ зависят от предназначения лазера и могут изменяться в широких пределах; этот вопрос позже будет рассмотрен особо;

4) желательно, чтобы нижний лазерный уровень был не основным, а возбужденным состоянием, отстоящим от основного $|0\rangle$ по энергии не менее чем на несколько kT ; тогда будет возможной эффективная четырехуровневая накачка (рис. 2);

5) чтобы был высоким КПД накачки, желательно, чтобы разность энергий вспомогательного $|3\rangle$ и верхнего $|2\rangle$ лазерного уровней была небольшой;

6) желательно значительное уширение вспомогательных уровней накачки $|3\rangle$, в сотни см^{-1} или более, чтобы излучение широкополосных источников накачки поглощалось активными ионами как можно полнее. В частности, выгодно, если уровни $|3\rangle$ образуют достаточно широкий спектральный мультиплет.

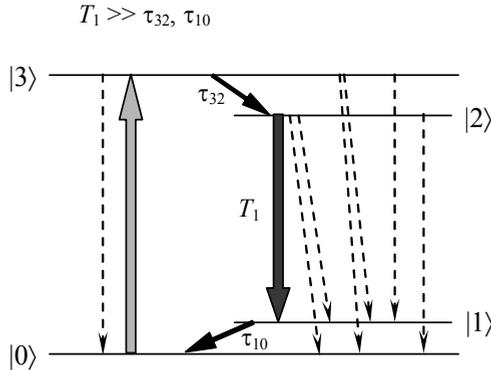


Рис. 2. Четырехуровневая схема лазера:

вертикальные стрелки – излучательные переходы, наклонные – безызлучательные, сплошные стрелки – желательные переходы, пунктирные – нежелательные.

T_1 – время жизни на верхнем лазерном уровне,

τ_{ij} – время релаксации на переходе $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$

Требования к свойствам спектра иона примеси существенно смягчаются, если для накачки служит узкополосное излучение инжекционных лазеров (лазеры с накачкой излучением инжекционных лазеров называют *DPSS = Diode-Pumped Solid-State*). Так, разность энергий уровней $|1\rangle$ и $|0\rangle$ может быть и близкой к kT , но спектральные линии переходов $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ не должны сильно перекрываться. Требование 6 тоже смягчается, но чем шире полосы поглощения накачки, тем шире диапазон допустимых расстройк лазеров накачки от оптимума – следовательно, меньше температурные нестабильности системы в целом, и большее количество инжекционных лазеров (изготовленных по одной технологии и номинально одинаковых) будет принято как годные. В конечном ито-

ге, этот фактор в производстве влияет на *выход годных*, то есть на стоимость коммерческой продукции.

Удачные сочетания перечисленных выше свойств встречаются только у ионов переходных металлов (d -элементов), лантаноидов и актиноидов (f -элементов). Электронные плотности основного и низших возбужденных состояний внутренних электронных f -оболочек сильно экранированы наружными оболочками, и поэтому слабее подвержены возмущениям, приводящим к уширениям и сдвигам линии люминесценции, зависящим от вида кристалла-матрицы. Можно сказать, что спектры одного иона лантаноида в разных матрицах очень похожи в общих чертах, хотя и отличаются в количественных деталях.

Экранирование d -оболочек существенно слабее, поэтому один и то же ион в различных матрицах имеет сильно различающиеся спектры; яркие примеры показывают ионы хрома, дающие качественно разные системы уровней в разных кристаллах.

Высокие возбужденные состояния, обозначенные на рис. 1 и 2 как $|3\rangle$ и выше, напротив, экранированы слабее, и потому их уширение на порядок сильнее, чем у лазерного перехода. Условие 4 не обязательно; для рубина, в частности, оно не выполнено, и лазер на рубине работает по трехуровневой схеме.

В некоторых кристаллах требование 6 выполняют при помощи дополнительной примеси (соактиватора, сенсibilизатора) с широкой полосой поглощения накачки и достаточно эффективной передачей энергии возбуждения от соактиватора к ионам рабочей примеси (рис. 3). Из общих представлений об устройстве электронных оболочек можно полагать, что ионы d -элементов – наилучшие сенсibilизаторы, а ионы f -элементов – эффективные излучатели. Действительно, полосы поглощения ионов d -элементов обычно широки, а положение метастабильного уровня $|2s\rangle$ сильно зависит от кристалла-основы; напротив, у f -элементов спектры слабее зависят от вида кристалла-основы, и полосы собственного поглощения нешироки. Удачное сочетание кристалла-матрицы, d - и f -примесей позволяет совместить, например, хорошие полосы поглощения ионов хрома и хорошие рабочие уровни ионов неодима (правда, в довольно экзотическом галлий-скандий-гадолиниевом гранате, ГСГГ).

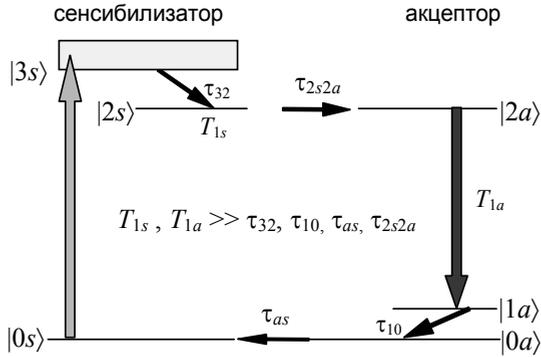


Рис. 3. Схема уровней системы сенсibilизатор–акцептор: вертикальные стрелки – излучательные переходы, наклонные – быстрые безызлучательные, горизонтальные – перенос энергии между сенсibilизатором и акцептором; T_{1s}, T_{1a} – времена жизни на метастабильных уровнях; τ_{ij} – время релаксации на переходе $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$

Чтобы усиление было высоким (более $0,1 \text{ см}^{-1}$), уширение линии усиления должно быть умеренным. Для многих твердотельных лазеров типичны ширины линии люминесценции $5 \dots 10 \text{ см}^{-1}$, что считают приемлемым для трехуровневых лазеров. Во многих четырехуровневых системах с хорошим квантовым выходом люминесценции лазерную генерацию получают и при уширении, на порядок большем, (например, в стекле, легированном редкоземельными элементами, и в кристаллах с вибронными переходами). Материалы с широкой полосой усиления нужны, в частности, для лазерогенераторов и усилителей особо коротких импульсов излучения, так как длительность импульса τ и минимальная ширина его спектра $\Delta\nu$ взаимосвязаны; $\Delta\nu \cdot \tau > 1$.

Рубиновый лазер, как и большинство иных твердотельных лазеров, по своим свойствам далек от идеального генератора строго монохроматических электромагнитных колебаний оптического диапазона. Пространственная конфигурация его излучения далека от простой структуры наподобие плоской волны. Излучение его обычно нестационарно даже на протяжении микросекунд. При всем этом особенности работы квантовых генераторов оптического диапазона были впервые продемонстрированы, изучены, осознаны именно на примере рубинового лазера.

С появлением новых твердотельных лазеров на основе различных кристаллов и стекол рубиновые лазеры утратили свое первенство. Тем не менее, их до сих пор применяют для решения многих технических и научных задач, где требуются мощные источники излучения видимого диапазона. Немаловажно и то, что на установках с рубиновыми лазерами впервые были получены и исследованы разнообразные режимы излучения – хаотические и регулярные пульсации, формирование коротких мощных импульсов, формирование сглаженных импульсов, комбинированные режимы излучения. В ходе предлагаемой лабораторной работы можно изучить некоторые динамические режимы излучения в рубиновом лазере.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

1.1. Активное вещество

Рубин представляет собой ионный кристалл окиси алюминия (α -корунд, лейкосапфир, или просто сапфир) Al_2O_3 с замещением части ионов Al^{3+} на Cr^{3+} . Корунд – кристалл, по твердости уступающий только алмазу, с заметным двулучепреломлением (показатель преломления $n_o = 1,763$, $n_e = 1,755$). Теплопроводность его при комнатной температуре только на порядок хуже, чем у металлов, а при снижении температуры теплопроводность растет, достигая максимума вблизи температуры жидкого азота, где она становится лучше, чем у меди.

Природные рубины с густо-красной окраской, которую создает большая концентрация хрома (порядка одного процента), высоко ценимые ювелирами, для лазерной техники непригодны. Природные рубины имеют много дефектов, внутренних напряжений, посторонних химических примесей и макровключений, и не достигают нужных для лазерной техники размеров. Концентрация хрома в них существенно больше оптимальной. Поэтому в лазерной технике применяют только синтетические монокристаллы розового рубина со строго нормированным составом и оптическими характеристиками.

Поликристаллы рубина для лазеров непригодны из-за чрезмерного внутреннего светорассеяния и искажений волнового фронта на оптических неоднородностях. В монокристаллах оптические неоднородности могут возникать из-за локальных внутренних напряжений и неравномерного легирования. Оптимальной считают концентрацию хрома 0,05% по массе ($1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Повышение концентрации хрома сверх оптимума, во-первых, ухудшает однородность накачки за счет более сильного поглощения. Во-вторых, при высокой концентрации легирующих ионов их уровни энергии испытывают уширения и сдвиги за счет взаимодействий непосредственно между близко расположенными ионами. В результате возникает дополнительное однородное уширение и так называемое *концентрационное тушение* люминесценции, то есть уменьшение вероятности излучательных переходов с верхнего лазерного уровня в сравнении с безизлучательными. Это явление, крайне нежелательное в лазере-генераторе, тем не менее, способствует более эффективной работе лазеров-усилителей; об этом подробнее будет сказано позже.

Энергия, накопленная в рубине с оптимальной концентрацией хрома, достигает $0,2 \text{ Дж/см}^3$. Для этого нужна удельная энергия накачки $3 \dots 4 \text{ Дж/см}^3$. Изредка используют рубины с содержанием хрома до 1 %. В этом случае нужна более мощная накачка, но и энергия излучения может быть гораздо большей.

Сложную систему уровней энергии иона Cr^{3+} , участвующих в работе лазера, принято описывать упрощенной трехуровневой схемой (рис. 4, а), показывая на ней мультиплетные возбужденные состояния в виде полос или отдельных уровней. Излучение накачки поглощается на переходах ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_{1,2}$ (синие-зеленая и фиолетовая полосы); сечение поглощения, в зависимости от поляризации, в диапазоне $(7 \dots 40) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Время жизни состояний 4F (τ_{32} , см. рис. 1) порядка $10^{-7} \dots 10^{-8} \text{ с}$; его определяют в первую очередь безизлучательные переходы в метастабильное состояние 2E , при которых возбуждаются колебания решетки (оптические фононы). Роль излучательных переходов в процессах релаксации ничтожна; на это указывает отсутствие заметной люминесценции в синие-зеленой и ИК областях спектра.

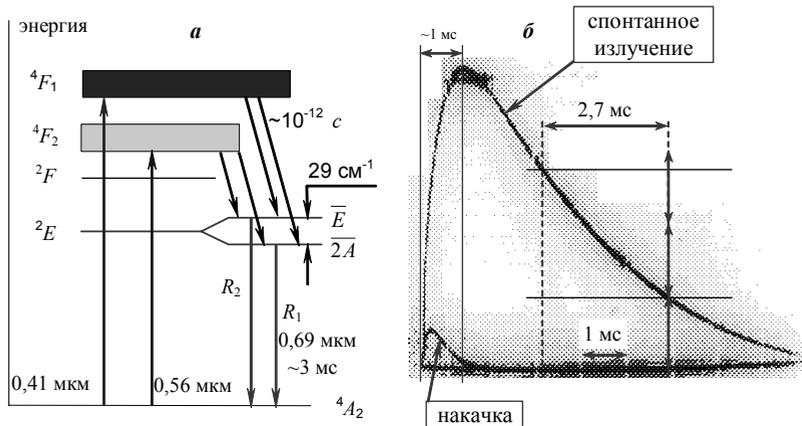
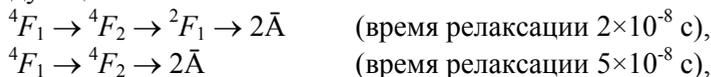


Рис. 4. Схема уровней энергии иона хрома в рубине (а), осциллограммы импульса накачки и затухания люминесценции (б)

Состояние 2E расщеплено на два близких (29 см^{-1}) подуровня, $2\bar{A}$ и \bar{E} . На схеме рис. 4, а безызлучательные переходы ${}^4F \rightarrow {}^2E$ показаны упрощенно; по расчетам, релаксация состояния 4F_1 идет по следующим каналам:



а время релаксации на переходах внутри мультиплета $2\bar{A} \rightarrow \bar{E}$ не превышает 10^{-9} с.

Через названные каналы релаксации проходит 78 % энергии при накачке в зеленой полосе 4F_2 , и 65 % при накачке в синеволетовой полосе 4F_1 ; остальные 30 % приходятся на безызлучательные переходы в основное состояние и, в конце концов, идут на нагрев решетки кристалла. При накачке в обе полосы, таким образом, квантовый выход фотолюминесценции в рубине приближается к 70 %. Отметим, что указанные сечения поглощения и времена жизни типичны для умеренно и сильно запрещенных излучательных переходов; для разрешенных переходов характерны на порядки большие сечения поглощения и меньшие времена жизни.

Заселенности уровней $2\bar{A}$ и \bar{E} при комнатной температуре ($kT \approx 200 \text{ см}^{-1}$) различаются на 15 %, в соответствии с распределе-

нием Больцмана. Время жизни состояний 2E ($T_1 \approx 3$ мс, рис. 4, б) велико потому, что переходы ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ *условно* запрещены как излучательные переходы с изменением спина ($1/2 \rightarrow 3/2$). Между метастабильным уровнем 2E и основным состоянием 4A_2 при оптической накачке образуется инверсия заселенностей. Переходы из этих долгоживущих состояний в основное и способны дать лазерную генерацию на линиях R_1 (693,4 нм) и R_2 (692,9 нм). При оптимальной концентрации ионов хрома вероятность безызлучательной релаксации ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ пренебрежимо мала в сравнении с вероятностью излучательных переходов. При больших концентрациях ионов хрома происходит концентрационное тушение люминесценции, и часть энергии уровней 2E уходит через безызлучательный канал релаксации.

В процессе образования инверсии заселенностей одинаково существенны и заселение 2E , и опустошение уровня 4A_2 . Значительную часть энергии накачки приходится затрачивать на опустошение основного состояния более чем на половину от его равновесной заселенности. Только после этого за счет большого времени жизни ионов хрома в состоянии 2E между рабочими уровнями рубинового лазера возникает инверсия заселенностей, усиление света и возможность лазерной генерации.

Для трехуровневого лазера разумно определить два пороговых уровня мощности накачки:

– *порог инверсии* – мощность накачки, необходимая для уменьшения в два раза заселенности основного состояния $|1\rangle$; при этом заселенности нижнего $|1\rangle$ и верхнего $|3\rangle$ рабочих уровней лазера будут равными;

– *порог генерации* – мощность накачки, необходимая для полной компенсации потерь излучения в лазере усилением активной среды.

Эти определения корректны для лазера с непрерывным излучением. Применительно к импульсным лазерам, в которых длительность накачки и генерации не превышает времени жизни на верхнем рабочем уровне $|3\rangle$, в определениях порогов, очевидно, речь должна идти не о мощности, а об *энергии* накачки. Еще правильнее говорить не о подведенной к лазеру энергии накачки, а об энергии,

накопленной в активной среде (учитывая ее потери из-за релаксации). Порог инверсии характеризует в первую очередь свойства материала активного элемента, а порог генерации характеризует только конкретный лазер в целом. Когда длительность накачки и время жизни на верхнем рабочем уровне $|1\rangle$ близки по порядку величины, ни мощность, ни интегральную энергию накачки нельзя признать доброкачественным количественным показателем «энергичности» накачки.

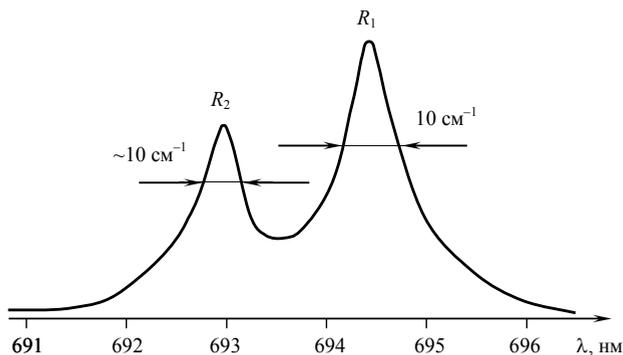


Рис. 5. Спектр люминесценции иона хрома в рубине при комнатной температуре

Ширина спектральной линии $\Delta\nu$ лазерного перехода зависит от температуры T кристалла примерно как T^3 ; при $T = 300 \text{ К}$ она равна 11 см^{-1} (рис. 5 и 6, а). Вид зависимости $\Delta\nu(T)$ показывает, что основной вклад в уширение линии усиления при $T > 77 \text{ К}$ дают тепловые колебания решетки, то есть взаимодействие ионов хрома с фононами; следовательно, линия усиления уширена однородно. Неоднородная часть уширения в рубине менее $0,1 \text{ см}^{-1}$, и ее разумно принимать во внимание только при низких температурах, когда однородная компонента становится сравнимой с неоднородной.

При понижении температуры от комнатной до 77 К (жидкий азот) время жизни на уровнях \bar{A} и $\bar{2E}$ увеличивается с 3 до 4 мс, что улучшает эффективность лазера за счет понижения порога инверсии примерно на 25 %. При этом сужение линии усиления понижает порог генерации, приближая его сверху к порогу инверсии, за счет увеличения усиления на вершине контура более чем на по-

рядок. По этим причинам первые образцы лазеров на рубине, параметры кристаллов в которых еще не были должным образом оптимизированы, работали при охлаждении их жидким азотом. Ныне охлаждение рубина жидким азотом используют редко и только в лабораторных установках для особых целей.

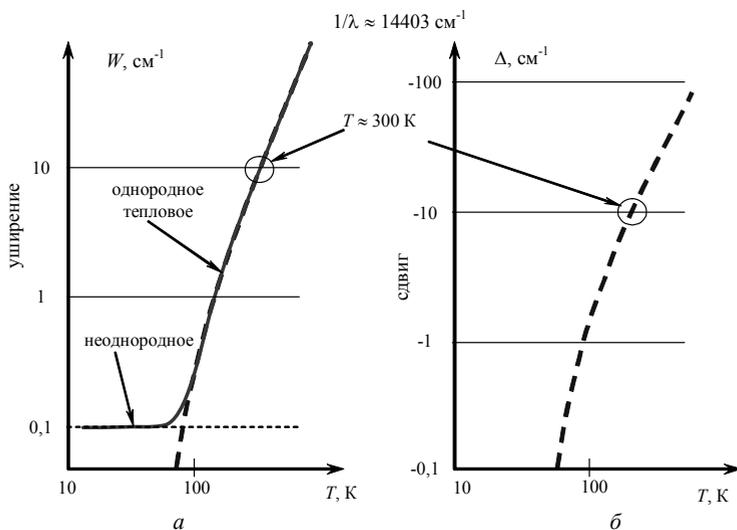


Рис. 6. Зависимость ширины (а) и сдвига (б) линии люминесценции рубина от температуры (логарифмические шкалы)

Трехуровневая схема во многом определяет особенности работы лазера на рубине. Реальная мощность накачки, создающая усиление, для рубина – только избыток полной мощности над порогом инверсии. Поэтому небольшие вариации освещенности рубина по объему создают сильные неоднородности в распределении усиления, иногда с провалами до уровня заметного поглощения. Досадное свойство трехуровневой активной среды – поглощение на частоте самого лазерного излучения в пассивных (слабо освещенных излучением накачки) областях. Присутствие таких пассивных областей при неудачной конструкции ухудшает рабочие характеристики рубинового лазера: снижаются энергия и мощность генерации, усложняется динамика излучения (зависимость мощности от времени, характер самопроизвольных пульсаций мощности и т.п.).

Это обстоятельство учитывают при проектировании лазеров на рубине, стараясь избежать сильных неоднородностей освещения активного элемента по длине.

Из-за сильного уширения линии усиления при увеличении температуры при работе рубинового лазера с большими частотами повторения импульсов, а тем более при непрерывной накачке, необходимо эффективное принудительное охлаждение кристалла. Трехуровневая схема рубинового лазера затрудняет достижение непрерывной генерации; для поддержания минимального усиления придется подводить световую мощность в сотни ватт к кубическому сантиметру рубина, а потом почти всю ее отводить в виде тепла, прокачивая через лазер литры воды в секунду. Из-за таких технических сложностей рубиновые лазеры чаще всего работают в режиме генерации одиночных импульсов при длительности накачки порядка миллисекунды, и исключительно редко – в режимах непрерывной генерации и с импульсно-периодической накачкой.

Важнейшие параметры самого сильного рабочего лазерного перехода R_1 сведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры лазерного перехода в рубине (R_1)

Параметр	Значение
Длина волны при 300 К	693,4 нм
Длина волны при 77 К	692,3 нм
Сечение вынужденного излучения	$2,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$
Сечение поглощения	$1,22 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$
Ширина линии люминесценции при 300 К	11 см^{-1}
Температурный коэффициент уширения при 300 К	$0,2 \text{ см}^{-1}/\text{К}$
Время жизни верхнего лазерного уровня	3,4 мс

1.2. Резонатор рубинового лазера

Оптический резонатор всякого лазера выполняет три важных функции:

1) увеличение времени эффективного взаимодействия излучения с усиливающей средой (*накопление энергии*),

2) выделение направления преимущественного излучения света (*пространственная селекция*)

3) выделение определенных частот излучения (*частотная селекция*).

В рубиновых лазерах одно из зеркал (заднее, глухое) обычно имеет коэффициент отражения выше 99%. Второе зеркало (переднее, выходное) обычно отражает 50...60% мощности падающего излучения. Отметим, что добротность резонатора длиной около метра даже с такими зеркалами с учетом реальных потерь в активном элементе не мала (порядка $10^5 \dots 10^6$). В активном элементе длиной 200 мм при таких зеркалах порог генерации лишь немного превышает порог инверсии. Усиление в рубине выше порога инверсии быстро растет при увеличении энергии накачки, и может достигать $(0,2 \dots 0,3) \text{ см}^{-1}$. Если энергия накачки активного элемента длиной 200 мм в два раза превышает порог инверсии, то генерация возможна при уровне потерь в резонаторе примерно до 95%. Следовательно, резонатор рубинового лазера справляется с функцией накопителя, сохраняя всего несколько процентов энергии на один проход.

Ширина линии усиления в рубине (10 см^{-1}) на порядки больше, чем спектральное расстояние между соседними модами ($10^{-2} \dots 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) типичного резонатора длиной порядка десятков сантиметром, поэтому резонатор выделяет множество дискретных частот, огромное даже при подавлении высших поперечных мод, с учетом только продольных мод. В твердотельных лазерах простой резонатор не справляется с функцией селектора частоты даже при однородном уширении спектра усиления; генерация идет на множестве мод, поля которых разделены в пространстве. Одночастотную генерацию удается получать только со сложными резонаторами, применяя дополнительные меры для селекции мод.

Обычно при многомодовой генерации угол расходимости излучения получается не меньше 10^{-2} рад, а качество волнового фронта гораздо хуже, чем в гауссовых пучках. Диафрагмированием пучка внутри резонатора можно подавить генерацию всех поперечных мод, кроме основной, и качество волнового фронта улучшится, а расходимость уменьшится, но, как мы поясним далее,

мощность и энергия лазерной генерации при этом сильно уменьшаются.

В устойчивом резонаторе со сферическими зеркалами распределение поля в поперечных модах низших порядков сосредоточено вблизи от его оси. Поэтому объем моды невысокого порядка получается на порядки меньше, чем объем активного элемента, что крайне невыгодно по энергетике. Особенно невыгоден режим генерации на основной поперечной моде TEM_{00q} . Реально в лазере с сечением активного элемента порядка 1 см^2 работают поперечные моды с индексами от нуля до нескольких десятков. Из-за пространственной неоднородности усиления многомодовая структура излучения приводит к нестабильностям динамики излучения и во времени, и в диаграмме направленности излучения. Упрощенно говоря, две поперечные моды с большим различием в индексах могут быть похожими на два независимо работающих лазера, у которых есть лишь некоторое подобие в динамике накачки.

Большой объем одной моды низшего порядка можно получить в открытом резонаторе вблизи от теоретической границы устойчивости (рис. 7). Свойственный таким резонаторам повышенный уровень дифракционных потерь может быть приемлемым, если учесть значительный запас усиления (до 50% и более) в типичном рубиновом лазере. Кроме того, можно применять и неустойчивые резонаторы с умеренными дифракционными потерями, по уровню сравнимыми с потерями на вывод излучения через полупрозрачное зеркало.

Отметим общие недостатки резонаторов, работающих у границы устойчивости:

- расширение пучка вблизи от одного зеркала сопровождается его сужением у другого зеркала;
- юстировка оптической системы затруднена;
- вибрации и иные механические нестабильности сильнее отражаются на нестабильностях излучения;
- часто возникает нестабильность диаграммы направленности излучения и дифракционных потерь при изменениях *рефракции* активного элемента.

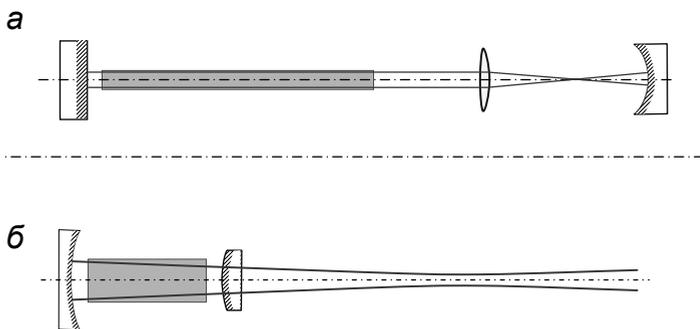


Рис. 7. Схемы устойчивых резонаторов с увеличенными объемами мод:
a – телескопическая, *б* – с выпуклым зеркалом

Последний из названных нежелательных, но почти неизбежных эффектов в твердотельных лазерах вызван неравномерным разогревом активного элемента; эти эффекты собирательно называют влиянием тепловых линз и призм, и их приходится учитывать при проектировании и наладке лазеров, особенно при работе в импульсно-периодических режимах. Кроме этого, нестабильности рефракции могут возникать из-за пространственных неоднородностей накачки и, следовательно, усиления. Эти факторы проявляются и в лазерах с устойчивыми резонаторами как ухудшение качества пучка выходного излучения, затрудняющее его острую фокусировку.

В резонаторе рубинового лазера для достижения максимальной мощности и энергии излучения желательно получить распределение поля, захватывающее максимальную долю объема активного элемента. Отсюда следуют такие рекомендации:

- расчетное распределение поля должно соответствовать модам с высоким поперечным индексом; поэтому число Френеля оптической системы должно быть ограничено только апертурой активного элемента;

- перетяжку гауссова пучка желательно расположить как можно дальше от активного элемента; при этом не только увеличится достижимый объем моды, но и уменьшится риск лучевых повреждений активного элемента за счет самофокусировки и иных эффектов, связанных с большой плотностью потока энергии и напряженностью поля излучения;

- для расширения пучка в области активного элемента можно использовать линзы (рис. 7, а) или иные варианты телескопической (афокальной) оптики, в том числе и зеркальной (для кольцевого резонатора);

- при ограничениях на габаритную длину можно применить *устойчивый* резонатор с *выпуклым* выходным зеркалом; в такой конфигурации перетяжка гауссова пучка расположена за пределами резонатора (рис. 7, б).

2. ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

Динамикой излучения лазера называют зависимость мощности генерации от времени. По качественному виду этой зависимости противопоставляют непрерывную (квазистационарную) и импульсную (нестационарную) генерацию. Далее мы будем рассматривать только динамические характеристики импульсной генерации рубинового лазера, сопоставляя их с характеристиками других лазеров, в первую очередь твердотельных.

2.1. Динамика накачки

Динамикой накачки мы называем зависимость мощности накачки от времени. Интуитивно понятно, что качественно различны накачка непрерывная и импульсная. Для практики представления о непрерывной и импульсной накачке нужно уточнять, сопоставляя временные параметры накачки с характерными временами процессов, происходящих в лазере. Действительно, для лазера на рубине накачка длительностью порядка миллисекунд представляется как импульсная, а для полупроводникового лазера – как непрерывная.

Отметим, что к характерным временам процессов, протекающих в лазере и входящим в описывающие их физические модели, на практике нужно добавить и характерное время *теплообмена* лазера с окружающей средой.

Ранее было отмечено, насколько трудно (технически) получить непрерывную генерацию в лазере на рубине. Поэтому типовой режим накачки лазера на рубине – импульсный. Длительность накачки выбирают от сотен микросекунд до нескольких миллисекунд, в

согласии с допустимой мощностью и энергией возбуждения ламп накачки. В простых установках форма светового импульса накачки – сглаженная треугольная (см. рис. 4, б); крутизну относительно короткого фронта нарастания задает ограничение тока индуктивностью и сопротивлением цепей разряда конденсаторов (накопителя энергии). Время нарастания импульса накачки вряд ли следует выбирать короче 50 нс, чтобы не доводить лампы накачки до перенапряженных режимов.

Крутизну и длительность спада мощности накачки в этом же случае задают емкость конденсаторов и сопротивление цепей разряда. Время жизни верхнего лазерного уровня – около 3 нс (см. рис. 4, б), поэтому разумно использовать световые импульсы накачки длительностью от сотен наносекунд до единиц микросекунд.

Иногда применяют более сложные формирователи импульсов накачки, которые замедляют уменьшение тока разряда за фронтом нарастания мощности накачки на интервале времени от сотен наносекунд до микросекунд (с вариациями $\pm 10\%$). Подробнее об этом сказано далее в п. 3.3).

2.2. Классификация динамических режимов импульсной генерации

Обычно различают следующие динамические режимы работы импульсных лазеров:

- свободная генерация,
- модуляция добротности,
- сглаженная (беспичковая) генерация,
- синхронизация мод.

Рядом с ними часто называют *модуляцию накачки*, но ее резоннее рассматривать как *способ управления* излучением лазера, обычно не очень мощного (до десятков ватт). Модуляция накачки – не особый режим генерации; ее результатом может быть режим генерации, родственник либо модуляции добротности, либо синхронизации мод, либо сглаженная генерация, либо свободная генерация с изменениями мощности.

Известный метод *разгрузки резонатора* по существу трудно назвать даже способом управления режимом работы лазера; логичнее его считать способом вывода из резонатора излучения, уже сформированного в лазере на предшествующей разгрузке стадии генерации, чаще всего – свободной.

Свободной генерацией собирательно называют различные режимы излучения лазера, не подверженного внешним управляющим воздействиям.

Модуляцией добротности (резонатора лазера) называют изменения уровня потерь. Различают *активную модуляцию добротности* при внешнем целенаправленном воздействии, и *пассивную* модуляцию добротности как результат изменения пропускания оптического элемента (фильтра, затвора) внутри резонатора под действием излучения самой активной среды, без внешних воздействий. В самом узком смысле пассивной модуляцией добротности принято называть увеличение пропускания насыщающегося фильтра-ослабителя (пассивного затвора) под действием только спонтанного излучения, до возникновения лазерной генерации. Модуляцию добротности применяют для формирования мощных коротких импульсов лазерной генерации; об этом подробнее сказано далее в п. 2.5.

К режимам модуляции добротности можно было бы причислить и работу лазера при изменениях потерь под действием самого лазерного излучения, выше порога генерации. Эти явления могут возникать в лазере без специальных предназначенных для этого оптических элементов, но непременно при большой плотности потока излучения на каком-либо участке трассы внутри резонатора. Такие режимы используют для генерирования ультракоротких импульсов и относят к разновидностям упомянутой ранее *синхронизации мод*. Синхронизацию мод по ряду признаков можно считать и особым классом динамических режимов, условно противопоставляя его всем остальным. Режимы синхронизации мод, редко применяемые в лазерах на рубине, мы рассматривать не будем.

Гладкая (квазинепрерывная) генерация в твердотельных лазерах может формироваться либо самопроизвольно (при длительности

накачки много большей времени жизни верхнего лазерного уровня), либо при внесении в резонатор потерь, возрастающих при росте мощности излучения (сглаживание), либо за счет внешнего управления потерями в резонаторе (или усилением) при помощи следящей обратной связи по выходной мощности лазера.

2.3. Свободная генерация

Ранее было указано, что типовой режим накачки лазера на рубине – импульсный, с длительностью от сотен микросекунд до нескольких миллисекунд. При этих условиях накачки режим свободной генерации рубинового лазера – пиковый, чаще всего с *нерегулярными* пульсациями мощности излучения, от максимумов до возможных срывов генерации на десятки микросекунд. Длительности отдельных пиков – порядка микросекунды. Обычно средняя статистическая частота повторения пиков (порядка десятка микросекунд) коррелирует с текущей мощностью накачки (рис. 8, а, б), при этом нередко можно наблюдать переходы от хаотических пульсаций к регулярным и наоборот.

Стадии пульсаций иногда разделены переходными стадиями, в течение которых мощность излучения крайне мала или падает до нуля; эти стадии срывов генерации могут длиться до нескольких десятков микросекунд. Такого рода изменения режимов происходят без каких-либо внешних воздействий и видимых причин, и обычно не воспроизводятся от импульса к импульсу. Напротив, режим регулярных пульсаций, полученный после удачной настройки лазера, обычно хорошо воспроизводится при стабильности накачки и оптической схемы.

При регулярных пульсациях интервал между импульсами более жестко коррелирован с текущей мощностью накачки, нежели при нерегулярных.

Развитие свободной генерации. После включения накачки в активной среде начинается формирование неравновесной заселенности уровней энергии. Начало генерации отстает от перехода через порог инверсии тем больше, чем больше потери в резонаторе.

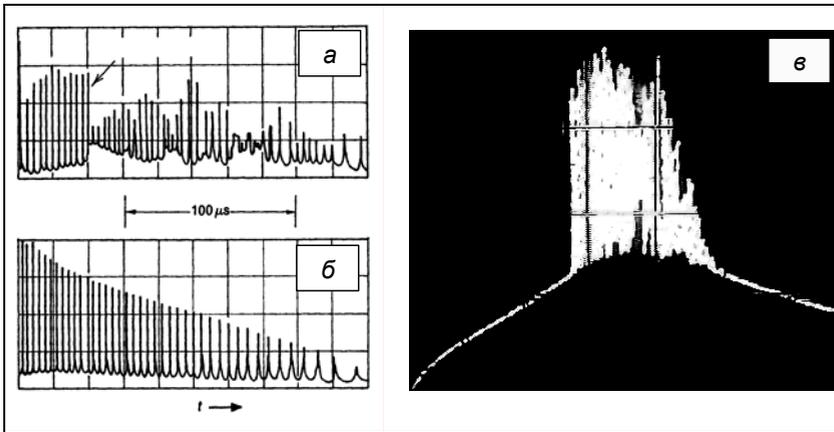


Рис. 8. Свободная генерация рубинового лазера, пиковый режим:
a – неупорядоченные пульсации; *б* – регулярные пульсации; *в* – осциллограмма мощности излучения; гладкий пьедестал отображает спонтанное излучение, пички – лазерное излучение, рассеянное на элементах конструкции лазера.
 На осциллограммах *a*, *б* мощность накачки убывает во времени

На этой стадии, от порога инверсии до порога генерации (участок 1 на рис. 9), в активной среде существует некоторое усиление, и часть накапливаемой энергии начинает уносить усиленное спонтанное излучение. Эффект усиления спонтанного излучения ускоряет затухание люминесценции и уменьшает эффективное время жизни возбужденного состояния. Заметный вклад в усиленное спонтанное излучение дают отражения от зеркал, особенно если они расположены вблизи от торцов активного элемента. Вообще усиление спонтанного излучения в конкретных условиях может приносить и вред, и пользу. Подробнее этот вопрос рассмотрен в разделе «Модуляция добротности и гигантские импульсы».

На пороге генерации, где усиление компенсирует потери, и далее, за порогом, начинается лазерная генерация (участок 2 на рис. 9). Развитие генерации в рубиновом лазере длится около микросекунды. На этой стадии рост мощности излучения сопровождается снижением скорости роста усиления за счет насыщения (вынужденных переходов с верхнего рабочего уровня вниз). Стадия 2 заканчивается, когда усиление достигает максимума, и его рост прекращается; после этого начинается спад усиления, а вместе с ним начинается стадия 3.

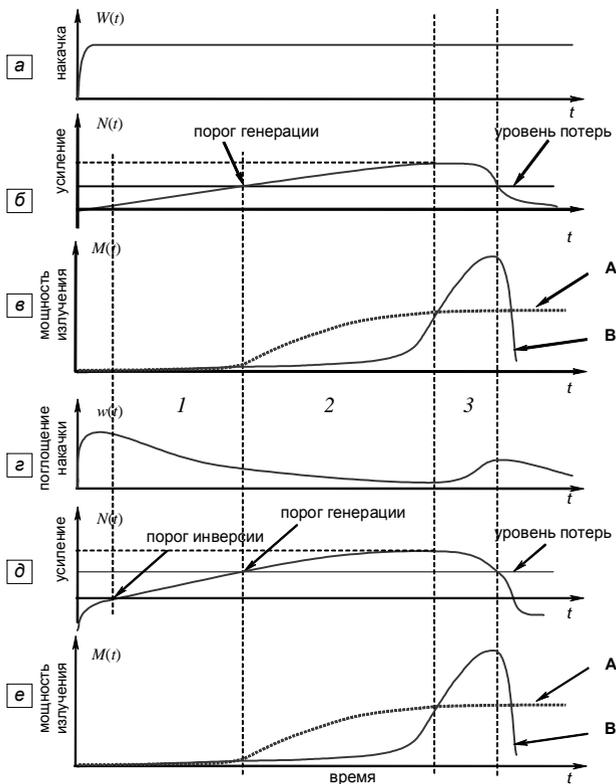


Рис. 9. Развитие лазерной генерации после включения накачки: *a* – подведенная световая мощность накачки ($W(t)$), *б* – усиление ($N(t)$) в четырехуровневом лазере, *в* – мощность излучения ($M(t)$) в четырехуровневом лазере, *г* – поглощение излучения накачки ($w(t)$) в трехуровневом лазере, *д* – усиление ($N(t)$) в трехуровневом лазере, *е* – мощность излучения ($M(t)$) в трехуровневом лазере; *1* – стадия нарастания инверсии N до порога генерации, *2* – стадия самовозбуждения до выхода инверсии на максимум, *3* – продолжение роста числа фотонов M до насыщения усиления. *A* – лазер динамического класса *A*, *B* – лазер класса *B*

Рост мощности вынужденного излучения на участке *3* (см. рис. 9) продолжается либо как постепенное приближение к стационарному уровню (вариант *A*), либо доходит до максимального значения и сменяется спадом (вариант *B*, характерный для твердо-

тельных лазеров). В варианте B усиление падает ниже порога генерации, участок 3 заканчивается на максимуме мощности излучения, и начинается ее спад. Вариант поведения лазера зависит от соотношения времен релаксации инверсии и поля излучения в резонаторе. При варианте A время релаксации заселенности верхнего лазерного уровня T_1 (время релаксации инверсии и усиления) меньше, чем время релаксации поля в резонаторе τ (время жизни фотона). При варианте B , напротив, $T_1 > \tau$. Влияние этих различий на динамику свободной генерации подробнее рассмотрены в приложении.

Пульсации мощности в режиме свободной генерации. Пульсации излучения в начальной стадии развития свободной генерации — явление, закономерное для множества лазеров. Простые теоретические модели предсказывают появление пульсаций излучения в переходных режимах и позволяют оценить период и время затухания пульсаций. Такие пульсации принято называть релаксационными колебаниями (вероятно, потому, что их параметры выражаются через времена релаксации).

В приложении 1 описана несложная модель, которая дает следующие приближенные выражения:

- период осцилляций $\sqrt{T_1\tau/(\eta - 1)}$,
- время затухания $2T_1/\eta$.

Здесь T_1 — *эффективное* время релаксации инверсии, в трехуровневом лазере зависящее не только от времени жизни, но и от мощности накачки; τ — время жизни фотона в резонаторе без усиления; η — превышение уровня усиления над уровнем потерь.

При типовых условиях работы лазера на рубине ($T_1 \sim 10^{-3}$ с, $\tau \sim 10^{-8}$ с, $\eta \sim 2$) это сочетание параметров дает:

- период осцилляций $\sim 10^{-5}$ с,
- время затухания $\sim 10^{-3}$ с.

Модель описывает только одномодовый режим генерации, но результаты расчетов оказываются качественно верными и для многомодовой генерации лазера с однородным уширением линии усиления, если распределение усиления и потерь по активному элементу равномерное. В частности, эксперименты показали, что при

выделении одной поперечной моды и устранении различия в потерях для продольных мод генерация развивается с такими же по общему виду колебаниями; частота и скорость затухания колебаний мощности в этом случае примерно соответствуют параметру накачки η (превышению усиления над уровнем потерь), усредненному по спектру.

В итоге, существование всех описанных выше процессов сводится к простому тезису: до тех пор, пока накачка, усиление и мощность излучения взаимно не уравновешены на стационарном уровне, система стремится к динамическому равновесию через колебательный переходный процесс с затуханием. Вообще говоря, такой процесс может быть и аperiodическим, неколебательным; для этого либо усиление должно очень быстро релаксировать (время T_1 меньше времени жизни фотона в резонаторе, что свойственно лазерам динамического класса А, в частности, гелий-неоновым), либо дефицит усиления, вызываемый насыщением, нужно быстро пополнять (сильная накачка, большое превышение *ненасыщенного* усиления над потерями).

Рубиновый лазер обычно работает с импульсной накачкой, режим его излучения за время действия накачки не успевает выйти из стадии переходных процессов и не доходит до стационарной генерации. Поэтому пульсации мощности излучения в типовом рубиновом лазере выглядят почти как незатухающие.

В принципе при длительности накачки и генерации более десятка миллисекунд пульсации мощности рубинового лазера должны затухать, но на практике такие длительные импульсы излучения встречаются слишком редко, чтобы говорить о *фактической* закономерности, какую предсказывает умозрительная модель.

В рубиновом лазере для аperiodического процесса развития генерации нужно либо усиление порядка тысяч, либо время затухания поля в резонаторе гораздо более миллисекунды. В типовом лазере такие параметры усиления и добротности резонатора практически недостижимы. На практике исключительными техническими усилиями при огромной плотности потока энергии накачки удается лишь ускорить затухание осцилляций до десятков микросекунд. В типовых рубиновых лазерах при длительности импульса накачки

порядка миллисекунды свободная генерация развивается как пичковая, а другие режимы практически не встречаются, если только не приняты особые технические меры.

Нерегулярность пульсаций мощности. Часто лазер описывают упрощенно, как автогенератор с сосредоточенным усилением; к усилительным элементам часто применяют модель с равномерно распределенным ненасыщенным усилением (с однородной накачкой). В результате получают описания детерминированных динамических режимов, без случайных и хаотических пульсаций. Эти модели качественно адекватны до тех пор, пока не приходится учитывать неоднородности в распределении усиления по сечению активного элемента и по его длине. Присутствие неоднородностей может привести к относительно независимому излучению разных пространственных областей при слабом перекрытии полей их излучения в объеме активного элемента. Такие эффекты усложняют динамику излучения лазера, делают ее непредсказуемой и трудно управляемой; их необходимо учитывать всегда, когда приходится переходить от упрощенных моделей к объяснению наблюдаемого поведения реальной системы.

Неоднородности распределения усиления в трехуровневой системе возникают чаще и проявляются резче, чем в четырехуровневой. В рубине очень небольшие неоднородности распределения *заселенности* верхнего лазерного уровня по объему активного элемента дают резкие неоднородности в распределении *усиления*. Например, неравномерность освещения активного элемента в 10% при превышении порога генерации на те же 10% (в начальной стадии развития свободной генерации) создает неравномерность распределения усиления до 100% (от локальных максимумов до нуля). Самая очевидная причина неравномерности освещения – конечное поглощение излучения накачки (порядка 1 см^{-1}). Накачка уменьшает поглощение в рубине, так как заселенность основного состояния уменьшается (рубин просветляется для излучения накачки). Чем больше текущая мощность накачки, тем меньше относительное различие усиления на периферии и на оси, но абсолютная разница при этом, по крайней мере, заметно не уменьшается.

Генерация в рубиновом лазере может начинаться при существенно неоднородном распределении усиления по сечению активного элемента, с локальным максимумом на периферии, а это благоприятно для высших поперечных мод, так как максимумы их интенсивности расположены на удалении от оси резонатора.

При большом числе поперечных мод их перекрестное взаимодействие через насыщение усиления, как правило, приводит к нерегулярным пульсациям интенсивности. Кроме того, пространственные неоднородности изменяются во времени, следуя за изменениями мощности накачки и вынужденного излучения. Из-за всего этого распределение поля излучения и по сечению активного элемента, и по времени становится неравномерным, во многих случаях хаотическим.

Из этих качественных предположений можно сделать следующий вывод: одна из важнейших причин нерегулярных, хаотических пульсаций мощности излучения лазера на рубине – неоднородность распределения усиления и потерь в пространстве, по объему усиливающего элемента, в особенности по его сечению.

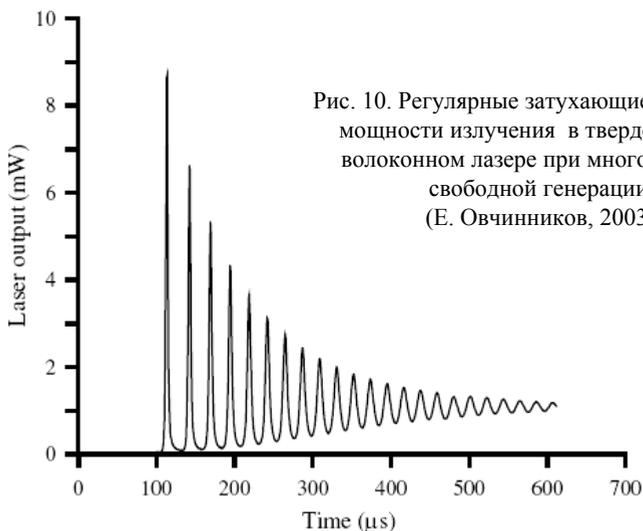
Названная причина может быть не единственной, но, судя по многим опытным данным, в типовых условиях работы лазеров на рубине ее влияние преобладает.

Влияние неоднородностей в поперечном распределении усиления можно свести к минимуму диафрагмированием трассы лазерного пучка в резонаторе, при котором подавлена генерация всех поперечных мод, кроме низшей, TEM_{00q} . В этих условиях вероятность проявления хаотических пульсаций уменьшается, но возможность их устранения еще не гарантирована.

Укажем еще одну причину хаотических пульсаций. Если некоторая доля выходного излучения после отражения или рассеяния возвращается назад, в лазер, то нередко возникают хаотические пульсации (этот эффект называют *оптической обратной связью*, независимо от результата, им порожденного). Характер влияния оптической обратной связи, как показывает опыт, зависит и от коэффициента обратной связи, и от расстояния от лазера до отражателя, и от спектра отраженного в лазер излучения. Оптическая обратная связь может породить хаотические пульсации, но может,

наоборот, стабилизировать режим генерации. Это явление можно свести к влиянию *продольной* неоднородности в распределении усиления или к неоднородности распределения потерь по спектру излучаемых мод. По сути оба подхода равносильны; они используют разные, но взаимосвязанные математические модельные представления одной и той же системы – координатное и пространственно-частотное.

Известны попытки связать хаотические пульсации с взаимодействием генерируемых мод через насыщение усиливающей среды (эти эффекты обычно называют *конкуренцией мод*). Конкуренция мод вообще влияет на многие характеристики многомодовых лазеров как неустраняемый фактор, но без учета пространственных неоднородностей в распределении усиления по пространству объяснение хаотического режима многомодовой генерации вряд ли полноценно.



Косвенно приведенные доводы о влиянии пространственных неоднородностей подтверждает вид переходного процесса развития генерации *волоконного* лазера (рис. 10), где распределение усиления по сечению тонкого волокна можно считать однородным. В этом случае колебания интенсивности в начальной стадии гене-

рации протекали как ударно-возбужденные регулярные затухающие колебания, в соответствии с теоретической моделью. При этом генерация шла во множестве продольных мод (в эксперименте на это указывал гладкий спектр излучения), а высокие поперечные моды в лазерах с одномодовыми волокнами не возбуждаются. Добавим, что по постановке задачи в данном случае был необходим гладкий спектр излучения лазера, без пиков и провалов; выполнение этого требования было обеспечено устройством лазера и проверено. В отсутствие высших поперечных мод неравномерности спектра генерации могут возникать только из-за различия усиления и/или потерь для разных продольных мод, поэтому гладкость спектра излучения указывает на отсутствие существенных продольных неоднородностей.

Причиной хаотических пульсаций могут быть не только неоднородности, вызванные неравномерным распределением излучения накачки, но и множество разнообразных *нелинейных взаимодействий*, то есть изменения оптических свойств активного вещества под действием сильного поля лазерного излучения. Такие взаимодействия систематически изучает нелинейная оптика. Не углубляясь в эту обширную тематику, укажем, что нелинейные взаимодействия сами могут порождать неоднородности усиления, потерь, рассеяния и модуляцию излучения и во времени, и в пространстве. Эти явления играют заметную роль только начиная с некоторого определенного уровня мощности и плотности потока излучения, а при некоторых условиях они могут не только вызывать хаотические пульсации, но и наоборот, формировать из хаотических пульсаций регулярные.

Стабильные динамические режимы излучения – регулярные последовательности коротких импульсов или, наоборот, сглаженные импульсы, – получают более целенаправленными методами, описанными в последующих разделах.

2.4. Управление динамикой излучения лазера

Ко многим лазерам, в том числе и к рубиновым, применяют различные методы управления, формирующие динамический режим излучения. Целью такого управления могут быть:

- формирование импульсов с большой пиковой мощностью, одиночных или повторяющихся,
- подавление или сглаживание пульсаций мощности, свойственных режимам свободной генерации,
- формирование регулярных пульсаций мощности с управляемой частотой повторения,
- синхронизация продольных мод с целью формирования ультракоротких импульсов.

Методы управления динамическими режимами излучения лазеров подразделяют на активные и пассивные.

Активное управление целенаправленно воздействует на лазер или входящий в него исполнительный элемент. Активное управление может быть принудительным, независимым от текущего состояния лазера. В иных вариантах активное управление работает по принципам автоматического или следящего регулирования; управляющее воздействие зависит от состояния в данный момент и, возможно, в предшествующий ему интервал времени.

Пассивное управление использует изменения нелинейных оптических свойств одной из составных частей лазера под действием самого лазерного излучения; нужный динамический режим при этом формируется как самосогласованный, без внешних воздействий. Понятно, что характеристики такого самосогласованного режима зависят от первоначального выбора параметров элементов лазера и накачки. Изменяя эти параметры, можно в некоторых пределах управлять режимом генерации, но не в реальном времени, в отличие от активного управления.

Наиболее часто применяемые способы активного и пассивного управления динамикой лазера основаны на изменении потерь внутри резонатора, влияющих на скорости возбуждения и затухания лазерной генерации. Эти способы собирательно называют модуляцией добротности (резонатора). Модуляцию добротности также называют включением добротности (*Q-switching*), и при этом обычно имеют в виду самый важный частный случай – уменьшение потерь с максимальной, технически доступной скоростью. Двухэтапная цель модуляции добротности – ускорение роста мощности лазерной генерации и сосредоточение энергии, накопленной в актив-

ной среде, в одном коротком импульсе излучения; при этом получают пиковые мощности излучения, на порядки превышающие и среднюю мощность свободной генерации, и максимальные мощности в отдельных пичках.

Ускорить развитие генерации можно и при модуляции накачки, но для этого требуется управляющая мощность большая, чем приращение мощности генерации; это гораздо больше, нежели управляющая мощность при модуляции добротности.

Внося в резонатор потери, растущие при росте интенсивности излучения, можно уменьшать глубину пульсаций. При этом срезаются самые высокие пики, а за счет неизрасходованной ими энергии устраняются кратковременные срывы генерации. Регулируя уровень подобных (фототропных) потерь, зависящих от освещенности поглотителя, можно либо полностью сглаживать импульс свободной генерации, либо получать пульсации излучения на фоне гладкого импульса-подставки. При этом соотношение средней и пиковой мощностей излучения можно менять в широких пределах. Такие возможности регулирования режима излучения полезны для лазерной технологии.

Качественно иной результат дают потери, которые при увеличении мощности излучения уменьшаются. В этом случае пульсации интенсивности не только увеличиваются, но могут стать регулярными, упорядоченными. Чем выше уровень потерь при нулевой интенсивности, тем более редкими и мощными становятся импульсы излучения.

Более подробно принципы и возможности пассивной модуляции добротности описаны в последующих разделах.

Возможность управления динамикой излучения методами пассивной модуляции добротности – свойство многих лазеров, в том числе и твердотельных. Из этого ряда лазер на рубине выделен одним удачным техническим обстоятельством. В диапазоне генерации рубинового лазера фототропные свойства проявляют некоторые стандартизованные окрашенные стекла, технологичные, хорошо обрабатываемые, с достаточной лучевой стойкостью. Применение материалов из промышленной номенклатуры упрощает и удешевляет постановку экспериментов с рубиновыми лазерами.

Для формирования ультракоротких световых импульсов (от пикосекунд до десятков фемтосекунд) применяют аналогичные по принципу действия, но иные технические средства.

2.5. Модуляция добротности и гигантские импульсы

Средняя мощность излучения рубинового лазера в режиме свободной генерации обычно менее 10^5 Вт (10^2 Дж/мс). В пиковых режимах пиковая мощность может превышать среднюю примерно на два порядка. Такие отдельные пики мощности в режиме свободной генерации случайны, нестабильны, непредсказуемы и плохо воспроизводимы.

Для увеличения пиковой мощности излучения лазера стараются укоротить длительность импульса, по возможности используя всю энергию, накопленную в активном элементе. Для этого используют *модуляцию добротности* резонатора; внутри резонатора помещают исполнительное устройство, выполняющее функцию оптического затвора.

При активной модуляции добротности с максимальной возможной скоростью включают в резонатор сильно отражающее зеркало, открыв установленный перед ним оптический затвор, тем самым резко уменьшая уровень потерь. Формирование импульса генерации при активной модуляции добротности показано на рис. 11, а.

Понятно, что затвор имеет смысл открывать только тогда, когда усиление максимально превосходит порог генерации системы с открытым затвором. Для этого оптимален тот момент времени, когда в активном элементе накоплена максимальная энергия. В рубине при нарастании мощности накачки за десятки микросекунд этот максимум наступает через сотни микросекунд после включения накачки, а при нарастании за сотню микросекунд – еще позже. Это время накопления энергии обязательно учитывают при активной модуляции добротности.

После того, как затвор откроется, начинается лазерная генерация. По сути она развивается почти так же, как свободная генерация, но с явными количественными отличиями:

– самовозбуждение генерации начинается при значительно большей мощности (усиленного) спонтанного излучения, в соот-

ветствии с большей заселенностью верхнего лазерного уровня и более высоким усилением;

– уже на начальной стадии генерации усиление существенно превышает уровень потерь, поэтому инкремент нарастания мощности генерации гораздо выше, чем при обычной свободной генерации.

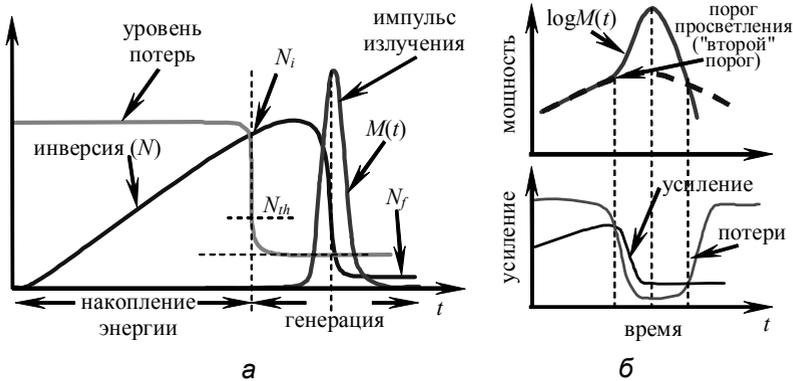


Рис. 11. Временные диаграммы процесса модуляции добротности и формирования "гигантского" импульса:

a – активная модуляция, b – пассивная, с просветляющим поглотителем;

M – мощность излучения (число фотонов), N – инверсия (усиление),

N_{th} – инверсия на пороге свободной генерации лазера без затвора,

N_i – инверсия в момент открывания затвора,

N_f – инверсия после окончания «гигантского» импульса

Потери, вносимые затвором в процессе его открывания с конечной скоростью и за конечное время, несколько замедляют развитие генерации. Чем быстрее открывается затвор, тем больше скорость нарастания мощности, и тем ближе она к максимальной, определяемой разностью усиления и потерь при полностью открытом затворе.

В тот момент, когда вынужденное излучение исчерпает накопленную в активном веществе энергию и усиление упадет до уровня потерь, мощность вынужденного излучения достигает максимума. Отсюда начинается затухание излучения; декремент его затухания тем больше, чем ниже добротность резонатора (*brutto*) с учетом всех потерь, включая и потери в затворе. Если затвор остается открытым, то декремент затухания зависит только от добротности

резонатора (*netto*) и потерь на поглощение в активном элементе. Если же затвор быстро закрыть сразу же после того, как мощность излучения пройдет через максимум, то затухание излучения за счет потерь в затворе ускорится, и задний фронт импульса излучения будет тем короче, чем быстрее закрывается затвор и чем большие потери в закрытом состоянии он вносит в резонатор.

В результате формируется так называемый «гигантский» импульс лазерного излучения, короткий и мощный. Длительность таких импульсов (от наносекунд до десятков наносекунд) зависит от начального усиления в момент открывания затвора и от быстродействия затвора. Энергия гигантского импульса примерно на порядок меньше, чем у импульса свободной генерации, который можно получить при тех же условиях накачки, но *пиковая* мощность выше на три-пять порядков, нежели усредненная мощность свободной генерации, и на два-четыре порядка больше, чем мощность в одном, даже самом сильном, пичке.

В идеале, чтобы сформировать импульс минимальной длительности, включать и выключать затвор желательно за время прохода излучения по длине резонатора (несколько наносекунд при длине порядка 1 м). Для этого наиболее пригодны электрооптические ячейки Поккельса или Керра в сочетании с поляризаторами (электрооптические амплитудные модуляторы). Электрооптический модулятор Поккельса для управления требует меньшей электрической мощности в сравнении с ячейкой Керра, но уступает ей по лучевой стойкости, что важно для мощных лазеров.

Электрооптические затворы незаменимы там, где импульс лазерной генерации нужно синхронизировать с каким-либо внешним сигналом (событием).

Электромеханические затворы способны включать добротность резонатора не быстрее, чем за десятки микросекунд. Их трудно синхронизировать с внешним сигналом, но иногда можно синхронизировать работу внешних устройств с работой самого затвора. Электромеханические затворы ныне используют очень редко. Пример рубинового лазера с электромеханическим затвором описан в разд. 3.

На динамику излучения лазеров можно воздействовать, не прибегая к активной модуляции добротности. Для этого в резонатор лазера между активным элементом и зеркалом вводят нелинейный поглотитель (пассивный затвор), насыщаемый падающим на него излучением. При этом начальное поглощение в затворе обычно настолько велико, что генерация в лазере не может развиваться до тех пор, пока мощность одного только спонтанного излучения не начнет просветлять поглотитель. После частичного просветления затвора в лазере быстро развивается генерация; вынужденное излучение еще сильнее просветляет затвор, и за один–два прохода оно уносит из активной среды почти весь *избыток* накопленной в активном веществе энергии накачки. Этот метод применяют для получения мощных наносекундных импульсов. Развитие такого процесса, эволюции потерь, усиления и мощности во времени показано на рис. 11, б.

В качестве просветляющегося затвора используют либо раствор красителя, либо кристалл или стекло с полосой резонансного поглощения в диапазоне усиления лазера. Для рубинового лазера хорошо подходят стекла КС-19, КС-18 толщиной от 1 до 20 мм в зависимости от нужной энергии гигантского импульса (чем толще поглотитель, тем больше энергия). Начальное поглощение затворов для рубинового лазера может быть от единиц до десятков процентов, в зависимости от требований к мощности и частоте повторения импульсов. При указанных уровнях начального поглощения лазер до порога просветления затвора работает как обычный лазер с большими потерями внутри резонатора; при постепенном увеличении усиления под действием накачки начинается рост мощности усиленного спонтанного излучения.

Действие пассивного фототропного затвора особенно наглядно в лазере, у которого мал коэффициент отражения выходного зеркала (высокий уровень потерь в резонаторе без затвора). На рис. 12 показаны осциллограммы *спонтанного* излучения рубина в лазере с пассивным затвором (КС-19, 1,5 мм), у которого выходным зеркалом (8%) служил торец активного элемента. Мощность спонтанного излучения в первом приближении пропорциональна заселенности верхнего рабочего уровня лазера.

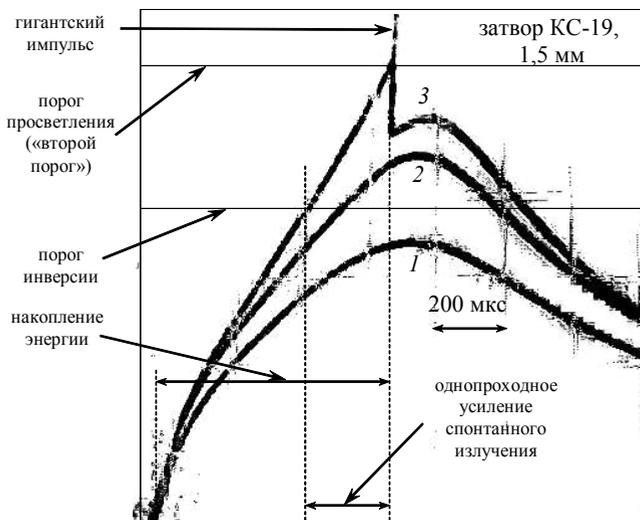


Рис. 12. Динамика спонтанного излучения в рубиновом лазере с просветляющимся поглотителем. Коэффициент отражения выходного зеркала 8%. Короткий пик гигантского импульса уходит вверх за границу кадра

Из осциллограммы 3 видно, что накопленную в активном элементе энергию накачки ограничивает усиление спонтанного излучения, которое заметно от точки перегиба на восходящем участке (на пороге инверсии) до начала генерации. На нижнем треке 1 накачка не достигает порога инверсии; на более высоком треке 2 накачка превосходит порог инверсии (и даже порог генерации лазера с выходным зеркалом 50% без поглотителя). Пока поглотитель не просветлен, он поглощает спонтанное излучение активной среды и эффективно “отключает” глухое зеркало от участия в развитии генерации.

Когда уровень усиленного спонтанного излучения достигает порога просветления поглотителя («второй порог»), начинается быстрое развитие гигантского импульса лазерного излучения. При этом зеркало включается в резонатор, начинается развитие вынужденного излучения, которое по мере роста интенсивности улучшает и ускоряет просветление поглотителя. В результате большая часть накопленной в активной среде энергии накачки

переходит в излучение за один–два прохода света через активный элемент. В резонаторе длиной около метра эта стадия занимает около 10 нс. После этого усиление света прекращается, и мощность излучения падает до уровня спонтанного излучения, но не мгновенно, а за время жизни фотона в резонаторе, тем большее, чем выше его добротность, и чем медленнее восстанавливается поглощение в затворе.

Так, в лазере с насыщающимся поглотителем формируются “гигантские” наносекундные импульсы излучения лазера с энергией одного импульса в диапазоне от сотых долей до единиц джоулей. Пиковая мощность при этом может достигать сотен мегаватт.

На осциллограмме рис. 12 виден спад мощности *спонтанного* излучения за задним фронтом короткого импульса генерации; он показывает, насколько падает заселенность верхнего лазерного уровня, опустошенного импульсом лазерного излучения. В лазере с более добротным резонатором (при 50% выходном зеркале) рост мощности *спонтанного* излучения и ее спад за фронтом гигантского импульса заметно слабее (рис. 13, *а, б*), нежели при генерации гигантского импульса в низкодобротном резонаторе с выходным зеркалом 8% (см. рис. 12). Наблюдаемые изменения мощности спонтанного излучения наглядно показывают, как изменяется заселенность верхнего лазерного уровня (а косвенно – инверсия и усиление).

Если исходная плотность поглотителя невелика, то для его просветления достаточно мощности спонтанного излучения, усиленного активной средой примерно на нескольких проходах через усилительный элемент. Более плотные поглотители просветляются спонтанным излучением, заметно усиленным активной средой на большем числе проходов через усилительный элемент, зависящем от плотности зеркал резонатора и расположения поглотителя.

При максимально допустимой энергии накачки получить максимальную энергию и минимальную длительность гигантского импульса, то есть максимальную пиковую мощность, можно при определенном оптимальном сочетании начального уровня насыщающего поглощения в пассивном затворе и коэффициента отражения выходного зеркала.

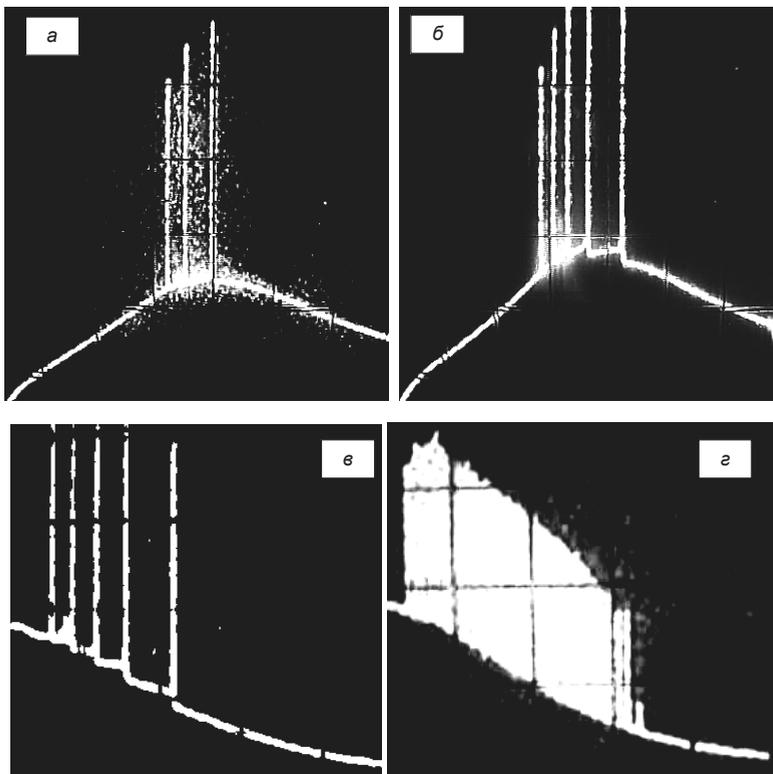


Рис. 13. Последовательность импульсов излучения рубинового лазера с просветляющимся фильтром КС-19, наблюдение в рассеянном излучении: *а* – накачка 100%, большое поглощение, *б* – накачка 110%, большое поглощение, *в* – накачка 110%, большое поглощение, *г* – накачка 110%, малое поглощение.

Пьедесталы на осциллограммах: *а, б* – усиленное спонтанное излучение, *в, г* – электрические наводки, пропорциональные убывающей во времени мощности накачки

Оптимальные сочетания параметров резонатора и пассивного затвора для максимальной энергии, максимальной пиковой мощности и для минимальной длительности импульса, вообще говоря, различны. Нетрудно показать, что существует оптимальное отражение выходного зеркала, при котором энергия выходного импульса максимальна. Далее, можно показать, что существует оптимальное отражение, при котором максимальна пиковая мощность ги-

гантского импульса. Так как излученная энергия не может быть больше, чем энергия, накопленная в активном веществе, то энергия гигантского импульса при заданном уровне накачки ограничена сверху; следовательно, при увеличении отражения от выходного зеркала генерация должна развиваться быстрее, но энергия излучения на выходе (за зеркалом) при этом уменьшается.

Аналогично можно показать, что существует и оптимальный уровень потерь в просветляющемся затворе; при этом дополнительно нужно учесть, что накопленную в активном веществе энергию фактически может ограничивать и усиление спонтанного излучения на одном проходе через активный элемент. Усиленное спонтанное излучение ускоряет опустошение верхнего лазерного уровня и, кроме того, при высоком уровне усиления может вызвать развитие свободной генерации в низкодобротном резонаторе, образованном зеркалом и одним из торцов активного элемента (и даже двумя параллельными торцами). В результате генерация может начаться прежде, чем в активном веществе накопится максимальная энергия; при этом все-таки получится гигантский импульс, но его энергия и пиковая мощность окажутся ниже расчетных. При недостаточном начальном поглощении в затворе его просветление начнется раньше, чем накопленная энергия будет близкой к максимуму, и в этом случае энергия гигантского импульса будет ниже максимально возможной для заданного уровня накачки.

В зависимости от уровней накачки и потерь в непросветленном затворе за время действия накачки лазер может излучать не один гигантский импульс, а регулярную их последовательность (см. рис. 13 и 14). Чем мощнее накачка, тем чаще повторяются импульсы (см. рис. 13, *а*, *б*). При фиксированных параметрах накачки импульсы повторяются тем чаще, чем меньше начальное поглощение; это видно на рис. 13, *в*, *г*.

Частоту повторения гигантских импульсов в последовательно-сти ограничивает сверху время восстановления его непросветленного состояния. В разных материалах времена релаксации различаются на порядки – от единиц микросекунд до долей наносекунды. Материалы с более быстрой релаксацией предпочтительны. Если после окончания гигантского импульса действие накачки

продолжается, а пассивный затвор остается открытым, то через некоторое время может начаться свободная генерация, которая будет поддерживать затвор в открытом состоянии.

Известен удобный способ управления частотой повторения регулярных импульсов в режиме пассивной модуляции добротности. Если фототропный затвор перекрывает только часть апертуры активного элемента, то это равносильно снижению порога просветления поглотителя. В этом случае вне перекрытой части апертуры начинается свободная генерация; излучение очень быстро просветляет поглотитель, и далее развивается гигантский импульс, в формировании которого принимает участие уже весь объем активного элемента. Чем меньше перекрыта поглотителем апертура активного элемента, тем чаще повторяются импульсы и тем меньше энергия (и пиковая мощность) в каждом отдельном импульсе.

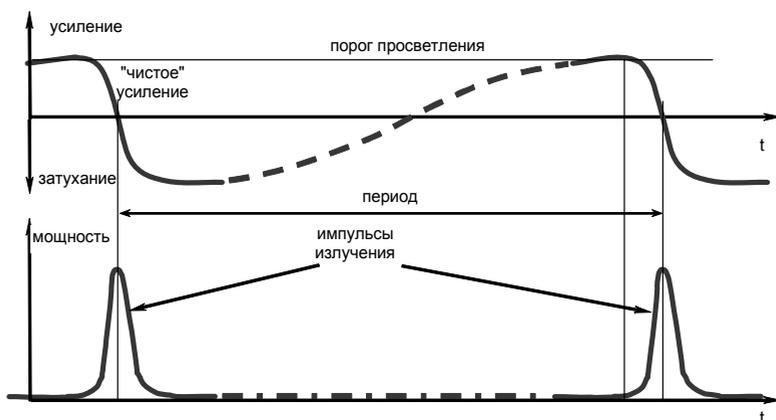


Рис. 14. Формирование регулярной последовательности гигантских импульсов в режиме пассивной модуляции добротности при стационарной накачке

Этот же метод можно применять и для подгонки эффективной начальной плотности просветляющегося поглотителя, когда нужно получить уединенный гигантский импульс с максимальной энергией, достижимой при заданном импульсе накачки. К сожалению,

при перекрытии части апертуры искажается волновой фронт излучения, и этот факт нужно учитывать на практике.

Пассивная модуляция добротности при малом начальном уровне потерь дает регулярную последовательности импульсов, во многих случаях пригодную для практических применений.

Регулярность в данном контексте нужно понимать как подчинение некоторой *закономерности*. Именно в том же смысле регулярны пульсации излучения многих импульсных твердотельных лазеров при одномодовой генерации (интервалы между соседними импульсами неодинаковы и зависят от текущей мощности накачки). По аналогии, при пассивной модуляции добротности в последовательности импульсов интервал между ними тоже зависит от текущей мощности накачки, но энергии всех импульсов в одной последовательности в первом приближении должны быть одинаковыми. В этом отношении пульсации излучения получаются более регулярными, и ими можно управлять.

Формирование импульсов при пассивной модуляции добротности, в зависимости от конкретных условий, охватывает широкий диапазон режимов, от одиночных импульсов до регулярных пульсаций, в том числе и синхронизацию мод. Формирование регулярных последовательности импульсов при пассивной модуляции добротности в ограниченном смысле можно рассматривать как метод "синхронизации" релаксационных колебаний интенсивности; действие просветляющегося поглотителя делает сильно коррелированными импульсы излучения, которые в режиме свободной генерации были бы разнесены и в объеме активного элемента, и по спектру. Наиболее отчетливо это проявляется при больших частотах повторения импульсов, несколько ниже характерных частот релаксационных колебаний (см. рис. 13, з).

Оциллограммы на рис. 12 показывают, что развитие генерации в рубиновом лазере с высоким порогом просветления начинается с *усиленного* спонтанного излучения. Можно утверждать, что до развития гигантского импульса часть накопленной энергии расходует-ся на усиление спонтанного излучения. Поэтому для лазеров с модуляцией добротности может быть выгодным применение активных элементов с увеличенной концентрацией примеси, где ощути-

мо упомянутое ранее *концентрационное тушение спонтанного излучения*. При этом энергетическая эффективность лазерной системы в целом только выигрывает; почти всю энергию, накопленную в активной среде, уносит вынужденное излучение в коротком мощном импульсе, и лишь малую ее долю расходуют спонтанное излучение и безызлучательная релаксация. Кроме того, при увеличении концентрации примеси *почти* пропорционально ей растет и возможный запас энергии в активной среде.

При формировании гигантских импульсов с просветляющимся фильтром большой плотности, когда «второй порог» очень высок, запас энергии в активном элементе максимален, развитие генерации идет ускоренно, и пиковая мощность гигантского импульса близка к максимально возможной. Эти факты следует учитывать при постановке эксперимента с применением твердотельных лазеров в режиме излучения гигантских импульсов даже при энергиях порядка десятых долей джоуля.

Для наносекундных импульсов модулированной добротности порогом повреждения считают поток энергии 10 Дж/см^2 , для импульсов свободной генерации – 10^3 Дж/см^2 , имея в виду сосредоточение энергии в микросекундных пичках, для сглаженных импульсов – на порядок выше. В режимах свободной генерации более вероятны лучевые повреждения оптических поверхностей, а при модуляции добротности – точечные повреждения в объеме активного элемента за счет самофокусировки.

Сопоставим некоторые свойства импульсов излучения, формируемых при активной и при пассивной модуляции добротности.

Как было сказано ранее, для активной модуляции добротности предпочтительны электрооптические затворы; их можно быстро открывать и синхронизировать моменты включения с внешними событиями. Развитие генерации после быстрого включения добротности идет при максимальном начальном уровне усиления, то есть с максимальной скоростью растет мощность вынужденного излучения. Добавим, что потери в запертом электрооптическом затворе близки к 100%, а в открытом потери могут быть менее 1%. Следовательно, при активной электрооптической модуляции добротности можно получить гигантский импульс с минимальным

временем нарастания и максимальной пиковой мощностью; эти характеристики практически ограничены только свойствами активной среды и мощностью накачки. Кроме того, электрооптический затвор можно быстро *закрывать*, то есть длительность спада гигантского импульса можно принудительно ограничить (на практике сделать это не всегда просто). Если затвор не запирают принудительно в начале спада мощности, то затухание гигантского импульса идет примерно со скоростью затухания поля в резонаторе без дополнительных потерь (до десятков наносекунд).

При пассивной модуляции добротности развитие генерации начинается при меньшем превышении усиления над потерями, то есть нарастание мощности излучения в начальной стадии идет медленнее, хотя и ускоряется по мере просветления пассивного затвора. На просветление поглотителя тратится заметная доля энергии, накопленной в активной среде. Поглощение в просветленном поглотителе, как правило, гораздо больше, чем в открытых электрооптических затворах. По этим причинам, в сравнении с электрооптической модуляцией, нарастание мощности гигантского импульса при пассивной модуляции добротности идет заметно медленнее, длительность его больше, энергия и пиковая мощность меньше. Кроме того, скорость запираания пассивного затвора принципиально ограничена скоростью релаксации заселенностей уровней энергии в веществе затвора; спонтанное излучение активного элемента при этом противодействует релаксации. Следовательно, длительность спада гигантского импульса здесь задает не добротность резонатора, а текущий уровень потерь. Практически длительность заднего фронта при пассивной модуляции добротности может быть гораздо меньшей, чем при активной модуляции без принудительного ограничения быстрым запираанием затвора.

На практике приходится выбирать способ модуляции добротности, учитывая простоту пассивной модуляции и гибкость управления излучением при активной модуляции.

Сглаживание пиков. При конфигурации резонатора, близкой к конфокальной, число излучаемых поперечных мод резко возрастает (до тысяч). Поля отдельных мод сильно перекрываются, излучение в значительной степени усредняется и в простран-

стве и во времени, и генерация по динамике становится похожей на непрерывное излучение в течение всего периода, пока накачка превышает порог генерации. Такой режим называют гладким или беспичковым. Ранее было отмечено, что неоднородности в распределении усиления по активному элементу и заметные различия в уровнях потерь для разных мод мешают достичь беспичковой генерации. Отметим, что здесь речь идет пока не о реальной беспичковой генерации в каждой излучаемой моде, а только о сглаживании интегрального (по времени, пространству и спектру) излучения лазера.

Для эффективного сглаживания излучения в режиме свободной генерации можно использовать нелинейный (фототропный) поглотитель, у которого поглощение излучения лазера возрастает с увеличением его интенсивности. Проще всего использовать материал с сильной полосой поглощения на удвоенной частоте лазерного излучения и незначительным затуханием на основной частоте. Сечение двухфотонного поглощения пропорционально интенсивности излучения, поэтому такой поглотитель эффективно работает только при значительной мощности генерации, подавляя пики излучения выше некоторого среднего уровня. Такое срезание пиков уменьшает колебания насыщенного усиления, то есть дополнительно способствует уменьшению колебаний мощности излучения. Так можно сгладить пички свободной генерации.

Для рубинового лазера более всего подходит стекло КС-15 толщиной в несколько миллиметров. Разумеется, сглаживание проявляется при достаточной плотности потока излучения, поэтому нелинейный поглотитель следует размещать в той области резонатора, где пучок излучения имеет наименьшее сечение.

В режиме беспичковой генерации интегральная энергия импульса явно меньше, чем при свободной пичковой генерации. Пиковая мощность в одном пичке свободной генерации по крайней мере на порядок выше, чем в гладком импульсе, но ее воспроизводимость от пичка к пичку и от импульса к импульсу в общем случае плохая. Сглаживание пичков позволяет лучше воспроизводить и точнее измерять текущую мощность лазерной генерации, но в очень ограниченном сверху диапазоне мощностей. На практике

сглаживание пиков может принести пользу в особых случаях: при аттестации средств измерений, при испытаниях оптических элементов и материалов на лучевую стойкость, при некоторых особых требованиях к режимам облучения при обработке материалов и т.п. В частности, при лазерной сварке металлов в ряде случаев предпочтителен режим облучения с пиками на фоне сглаженного пьедестала.

В некоторых случаях, когда нужна воспроизводимость энергетических показателей излучения, более выгодными могут оказаться режимы регулярных пульсаций с высокой частотой повторения импульсов, описанные в п. «*Модуляция добротности*».

Укажем еще один подход к формированию гладких беспичковых импульсов лазерной генерации. Если активный элемент имеет достаточно большую длину, то мощность усиленного спонтанного излучения в осевом направлении может быть сравнимой со средней мощностью генерации лазера с резонатором. Такой режим излучения испытан в полупроводниковых и волоконных лазерах с очень большим однопроходным усилением; он признан полезным для некоторых технических применений. В рубине длиной около 200 мм усиление на двойном проходе при максимально допустимой мощности накачки может превышать 10^2 . Поэтому режим усиленного спонтанного излучения без резонатора возможен и в рубине; по мощности и направленности излучения он уступает типовому, но гладкость и воспроизводимость импульсов излучения здесь могут оказаться наилучшими. Для некоторого уменьшения потерь можно применить диффузный отражатель, расположенный как можно ближе к торцу активного элемента.

Технические препятствия на этом пути возникают за счет нежелательного отражения света от поверхностей оптических элементов назад, в усилитель; их можно обойти, применяя толстые клиновидные подложки, наклонную установку плоских оптических элементов, косые срезы торцов активных элементов, просветление поверхностей и пр., исключая интерференцию «прямого» излучения с отраженным и рассеянным. Обычно в таких системах легче добиться беспичковой генерации.

3. УСТРОЙСТВО РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

Конструкция лазера на рубине стала прототипом множества твердотельных лазеров. Их общие технические признаки – стержневые активные элементы и применение для накачки импульсных газоразрядных ламп.

До появления более эффективных лазеров (в частности, неодимовых) лазеры на рубине были серийной промышленной продукцией. Их применяли в электронной промышленности для точечной сварки малоразмерных деталей и подгонки номиналов пленочных резисторов в микроэлектронных узлах.

Пример применения одного из самых компактных серийных рубиновых лазеров – дальномер танка М-60 (США). Для накачки рубинового стержня $\varnothing 8 \times 75$ мм служит прямолинейная импульсная лампа. При подведенной к лампе энергии 125 Дж энергия лазерного излучения в режиме модулированной добротности достигает 50 мДж в импульсе длительностью около 10 нс. Для включения добротности применено зеркало, вращающееся со скоростью 30000 об/мин. Поджиг лампы синхронизирован с вращением зеркала при помощи датчика углового положения, настроенного на опережение зажигания. Такого рода технические решения ныне вытеснены более совершенными, с использованием неодимовых и полупроводниковых лазеров.

Современные рубиновые лазеры обычно имеют специальное предназначение, их делают по индивидуальным заказам, и многие технические решения, нерациональные для серийной продукции, еще можно встретить в конструкциях специализированных рубиновых лазеров.

3.1. Активные элементы

Активные элементы рубиновых лазеров имеют форму цилиндра диаметром от 5 до 20 мм и длиной от 80 до 240 мм. Типовое отношение длины к диаметру равно примерно 15...20. Обычная концентрация ионов хрома – 0,05% по массе. При этом поглощение света в полосе накачки 0,56 мкм составляет 2...3 см⁻¹. Отсюда следует

оценка оптимального размера поперечника активного элемента: тонкие стержни поглощают меньше света, толстые трудно накачивать однородно.

Торцы активного элемента должны быть плоскими и отполированными по 12...13 классу чистоты. Торцы для удобства юстировки оптической схемы выполняют параллельными. Их плоскости могут быть ортогональными оси активного элемента или скошенными (это нужно для проходных усилительных каскадов и для лазеров с особыми требованиями к спектру излучения, где недопустимо влияние излучения, отраженного от торца, за счет его интерференции с исходным излучением). Иногда торцы срезают под углом Брюстера; в этом случае излучение лазера также линейно поляризовано, а в проходном усилителе получают наилучшую развязку между входом и выходом.

Цилиндрическим поверхностям активных элементов обычно придают шероховато-полированную зернистую структуру, что нарушает полное внутреннее отражение и подавляет возможную паразитную генерацию лазера на нежелательных типах колебаний.

У монокристалла розового рубина отчетливо выражены дихроизм (рис. 15) и двулучепреломление. Поэтому для улучшения однородности излучения ось активного элемента чаще всего выбирают совпадающей с оптической осью монокристалла.

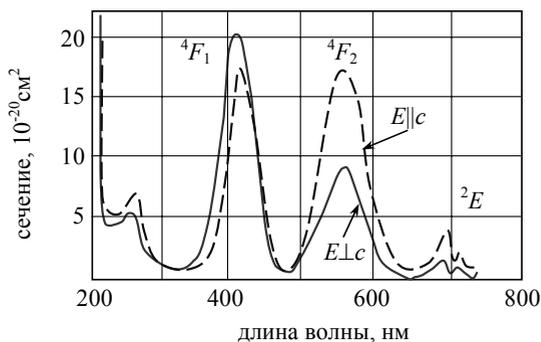


Рис. 15. Спектр поглощения иона хрома в рубине в видимом и ближнем УФ диапазонах. Виден дихроизм в зеленой полосе поглощения 4F_2

Влияние дихроизма учитывают при монтаже лазера, так что прямое излучение ламп падает на активный элемент в направлении наибольшего поглощения. Иногда ось активного элемента ориен-

тируют ортогонально оптической оси монокристалла. В таком случае излучение лазера имеет линейную поляризацию, жестко привязанную к ориентации оптической индикатрисы кристалла.

3.2. Источники излучения накачки

Для накачки используют линейные импульсные газоразрядные лампы, заполненные ксеноном или криптоном при типовом давлении 500 Торр. Такие лампы дают практически белый свет с существенной долей его в сине-зеленой и фиолетовой области спектра, где ионы хрома имеют сильные полосы поглощения (пунктирная линия на рис. 15, рис. 16).

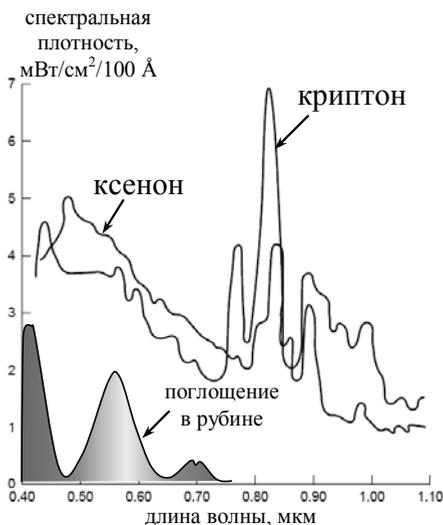
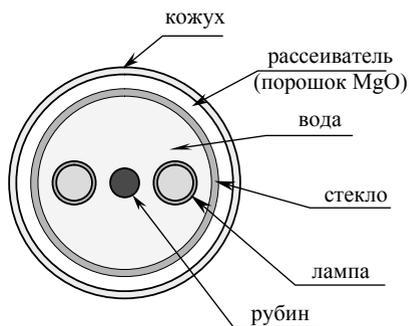


Рис. 16. Спектры излучения импульсных газоразрядных ламп. Для сравнения показан спектр поглощения рубина

Активный элемент вместе с лампами накачки монтируют в герметичном светоотражателе (рис. 17). Лампы и светоотражатель в сборе называют осветителем лазера; осветитель в сборе с активным элементом называют излучателем или *квантроном*. В современных лазерах чаще всего применяют прямолинейные импульсные газоразрядные лампы. Спиральные лампы, которые применяли в первых образцах рубиновых лазеров, ныне встречаются редко.

В принципе спиральная лампа должна быть более эффективным источником излучения в сравнении с группой прямолинейных ламп, окружающих один и тот же рубиновый стержень, но осветители с линейными лампами проще по конструкции, компактнее, удобнее в работе и в ремонте. Практический опыт показал, что важное значение имеет компактное размещение ламп накачки и активного элемента, а диффузные светотражатели в сравнении с зеркальными обеспечивают более однородную накачку.

Рис. 17. Поперечное сечение излучателя рубинового лазера с диффузным светотражателем



Расчет оптимальной схемы освещения активного элемента довольно сложен из-за необходимости учета множества косых лучей от протяженного источника света. Во всяком случае, вряд ли следует учитывать лучи, один раз прошедшие через рубин, так как они почти полностью поглощаются на толщине стержня (~1 см). Газоразрядный столб в лампе накачки считают непрозрачным для его собственного излучения из-за большой концентрации атомов газа. На практике схему освещения чаще выбирают по результатам испытаний, и в последующих разработках стараются воспроизвести удачный испытанный вариант.

Особенность рубинового лазера как трехуровневого требует добиваться как можно более однородного освещения активного элемента по всему его объему. Для этого длина ламп, размеры корпуса осветителя, светотражателя и активного элемента должны быть оптимально согласованы. Стандартный ряд размеров активных элементов, выпускаемых промышленностью, согласован с рядом размеров импульсных газоразрядных ламп.

В рубиновом лазере обычно устанавливают две или четыре импульсные лампы с максимально-допустимой энергией разряда 5...8 кДж на одну лампу. При длине активного элемента 240 мм диаметром 16 мм в импульсе свободной генерации энергия лазерного излучения достигает нескольких десятков джоулей. Лампы обычно соединяют последовательно, чтобы упростить синхронизацию их импульсного зажигания.

3.3. Накопитель энергии накачки

Для питания импульсных ламп накачки в твердотельных лазерах применяют высоковольтные импульсные конденсаторы на рабочие напряжения 1...5 кВ; отдельные конденсаторы с электрической емкостью 50...100 мкФ, соединенные параллельно, собирают в батарее. Объемы и массы таких батарей обычно составляют большую часть объема и массы лазерной установки в целом; ориентировочно можно считать объем накопителя на 1 кДж электрической энергии близким к 10 литрам, а массу – 20...25 кг (при рабочем напряжении около 4,5 кВ).

Конденсаторы должны выдерживать импульсные токи разряда в сотни ампер, не ограничивая их собственными внутренними сопротивлениями и индуктивностями. Измерения показывают, что в спектре излучения импульсной лампы содержание компонент синезеленой области явно растет с увеличением тока разряда. Это означает, что более выгодно, при прочих равных условиях, одну и ту же энергию накачки вводить в лампы из батареи с меньшей емкостью при большем напряжении. По этой причине «электролитические» (правильнее – оксидные) конденсаторы в лазерах применяют крайне редко, и только в установках с минимальной энергией накачки, до сотен джоулей при напряжении до 500 В. Этого недостаточно для накачки даже небольшого рубинового лазера с объемом активного элемента порядка 1 см³. Оксидные конденсаторы, при лучшем соотношении накопленной энергии и объема, непригодны для работы при напряжениях свыше 600 В, их внутренняя индуктивность и внутреннее сопротивление ограничивают ток разряда, а надежность и долговечность при больших токах разряда

снижается. Кроме того, при напряжениях до 600 В разряд в лампах длиной более 100 мм поджечь трудно; еще труднее зажечь разряд в лампах, соединенных последовательно.

В установках рубиновых лазеров применяют конденсаторы с бумажно-масляной изоляцией, а также с комбинированной бумажно-полимерно-масляной изоляцией (свыше 5 кВ).

Отметим, что короткие импульсные лампы-вспышки для фотографии работают именно с оксидными конденсаторами на напряжениях 200...350 В при энергии до 100...200 Дж. Такие накопители энергии можно использовать в небольших лазерах на кристаллах, легированных неодимом. Снижение светоотдачи ламп в синезеленой области и ее увеличение в красной области при понижении тока разряда даже выгодно, потому что накачка через полосы 0,7 и 0,8 мкм увеличивает КПД неодимового лазера.

Если сопротивление разряда в лампах недостаточно ограничивает ток, то между батареей и лампами включают дроссели (10...200 мкГн). В этом случае скорость нарастания тока ограничена индуктивностью дросселя, а скорость спада – сопротивлением газового разряда и проводов, с некоторым вкладом индуктивности дросселя. В тех случаях, когда длительность импульса излучения лазера должна быть заметно больше времени жизни верхнего рабочего уровня, дроссели включают между группами конденсаторов, так что весь накопитель в целом работает как подобие LC -линии задержки, и ток разряда после достижения максимума спадает медленнее, нежели при разряде той же емкости через единственный дроссель. Чем больше LC -секций в накопителе, тем более равномерным будет распределение тока разряда по импульсу. При этом нужно учитывать, что активное сопротивление дросселей в сумме при более дробном секционировании накопителя растет, а вместе с ним растут и потери энергии в самой разрядной линии. Пример такой LC -линии показан на электросхеме установки (см. рис. 19 в практической части).

Активное сопротивление дросселя можно уменьшить на порядок, если намотать его на ферритовом сердечнике для уменьшения нужного числа витков при заданной индуктивности. При этом нужно учитывать большие механические напряжения в сердечнике

и возможность его насыщения (следовательно, резкого уменьшения индуктивности) под действием сильного импульсного намагничивания.

3.4. Типовая конструкция квантрона в целом

Кожух осветителя должен быть герметичным, если применено проточное водяное охлаждение. Поэтому в местах выходов активного элемента и ламп из кожуха должны быть герметичные уплотнения. Во время импульсного разряда через лампы проходит ток в сотни ампер, вызывающий механические напряжения во всех токоведущих частях. Поэтому конструкция осветителя должна полностью исключать любой контакт оболочки лампы и активного элемента с любыми жесткими деталями, иначе механические напряжения могут их разрушить. Допускается закрепление ламп и активного элемента только через эластичные прокладки. Их можно делать из белой резины или иных светлых эластомеров, и нужно конструктивно защищать от прямого света импульсных ламп, так как он постепенно разрушает материал прокладок.

В конструкции осветителя нельзя использовать даже самые светостойкие органические материалы. Импульсные световые потоки при мощности порядка $1...10 \text{ кВт/см}^2$ быстро сжигают резину, фторопласт, полимеры, разрушают эмаль и т.п. Достаточную светостойкость имеют керамики из оксидов алюминия, магния, бериллия, подходящие для диффузных отражателей. Удовлетворительны порошковые (насыпные) светоотражатели, пример исполнения которых приведен в описании лабораторной установки.

3.5. Системы охлаждения

Для охлаждения ламп накачки и активного элемента лучше всего применять дистиллированную воду, чтобы избежать образования осадков и накипи. Система охлаждения обычно двухконтурная, с дистиллированной водой во внутреннем замкнутом контуре и проточной водопроводной водой во внешнем открытом контуре. В двухконтурной системе избыток тепла эффективно сбрасывается

в сток. Менее эффективны, но экономны по безвозвратному расходу воды замкнутые системы с воздушными теплообменниками для охлаждения воды, прошедшей через лазер. Не следует использовать простое проточное охлаждение лазера водопроводной водой из-за ускоренного осаждения накипи и риска загрязнения поверхностей ламп, отражателей и активного элемента. В оба контура охлаждения желательно установить сетчатые фильтры для улавливания осадков.

Внутренний контур образуют резервуар, циркуляционный насос (обычно погружной центробежный), кожух осветителя и соединительные трубопроводы. Внутри резервуара проходит змеевик теплообменника, через который протекает водопроводная вода. В воду внутреннего замкнутого контура полезно добавить асептик. Детали квантрона, входящие во внутренний контур, должны быть сделаны из нержавеющей стали во избежание быстрой коррозии и загрязнения воды. Допустимо применять детали из пластика; такими могут быть детали погружного центробежного насоса, шланги водоводов и резервуар, но не теплообменник.

Расход воды во внутреннем контуре охлаждения должен поддерживать полную замену всего ее объема внутри излучателя за промежутки между импульсами накачки. Обычный расход воды внешнего контура охлаждения при работе рубинового лазера в режиме одиночных импульсов – литры в минуту.

3.6. Зеркала резонатора

Зеркала современных твердотельных лазеров представляют собой многослойные диэлектрические интерференционные отражающие покрытия на стеклянных (или кварцевых) подложках. На подложку наносят чередующиеся слои двух прозрачных для излучения лазера неорганических диэлектриков с разными показателями преломления n . На границах слоев возникает отражение из-за разницы показателей преломления n_1, n_2 :

$$r = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2.$$

Например, при сочетании слоев MgF_2 с $n_1 = 1,35$ и ZnS с $n_2 = 2,3$ коэффициент отражения $r = 7\%$ (по интенсивности света).

Толщины слоев l_i делают такими, что оптическая толщина каждого слоя $n_i l_i$ близка к *четверти длины волны*, так что две волны, отраженные от соседних поверхностей, претерпевают интерференцию с синфазным сложением их напряженностей. Отметим, что на каждом втором отражении (от границы слоя с меньшим показателем преломления) происходит скачок фазы на π , и еще на проходе через один слой и обратно набегают фазы π , так что общая разность фаз между волнами, отраженными от двух границ одного слоя, равна 2π .

В зеркальном интерференционном покрытии несколько пар таких слоев, так что при их общем действии получается совместная многолучевая интерференция, многократно усиливающая отражение в заданном диапазоне длин волн. При малом (менее 10%) отражении на каждой границе суммарное отражение 10...15 слоев достигает 99% и более. Для полупрозрачных выходных зеркал, отражающих около 50%, достаточно пяти слоев. Толщины разных слоев делают несколько различающимися; это позволяет расширить диапазон длин волн, в котором отражение максимально.

В отличие от металлических, в интерференционных зеркалах при рациональном выборе материалов покрытия под заданный диапазон длин волн свет практически не поглощается, поэтому их лучевая стойкость на порядки выше, чем у металлических отражающих покрытий. Кроме того, коэффициенты отражения от металла редко превышают 90%, а отражение от интерференционного покрытия на уровне 99,9% в полосе усиления – типично для «глухих» зеркал многих лазеров.

Отражающие покрытия нужно содержать в чистоте; пылинки и прочие загрязнения не только вносят дополнительные потери за счет рассеяния света, но и снижают лучевую стойкость зеркал, так как, поглощая интенсивное излучение, могут стать зародышами дефектов. То же относится и к *просветляющим* интерференционным покрытиям оптических элементов лазерных систем. Такие покрытия нередко наносят на торцы активных элементов. Просветляющее покрытие в простейшем варианте исполняют как один

слой с оптической толщиной в четверть длины волны из материала с показателем преломления \sqrt{n} (где n – показатель преломления материала просветляемого оптического элемента). Отметим, что в этом варианте на отражениях от границ просветляющего слоя скачков фазы нет, так как оба отражения происходят от среды с большим показателем преломления.

Подложки зеркал резонаторов часто делают клиновидными, с углом в несколько градусов, чтобы излучение, отраженное от тыльной поверхности подложки, не возвращалось в резонатор лазера, и не возникала его интерференция с исходным излучением. Результатом такой нежелательной интерференции могут быть пики и провалы в спектре генерации многомодового лазера, что в некоторых применениях просто недопустимо. Особенно полезно делать клиновидными подложки полупрозрачных выходных зеркал.

Ранее было указано, что 8 %-ное отражение от торца рубинового стержня может быть достаточным для самовозбуждения генерации и без выходного полупрозрачного зеркала. Если же все зеркала на месте, то отражения от торцов активного элемента тоже (и очень сильно) могут возмущать спектр генерации многомодового лазера за счет интерференции исходного и отраженного излучения. В одночастотном лазере интерференция может вызвать колебания мощности под действием слабых вибраций. Если такое недопустимо, следует использовать активные элементы с косыми срезами торцов, и лучше всего – под углом Брюстера. Для активных элементов с ортогональными срезами торцов в литературе рекомендовано заполнение зазоров между активным элементом и зеркалами иммерсионной жидкостью, но на практике иммерсию применяют очень редко, только в единичных экспериментальных установках.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

СХЕМА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

В предлагаемой работе использован нестандартизованный лабораторный рубиновый лазер с диффузным освещением активного элемента. В состав лазерной системы (рис. 18) входят излучатель, резонатор, блок питания и управления накачкой (рис. 19), дополнительные оптические элементы, приемники излучения и аппаратура для измерения мощности и энергии излучения.

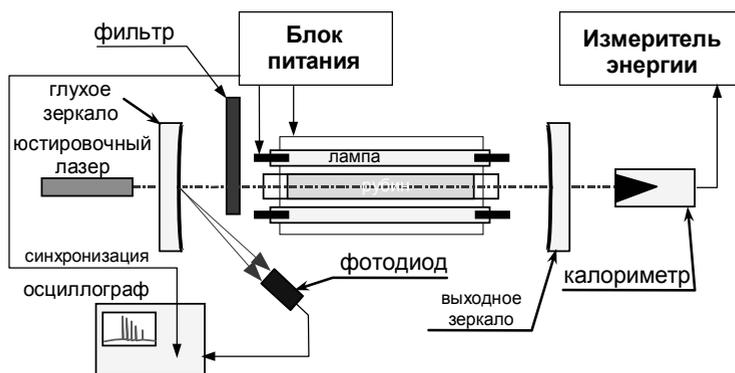


Рис. 18. Структурно-функциональная опико-электронная схема установки (излучатель лазера показан упрощенно в продольном разрезе)

Активный элемент излучателя – цилиндрический стержень из синтетического рубина (0,05 ат.% хрома) диаметром 14 мм и общей длиной 340 мм, причем он легирован хромом только в средней части на длине 240 мм. За пределы полости осветителя выступают только нелегированные части стержня, чем обеспечено равномерное освещение активного вещества на всем его протяжении.

Две лампы накачки (ксеноновые ИФП-5000) электрически соединены последовательно. Суммарная предельно допустимая подведенная к ним энергия – 10 кДж. Отражатель, внутри которого смонтированы лампы и рубиновый стержень, представляет собой

стеклянную трубу, охваченную цилиндрическим кожухом; между кожухом и трубой засыпан порошок окиси магния – теплостойкое вещество с высоким альбедо в спектральной области видимого света. Засыпной объем герметизирован кольцевыми резиновыми прокладками от внутренней полости трубы отражателя, в которой протекает вода, охлаждающая лампы и рубин (см. рис. 16).

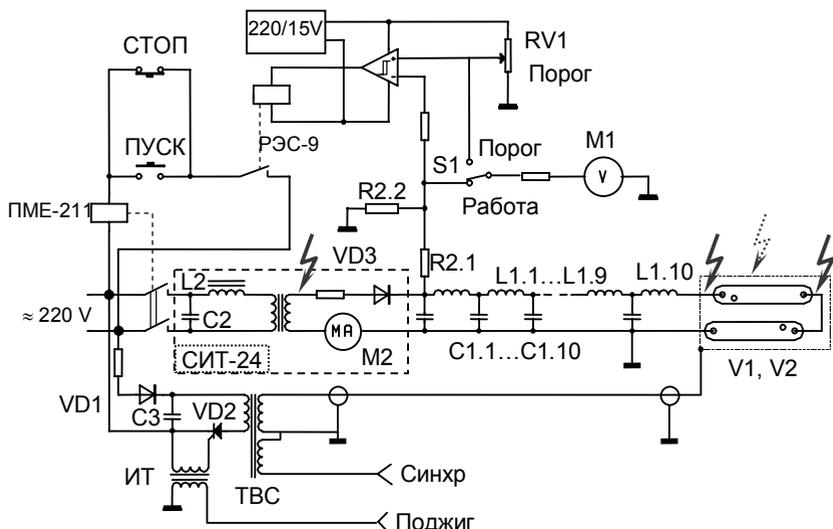


Рис. 19. Электросхема блока питания и управления накачкой рубинового лазера (значком ⚡ отмечены цепи под рабочим напряжением выше 1 кВ)

Для водяного охлаждения излучателя лазера служит двухконтурная система. Во вторичный замкнутый контур входят излучатель, бак с водой и центробежный насос. В первичном открытом контуре через теплообменник, погруженный в бак, протекает вода из водопровода. При повышенных требованиях к стабильности работы установки требуется не менее 20 минут для установления постоянной температуры в обоих контурах системы охлаждения.

При коротких сеансах работы установки (до 10 импульсов) достаточно естественного теплообмена бака с воздухом в помещении, и расходовать воду во внешнем контуре не нужно.

Зеркала оптического резонатора установлены на отдельных юстировочных головках. В ходе работы можно заменять зеркала и изменять конфигурацию резонатора, в зависимости от желательного режима излучения лазера. Типовые диэлектрические сферические зеркала, применяемые для первоначальной настройки установки, имеют номинальные коэффициенты отражения 99 % и 50 %. Лазер сохраняет работоспособность при коэффициенте отражения выходного зеркала до 10 %.

Конденсаторный накопитель энергии C1.1...C1.10 имеет суммарную емкость 1000 мкФ. Максимальное напряжение зарядки, ограниченное допустимой энергией разряда ламп, равно 4,4 кВ. Максимальное рабочее напряжение конденсаторов 5 кВ. Ток разряда ламп накачки на начальной стадии ограничен индуктивностью дросселя L1.10 (260 мкГн), а на конечной стадии (0,5 мс) – и дросселем, и проводимостью разряда. Типовая форма светового импульса накачки (в сине-фиолетовой области спектра) ранее была показана на рис. 4, б; там можно убедиться в том, что накопление энергии в активном элементе длится примерно 1 мс, и на этой стадии лампы излучают около 90 % всей энергии света накачки.

Зарядом конденсаторной батареи C1.1...C1.10 управляет схема дозирования накопленной энергии. Компаратор – триггер Шмита сравнивает напряжение на конденсаторной батарее с опорным напряжением, заданным регулятором RV1 (“Порог”). Когда положительный потенциал входа компаратора «–» превысит потенциал входа «+», компаратор через реле РЭС-9 отключает от сети обмотку контактора ПМЕ-211, и зарядка конденсаторов прекращается. Источником энергии для зарядки конденсаторов служит питаемый от электросети выпрямитель – стабилизированный источник тока СИТ-24 с резонансным LC-преобразователем. Он обеспечивает неизменный ток заряда (номинально 70...80 мА) при изменениях его выходного напряжения от нуля до 4...5 кВ, что ускоряет зарядку конденсаторов на конечной стадии. (Схема СИТ-24 показана упрощенно).

Конденсаторная батарея постоянно соединена с лампами накачки V1, V2. Поэтому с момента начала зарядки и до полного разряда батареи на лампах присутствует опасное для жизни высокое напряжение. При работе на установке нужно действовать так, как

будто все высоковольтные цепи находятся под опасным напряжением, независимо от состояния и режима работы блока питания.

Напряжение на конденсаторной батарее показывает измеритель напряжения М1, через переключатель режима измерения S1 в положении «Работа» соединенный с делителем напряжения R2.1, R2.2 (коэффициент деления 1:1000). Этот же измеритель можно временно переводить переключателем S1 в режим отображения напряжения, при котором происходит автоматическое выключение зарядки накопителя энергии (положение «Порог»).

Внимание! Переключатель режима измерения S1 постоянно должен быть в положении «Работа», чтобы измеритель М1 постоянно показывал фактическое напряжение на конденсаторах накопителя энергии накачки! Переключатель S1 разрешено переводить в положение «Порог» только на время перестройки дозирования энергии накачки регулятором «Порог» (RV1). Перед этим конденсаторная батарея должна быть разряжена.

Напряжение на лампах накачки V1, V2 во всем допустимом диапазоне недостаточно для зажигания газового разряда без специального импульса зажигания. Для поджига разряда в лампах служит источник высоковольтного импульсного напряжения. Заряженный от сети накопительный конденсатор С3 разряжается через тиристор VD2 и первичную обмотку импульсного трансформатора ТВС. Со вторичной обмотки этого трансформатора напряжение приходит непосредственно на изолированный от заземленного основания установки кожух излучателя лазера. Высоковольтный импульс напряжения вызывает предварительную ионизацию в лампах за счет возбуждения в газе слабого безэлектродного (емкостного) ВЧ-разряда, после чего развивается основной разряд.

Команду поджига разряда на тиристор VD2 через разделительный маломощный импульсный трансформатор ИТ можно подать либо от внешнего источника импульсного сигнала (5 В), либо от кнопки управления «Поджиг» на лицевой панели, либо от выносного кнопочного пульта управления. При поджиге разряда на выходной разъем «Синхр» со вспомогательной обмотки трансформатора поджига ТВС приходит импульс, который запускает развертку осциллографа, синхронизируя его работу с моментом начала импульса накачки.

Для измерения интегральной энергии одного импульса лазерного излучения применен калориметрический измеритель ИМО-2. Для осциллографирования зависимости мощности излучения от времени служат быстродействующий кремниевый фотодиод и запоминающий осциллограф.

Цифровой вариант измерительной части установки. Показанные на схеме установки калориметрический измеритель энергии излучения и запоминающий осциллограф в цифровом варианте заменяют многоканальным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) типа E20-10, связанным с ПЭВМ магистралью USB 2.0. Ширина полосы пропускания АЦП 10 МГц на все используемые каналы.

Фотоприемник измерителя энергии (кремниевый фотодиод) и прочие фотодиоды в данном варианте установлены вблизи от АЦП в экранированных кожухах и связаны с оптической системой стекловолоконными световодами. Такая конструкция снижает мощность электромагнитных наводок на фотоприемники и АЦП со стороны системы импульсной накачки лазера. Для выбора нужных оптических сигналов в этом варианте входные срезы световодов устанавливаются в соответствующие точки оптической схемы.

В базовом варианте АЦП работает под управлением программы LGraph2, предоставляющей функции виртуального запоминающего осциллографа. Все режимы работы многоканального АЦП можно задать непосредственно перед записью сигнала и сделать это заранее, записав настройку в файл параметров (*.PAR). Загрузка файла параметров восстановит все записанные в нем настройки аппаратуры и программы.

Запись сигналов фотоприемников проходит в типовом режиме работы АЦП как виртуального запоминающего осциллографа. Методика обработки записанных сигналов зависит от предложенного рабочего задания; ее, как правило, проводят средствами электронных таблиц EXCEL или т.п. как отсроченную. Записанный сигнал измерителя интегральной энергии излучения в импульсе обрабатывают теми же средствами, но непосредственно на месте, после записи. Для этого служит программный макромодуль загрузки данных и расчета интегральной энергии в среде EXCEL. Более под-

робное описание программного обеспечения измерительной части установки в его актуальной (обновляемой) версии находится в лаборатории.

Для калибровки измерителя энергии нужно сопоставлять его показания с показаниями калориметра ИМО-1. Калибровка в рабочее задание не входит из-за длительности этой процедуры. При выполнении лабораторной работы нужно пользоваться справочными данными, которые укажет преподаватель.

МЕРЫ БЕЗОПАСНОСТИ

При работе с рубиновым лазером опасны высокое напряжение и световое излучение.

Под напряжением до 5 кВ может находиться кабель электропитания при заряде конденсаторной батареи. При повреждении одной лампы или при протечке воды в уплотнении кожух излучателя может оказаться под напряжением. Поэтому заряжать конденсаторы следует лишь непосредственно перед рабочим импульсом.

Высокое импульсное напряжение поджига разряда свыше 30 кВ подается непосредственно на незаземленный кожух осветителя. Оно может вызвать электрический удар при прикосновении к кожуху во время пробного импульса или при случайном срабатывании схемы поджига независимо от состояния конденсаторной батареи.

Рассеянное излучение накачки, проникающее через узлы крепления ламп и активного элемента в излучателе, может вызвать кратковременное ослепление оператора, находящегося на расстоянии менее 1 м. Воздействие излучения лазера на глаза особо опасно; оно может вызвать тяжелые необратимые поражения всех компонентов глаза и зрения в целом.

Непосредственно перед поджигом импульсного разряда (примерно за 1 с до нажатия кнопки поджига) необходимо громко и ясно предупредить окружающих: **“Внимание, выстрел!”**. Нужно помнить, что импульс лазера и действие излучения на мишень сопровождается громким резким звуком, который может быть не-

ожиданным для находящихся в лаборатории и вызвать неожиданные резкие движения.

Во время работы необходимо следить за циркуляцией воды в контуре охлаждения излучателя. Нарушение циркуляции приводит к перегреву активного элемента и существенному повышению порога генерации, снижению выходной энергии и срыву генерации.

Запрещено:

- включать блок питания до окончания всех действий с оптическими элементами установки;
 - прикасаться к кожуху лазера при включенном блоке управления, а также после выключения до полной разрядки конденсаторов до напряжения ниже 100 В;
 - заряжать конденсаторы при снятом ограждении;
 - держать заряженными конденсаторы при невозможности немедленного их разряда через лампы;
 - отходить от установки при включенном блоке питания;
 - заряжать конденсаторы до напряжения выше 4,4 кВ;
 - заряжать конденсаторы при протечке воды в установке;
 - работать при любых неполадках в системе охлаждения; в этом случае необходимо обратиться к инженеру учебной лаборатории;
 - глядеть на прямое и отраженное излучение лазера.
- Обо всех замеченных неисправностях нужно немедленно сообщать ведущему преподавателю или инженеру.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ И РЕКОМЕНДАЦИИ

Особенность методики, рекомендуемой при выполнении задания – наблюдение импульсов лазерного излучения *как рассеянного*, на фоне спонтанного излучения. С одной стороны, такие схемы наблюдения позволяют сопоставить динамику излучения лазера с динамикой накачки. С другой стороны, мощность спонтанного излучения можно использовать как показатель заселенности верхнего лазерного уровня и как показатель усиления активной среды. Для этого в каждом конкретном случае нужно разумно выбирать положение фотоприемника (фотодиода), при котором наблюдаемый

сигнал будет наиболее информативным для решения поставленной задачи. Примеры подобных сигналов показаны на осциллограммах рис. 4, б; 8, в; 12 и 13.

На рис. 8, в видно, что на описанной рабочей установке при максимальной энергии накачки свободная генерация длится 400...500 мкс. Сопоставляя эти данные с зависимостью заселенности верхнего рабочего уровня от времени (рис. 4, б), можно оценивать соотношение энергии, запасенной в активном веществе, с энергией, уносимой вынужденным излучением при лазерной генерации. Отметим, что свободная генерация на рис. 8, в начинается спустя 450 мкс после того, как мощность накачки не только прошла через максимум (200 мкс), но и заметно упала. Накопление энергии накачки в рубине продолжается и на этапе спада мощности накачки до самого начала лазерной генерации, так как время жизни на верхнем рабочем уровне гораздо больше, чем длительность импульса накачки. Вклад в лазерную генерацию *в данном случае* дает только энергия, распределенная по заднему фронту импульса накачки, а энергия, поглощенная рубином на более ранней стадии накачки, израсходована на создание инверсии и достижение порога генерации.

При записи упомянутых осциллограмм на фотодиод действовало лазерное излучение, диффузно рассеянное на торце активного элемента, и непосредственно спонтанное излучение (см. рис. 18) В такой схеме пиковые мощности спонтанного и лазерного излучения, действующие на фотодиод, близки по порядку величины. Наблюдение ослабленного лазерного излучения на фоне спонтанного позволяет качественно сопоставлять временную динамику лазерной генерации с динамикой накачки и изменениями усиления.

Мощность спонтанного излучения пропорциональна заселенности верхнего лазерного уровня только при наблюдении в направлении, ортогональном оси активного элемента, при небольшой его толщине. При наблюдении спонтанного излучения под очень острым углом к оси активного элемента усиление спонтанного излучения искажает пропорциональную зависимость: чем выше усиление, тем более зависимость отклоняется вверх от пропорциональ-

ной. Рис. 12 показывает сигналы при угле наблюдения около 15° , когда усиление спонтанного излучения хорошо заметно.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Перед началом работы следует ознакомиться с установкой и входящими в ее состав управляющими и измерительными приборами. Необходимо получить у руководителя работы дополнительный инструктаж по правилам эксплуатации установки. Необходимо прочесть раздел “Меры безопасности” в настоящем описании.

1. Осмотр установки перед началом работы

1. Убедиться в том, что блок питания лазера выключен.
2. Установить переключатель режима измерителя в положение “Работа”. Убедиться по показанию киловольтметра в том, что конденсаторная батарея полностью разряжена.
3. Снять защитное ограждение рабочей зоны.
4. Осмотреть установку. Убрать все посторонние предметы из рабочей зоны. Проверить в рабочей зоне закрепление всех держателей оптических элементов.
5. Юстировать оптическую схему рубинового лазера при помощи вспомогательного гелий-неонового лазера. Юстировку проводить в последовательности, обратной ходу излучения, начиная с калориметра и заканчивая глухим зеркалом резонатора. Как основной критерий правильной установки юстируемой оптической поверхности использовать соосность падающего и отраженного пучков, проверяя ее по пятнам на вспомогательном экране.
6. Осмотреть излучатель и подходящие к нему силовые кабели. Убедиться в том, что они надежно присоединены к контактам ламп. Проверить присоединение кабеля поджига к кожуху излучателя.
7. Включить циркуляционный насос охлаждения. Проверить, циркулирует ли вода в контуре охлаждения излучателя. Через одну

минуту осмотреть излучатель и рабочую зону, убедиться в отсутствии протечек воды.

8. Установить защитное ограждение рабочей зоны установки.

2. Проверка исправности установки

1. Включить блок питания лазера выключателем “Сеть”.

2. Перевести переключатель режима измерителя напряжений в положение “Порог”.

3. Регулятором “Порог” установить требуемое напряжение зарядки конденсаторной батареи. Рекомендуемое напряжение при первом включении установки – на 100 В выше паспортного значения порога генерации.

4. Вернуть переключатель режима измерителя напряжений в положение “Работа”.

5. Нажать кнопку “Пуск”. По киловольтметру наблюдать за процессом заряда конденсаторной батареи.

6. При подходе напряжения к установленному уровню следует быть особенно внимательным. Если схема автоматики явно не остановит зарядку, немедленно прекратить ее, нажав кнопку “Стоп”. При явной неисправности выключить блок питания.

7. После автоматической или ручной остановки заряда конденсаторов следует громко и отчетливо предупредить: “**Внимание – выстрел!**”, и с небольшой задержкой (0,5...1 с) нажать кнопку “Поджиг”.

8. Если схема поджига не срабатывает, повторно нажать на кнопку “Поджиг”. При явном отказе системы поджига разряда выключить блок питания лазера для аварийной разрядки конденсаторов через балласт.

9. Последующие повторные запуски лазера проводить в последовательности пп.13–15. При необходимости изменения энергии накачки вначале установить рабочее напряжение по пп. 10–12.

10. При возобновлении работы после перерывов обязательны все действия по настоящему регламенту, кроме юстировки оптической схемы (ее выполняют при необходимости).

3. Подготовка цифровой измерительной части установки

1. Включить ПЭВМ.
2. Присоединить кабель питания 12 V к АЦП типа E20-10.
3. После завершения загрузки системы проверить присоединение прибора E20-10 к ПЭВМ по шине USB 2.0.
4. Загрузить рабочую книгу RUBY.XLS и временно перевести ее в фоновый режим работы.
5. Загрузить программу LGRAPH2.EXE
6. Загрузить файл параметров работы АЦП для указанного преподавателем режима измерений.
7. Сделать пробную запись образцового сигнала по временной инструкции, находящейся на рабочем месте.
8. Сохранить полученную запись в файле данных.
9. Активизировать рабочую книгу RUBY.XLS и загрузить данные из файла в колонку таблицы.
10. Если загрузка данных прошла без ошибок, цифровая измерительная часть готова к работе.
11. Для записи новых данных переключить в активное состояние программу LGRAPH2.

4. Порядок выполнения рабочего задания

При выполнении работы нужно сохранять все осциллограммы, последовательно нумеровать их и записывать все условия съемки в таблицу на выделенном листе рабочей книги.

Режим свободной генерации

1. Получить режим свободной генерации. Качественно описать распределение пиков генерации по амплитудам и по времени.
2. Установить напряжение на конденсаторной батарее на 200 В ниже паспортного порога генерации.
3. Получить зависимость энергии лазерного импульса от напряжения на конденсаторной батарее в режиме свободной генерации. Напряжение увеличивать с шагом 100 В от начального до

4 кВ. По полученной зависимости определить *фактический* порог свободной генерации.

Режим пассивной модуляции добротности

4. Установить напряжение на конденсаторной батарее на 400 В выше фактического порога генерации.

5. Установить фототропный светофильтр КС-19. Получить гигантский импульс при пассивной модуляции добротности. Записать временные параметры начальной стадии развития генерации. Изучить зависимость энергии лазерного импульса от напряжения на конденсаторной батарее с шагом 100 В в режиме пассивной модуляции добротности. Напряжение увеличивать с шагом 100 В от фактического порога генерации до 4,2 кВ.

Режим управляемой пассивной модуляции добротности

7. Установить напряжение на конденсаторной батарее на 400 В выше фактического порога генерации.

8. Снять заднее зеркало.

9. Установить фототропный фильтр КС-19 на каретке так, чтобы он перекрыл половину апертуры активного элемента.

10. Записать условную координату положения фильтра.

11. Передвинуть фильтр так, чтобы он вышел за пределы апертуры активного элемента.

12. Вернуть на место и отъюстировать вновь заднее зеркало.

13. Передвинуть фильтр так, чтобы он полностью перекрыл апертуру активного элемента.

14. Получить режим генерации с единственным гигантским импульсом. При необходимости откорректировать энергию накачки.

15. Измерить зависимость энергии лазерного импульса от положения просветляющегося фильтра в диапазоне режимов от свободной генерации до максимальной модуляции добротности. Записать параметры распределений пиков генерации по амплитудам и по времени для каждого снимка.

16. Установить фототропный светофильтр КС-15. Получить режим беспичковой генерации. Обратить внимание на начальную стадию развития генерации.

17. Измерить угол расходимости излучения по следам обжига на черной бумаге. По форме следа оценить характеристики распределения излучения по поперечным модам.

18. По указаниям руководителя выполнить дополнительные задания (от одного до трех из списка, приведенного в следующем разделе).

5. Типовые сценарии дополнительных заданий

1. Измерение светопропускания образцов фототропных стекол при малой интенсивности пробного излучения.

2. Наблюдение эффектов фототропности при большой интенсивности пробного излучения:

- измерение пропускания импульсов свободной генерации фототропным стеклом;

- сравнение пропускания импульсов свободной генерации и спонтанного излучения;

- сравнение пропускания гигантских импульсов и спонтанного излучения;

- оценка глубины модуляции потерь насыщающимся поглотителем.

3. Исследование изменений заселенности верхнего рабочего уровня в режиме пассивной модуляции добротности при наблюдении спонтанного излучения.

По перепаду мощности спонтанного излучения перед началом и после окончания гигантского импульса следует оценить начальный уровень потерь, внесенных поглотителем.

4. Исследование динамики накачки рубина в усилителе без обратной связи.

В данном разделе следует определить зависимость времени накопления максимальной энергии от энергии накачки при заданной форме импульса накачки.

5. Измерение времени релаксации заселенности верхнего лазерного уровня: основной способ.

5.1. Перекрыть заслонками трассу между зеркалами резонатора и активным элементом.

5.2. Разместить фотоприемник так, чтобы на него не попадало излучение активного элемента, рассеянное на заслонках.

5.3. Снять последовательно на один кадр осциллограммы светового импульса накачки и импульса спонтанного излучения при напряжении на конденсаторной батарее 4 кВ. Скорость развертки осциллографа должна быть 1 мс/дел. При записи импульса накачки установить перед фотоприемником синий светофильтр СЗС-23.

При работе с виртуальным запоминающим осциллографом сигналы записывать на отдельные кадры; позже их свести в одну электронную таблицу и отобразить одним семейством графиков. Длительность кадра должна быть не менее 10 мс.

5.4. Повторить съемки осциллограмм при напряжении на конденсаторной батарее 3 кВ и 2 кВ.

5.5. Рассчитать декремент затухания спонтанного излучения по участкам осциллограмм за пределами действия накачки. При обработке цифровых осциллограмм средствами EXCEL рекомендуем пользоваться функцией автоматического построения линии тренда, выбрав подходящий участок области данных и экспоненциальную форму тренда.

5.6. Сравнить полученные результаты и оценить их основную погрешность.

5.7. Оценить возможную методическую погрешность, вызванную усилением спонтанного излучения выше порога инверсии.

6. Измерение времени релаксации заселенности верхнего лазерного уровня. Альтернативный способ.

6.1. Отключить половину конденсаторной батареи от цепей заряда.

6.2. Провести испытания установки на напряжении 2 кВ.

6.3. Все последующие действия провести по порядку, изложенному в п. 5. текущего раздела.

Содержанием дополнительных заданий, кроме описанных выше, могут быть:

- варьирование потерь в близком к порогу режиме (наклонная пластинка, например);
- измерение характеристик лазера с неустойчивым резонатором;
- варьирование конфигурации устойчивого резонатора;
- измерение характеристик лазера с трехзеркальным резонатором;
- пассивная модуляция добротности при установке затвора в пассивном отсеке трехзеркального резонатора,
- работа лазера с диффузным задним зеркалом;
- работа лазера с кольцевым резонатором;
- дисперсионный резонатор;
- изучение действия излучения рубинового лазера на мишени в различных режимах генерации.

6. Обработка результатов

Звездочкой (*) отмечены задания повышенной трудности.

1. Построить зависимость энергии лазерного импульса от энергии накачки.
2. Определить порог генерации лазера.
3. *Оценить порог инверсии.
4. Оценить интегральный КПД лазера при превышении энергии накачки над порогом генерации 15%.
5. Оценить дифференциальный КПД (дифференциальный коэффициент преобразования электрической энергии в световую).
6. Оценить дифференциальную квантовую эффективность излучателя.
7. *Оценить коэффициент усиления рубина при 15% превышении порога.
8. Оценить усредненные и пиковые мощности излучения в пиковых и беспиковых режимах свободной генерации. Построить соответствующие зависимости этих величин от энергии накачки
9. Рассчитать расходимость излучения лазера.

10. Рассчитать плотность мощности излучения на единицу площади и на единицу телесного угла для всех исследованных режимов.

11. Выполнить расчеты в соответствии с дополнительными заданиями по указаниям преподавателя.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

Звездочкой (*) отмечены вопросы повышенной трудности, двумя звездочками (**) – вопросы по лазерной технике.

1. Каковы основные физические принципы действия лазера?
2. Какие условия нужно выполнить для получения генерации лазера?
3. Какие факторы определяют оптимум концентрации активных ионов в лазерных кристаллах?
4. Почему не удастся получить лазерную генерацию в поликристалле рубина? Возможна ли в принципе лазерная генерация в поликристаллических материалах?
5. Какие энергетические уровни имеет ион хрома в рубине? Какую роль каждый из них играет в работе лазера?
6. Как уширена линия усиления в рубине? Как уширение линии усиления влияет на режим работы лазера?
7. Каков спектр излучения рубинового лазера? Что влияет на его ширину?
8. Как в рубиновом лазере зависят от температуры: порог инверсии, коэффициент усиления, порог генерации, энергия излучения, мощность излучения?
9. Какие причины приводят к потерям энергии в лазере?
10. Влияют ли на работу рубинового лазера поглощение и усиление излучения накачки на переходах R_1 , R_2 ?
11. *Как на образце кристалла рубина определить направление его оптической оси?
12. Какие функции выполняет резонатор в рубиновом лазере?
13. Как устроены и как работают диэлектрические зеркала? В чем их преимущества перед металлическими?
14. Какие основные количественные параметры отображают свойства резонатора твердотельного лазера? Как они зависят от конструктивных параметров резонатора?

15. В чем различие одномодовой и одночастотной лазерной генерации?
16. Чем ограничен КПД рубинового лазера? Как это ограничение удалось преодолеть в других лазерных системах?
17. Как устроены и как работают импульсные газоразрядные лампы?
18. Какие обязательные элементы имеет схема питания импульсных ламп лазера? Каково их назначение?
19. **Каким требованиям должны отвечать накопительные конденсаторы для электропитания импульсных лазеров?
20. Как устроен осветитель активного элемента? Какие требования предъявляют к осветителям для рубиновых лазеров?
21. Что называют свободной генерацией? Как она развивается в рубиновом лазере?
22. Что называют модуляцией добротности лазера? Для чего ее применяют?
23. Чем пассивная модуляция добротности отличается от активной?
24. Что нужно сделать для пассивной модуляции добротности в рубиновом лазере?
25. Чем отличаются режимы излучения с хаотическими и регулярными пульсациями?
26. Как можно управлять частотой регулярных пульсаций излучения в режиме модулированной добротности?
27. Как в рубиновом лазере можно получить режим без пульсации (гладкий импульс)? Какие факторы этому препятствуют?
28. Как измеряют энергию и мощность импульсов излучения лазера? Чем средняя мощность отличается от пиковой?
29. От чего зависит точность измерения пиковой мощности излучения лазера?
30. Как измеряют расходимость излучения лазера?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная литература

1. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике.
2. Звелто О. Принципы лазеров/Пер. с англ. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Мир, 1990. – 560 с.

Дополнительная литература

3. Кондиленко И. И., Коротков П. А., Хижняк А. И. Физика лазеров. – Киев: Вища школа, 1984. – 232 с. (*Обстоятельное описание энергетического спектра ионов хрома в рубине (§9).*)
4. Joseph T. Verdeyen. Laser Electronics // Prentice Hall series in solid state physics electronics. – Prentice Hall, 1995. (*Обширное учебное пособие по физике лазеров. Раздел 9 посвящен подробному изложению динамики излучения лазеров.*)

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Классификация лазеров по динамике генерации

Лазер, как и вообще всякую систему, где излучение взаимодействует с веществом, описывают три переменные – напряженность поля, инверсия заселенностей и поляризация вещества. Каждую из трех переменных характеризует определенное время (или обратная ему скорость) релаксации:

τ – время релаксации поля, то есть время жизни фотона в резонаторе;

T_1 – время релаксации инверсии заселенностей;

T_2 – время релаксации поляризации.

В литературе можно встретить классификацию лазеров по соотношениям времен релаксации, из которых следуют и существенные черты динамики их излучения.

Если время релаксации поля τ гораздо больше, чем T_1 (а следовательно, и T_2), то инверсия и поляризация *адиабатически* следуют за всеми изменениями поля; систему описывает одно дифференциальное кинетическое уравнение первого порядка, и его фундаментальное решение – неосциллирующее. Лазеры этого типа относят к классу А.

В твердотельных лазерах всегда $T_2 \ll \tau \ll T_1$, и рубиновый лазер в этом отношении типичен. В рубине очень большое время релаксации инверсии ($T_1 \sim 10^{-3}$ с) и очень короткое время релаксации поляризации ($T_2 \approx 10^{-10}$ с) в сравнении со временем жизни фотона в резонаторе ($1/\Gamma \equiv \tau \approx 10^{-8}$ с). Отсюда следует, что рубиновый лазер допустимо описывать двумя скоростными уравнениями, не включая в полную систему уравнение, связывающее напряженность поля и поляризацию (оно обратится в тождество; то же самое верно и для множества иных твердотельных лазеров). Фундаментальное решение системы двух линейных дифференциальных уравнений

первого порядка при некоторых условиях может иметь вид затухающих колебаний. Лазеры этого типа относят к классу В.

Класс С – лазеры, в которых все три времени релаксации одного порядка. Этот случай наиболее сложен для анализа, так как придется искать решения системы трех дифференциальных уравнений, качественно многообразные даже после линеаризации. Далее речь будет идти только о лазерах классов А и В.

Релаксация поля не может идти быстрее, чем релаксация поляризации; только вне резонатора $1/\Gamma = T_2$. Без резонатора работают только лазеры с суперлюминесценцией (азотный, эксимерные, лазеры с самоограниченными переходами и т.п.), но здесь вопрос о динамике излучения ставят иначе; такой лазер более похож на усилитель спонтанного излучения с бегущей волной, без обратной связи.

Рассмотрим приближенные кинетические уравнения, описывающие лазер класса В или А. Различие между этими классами заключено только в соотношении времен релаксации, а качественное сходство – в отсутствии *независимого* уравнения для поляризации среды и в представлении излучения не напряженностью поля, а числом фотонов (мощностью излучения).

Динамика генерации четырехуровневого лазера

Начнем с упрощенной модели – одночастотного четырехуровневого лазера. Ее можно анализировать при минимуме исходных предположений. Самое существенное из них состоит в том, что все времена релаксации, за исключением времени релаксации населенности верхнего лазерного уровня N_2 , полагают крайне малыми. На этом основании при любой мощности накачки можно считать заселенными только состояния $|0\rangle$ и $|2\rangle$ (см. рис. 1 в теоретической части). Инверсию N можно считать равной N_2 , а основное состояние $|0\rangle$ можно рассматривать как неисчерпаемый источник активных частиц, которые под действием накачки могут заселять состояние $|2\rangle$. Кроме того, полагают, что всегда $N = N_2 \ll N_0$, где N_0 – заселенность основного состояния $|0\rangle$ в отсутствие накачки, тождественная концентрации активных примесных ионов. Все

эти предположения упрощают решение задачи и делают его более обозримым, в сравнении с решением для трехуровневого лазера.

Даже после всех упрощений уравнения, описывающие эволюции числа фотонов M и инверсии N во времени, нелинейны:

$$\begin{aligned}\frac{dM}{dt} &= -\Gamma M + BNM, \\ \frac{dN}{dt} &= P - AN + BNM.\end{aligned}\tag{П.1}$$

Здесь A и B – вероятности спонтанного и вынужденного переходов, P – скорость ("мощность") накачки, Γ – декремент затухания поля в резонаторе (величина, обратная времени жизни фотона в "пустом" резонаторе, $\tau \equiv 1/\Gamma$, при $N = 0$). Величину Γ можно представлять и как спектральную ширину одной моды резонатора.

Слагаемое $(-\Gamma M)$ описывает затухание поля в резонаторе без усиления, слагаемые BNM – вынужденные переходы по действием излучения, слагаемое $(-AN)$ – релаксацию инверсии. В рубине релаксация инверсии идет через спонтанное излучение, в других лазерах, кроме него, вклад в релаксацию могут давать и безызлучательные переходы.

В уравнении для фотонов мы пренебрегли спонтанным излучением в моду генерации, но в уравнении для инверсии спонтанное излучение учтено как причина релаксации инверсии.

Формально скорость накачки P пропорциональна заселенности основного состояния $|0\rangle$, $P \propto N_0 - N_2$, но так как $N_2 \ll N_0$, можно считать $P \propto N_0$, то есть рассматривать P как независимый параметр. (Это предположение нельзя применять к трехуровневой схеме).

Нелинейность в эти уравнения вносят слагаемые BNM ; их влияние называют *насыщением* усиления. Развитие лазерной генерации начинается при некотором избытке усиления, превышающего потери, то есть при $BN > \Gamma$. Далее рост числа фотонов M , как показывает второе уравнение, уменьшает инверсию N . Это уменьшение инверсии под действием поля излучения и называют насыщением.

Позже мы покажем, что коэффициент усиления, пропорциональный инверсии, в режиме стационарной генерации *не зависит*

от мощности накачки; усиление при этом остается на том уровне, при котором оно *в точности компенсирует все потери*. Приращение мощности накачки (притока энергии, ΔP) влечет за собой приращение мощности вынужденного излучения (оттока энергии, ΔGM), а инверсия и усиление остаются на одном и том же стационарном уровне. Такое ограничение усиления в стационарном режиме называют *насыщением усиления*.

Уравнения (П.1) применимы для четырехуровневых лазеров классов А, В, и для «маргинальной прослойки» между ними, где $T_2 \ll \tau \sim T_1$. *Эти уравнения неприменимы к лазерам класса С, для которого к системе нужно присоединить и уравнение для поляризации.*

В общем случае решение системы даже двух нелинейных дифференциальных уравнений в аналитическом виде невозможно. Для частного случая (П.1) можно использовать типовой подход – *линеаризацию* уравнений. Вначале находят *стационарное* решение нелинейных уравнений без начальных условий, положив все производные по времени равными нулю. Это приводит к системе алгебраических уравнений для средних по времени динамических переменных. Затем выделяют части динамических переменных, зависящие от времени. Полагая эти переменные части малыми в сравнении со стационарными значениями, находят и опускают малые высших порядков; так получают приближенные линейные дифференциальные уравнения для малых переменных. Стационарный режим (если он существует как решение) далее будет задавать усредненные по времени параметры – коэффициенты линейных дифференциальных уравнений для малых динамических переменных.

Отыскание решения для линейных дифференциальных уравнений далее сводят к подстановке в них *формального* решения с неопределенными параметрами. Говоря конкретнее, к линейным дифференциальным уравнениям применяют комплексное преобразование Фурье. Условие существования ненулевого решения дает алгебраическое уравнение для фурье-компонент, не равных нулю.

Действуя по описанному плану, отделим величины, зависящие от времени, от стационарных:

$$M(t) = M_S + m(t); \quad N(t) = N_S + n(t); \quad (\text{П.2})$$

Если в пределе $t \rightarrow \infty$ колебания M и N затухают, и существует стационарное решение, не зависящее от начальных условий, то оно сводится к решению системы алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} = 0 &= -\Gamma M_S + BN_S M_S, \\ \frac{dN}{dt} = 0 &= P - AN_S - BN_S M_S. \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Стационарное значение инверсии из уравнения для фотонов

$$N_S = \Gamma / B \quad (\text{П.4})$$

не зависит от мощности накачки P . В этом проявляется упомянутый ранее эффект насыщения усиления. Примечательно, что этот результат не зависит от типа и схемы уровней лазера, так как он отображает общее свойство самого абстрактного автогенератора: *в режиме стационарной генерации усиление в точности компенсирует потери.*

Мощность накачки, соответствующая порогу генерации ($M \rightarrow 0$)

$$P_{th} = AN_S = \frac{A\Gamma}{B}. \quad (\text{П.5})$$

Стационарная мощность генерации

$$M_S = \frac{P}{\Gamma} - \frac{A}{B} = \frac{A(\eta - 1)}{B}; \quad \eta \equiv \frac{P}{P_{th}}, \quad (\text{П.6})$$

явно зависит от мощности накачки, но при этом увеличение мощности накачки не изменяет усиление $BN_S = \Gamma$ (см. (П.4)).

К уравнениям следует добавить еще две *математических* нелинейности *физического* происхождения:

- 1) число фотонов M не может быть отрицательным;
- 2) инверсия N ограничена сверху полной концентрацией активных центров N_0 , а снизу – значением $-N_0$.

Поэтому без модификаций исходные уравнения корректны только для малых вариаций $|m(t)| < M_S$. При этих ограничениях придется отдельно и по-разному рассматривать два предельных

случая: начальную стадию развития генерации и небольшие отклонения от стационарного режима работы лазера.

Далее рассмотрим решения, полагая отклонения переменных от стационарных значений малыми. Эти решения, несмотря на ограничения, полезны не только для описания динамики на стадии развитой генерации, но и для оценки параметров флуктуаций мощности и инверсии при возмущениях стационарного режима шумами любого происхождения. Данный вопрос, в частности, органически связан с физической проблемой уширения линий генерации одночастотных лазеров.

Линеаризованные уравнения для зависящих от времени *малых* величин $n(t)$ и $m(t)$ получаем, подставив (П.2) в уравнения (П.1) и опустив малые более высокого порядка, $n(t)m(t)$. Математически (на основании малости $m(t)$ в сравнении с M_S) линеаризация сводится к замене $M(t)n(t) \approx M_S n(t)$. После подстановок (П.4), (П.6) с учетом (П.3) получится система линейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dm}{dt} = nA(\eta - 1), \quad (\text{П.7})$$

$$\frac{dn}{dt} = -A\eta n - \Gamma m. \quad (\text{П.8})$$

Выбрав решения линеаризованных уравнений в виде

$$\begin{aligned} m(t) &= \hat{m} \exp(pt); \\ n(t) &= \hat{n} \exp(pt) \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

получим пару линейных уравнений

$$\begin{aligned} \hat{n}A(\eta - 1) - p\hat{m} &= 0; \\ \hat{n}(p + A\eta) + \Gamma\hat{m} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

Эта система линейных уравнений имеет ненулевое решение, если ее детерминант равен нулю,

$$\begin{vmatrix} A(\eta - 1) & -p \\ p + A\eta & \Gamma \end{vmatrix} = 0, \quad (\text{П.11})$$

что приводит к квадратному уравнению

$$p^2 + pA\eta + \Gamma A(\eta - 1) = 0. \quad (\text{П.12})$$

Корни этого уравнения

$$p_{1,2} = -\Omega \pm i \sqrt{\omega^2 - \Omega^2};$$

$$\Omega = \frac{A\eta}{2}, \quad \omega = \sqrt{A\Gamma(\eta - 1)}$$
(П.13)

Параметр

$$\varpi = \sqrt{\omega^2 - \Omega^2}$$
(П.14)

дает частоту колебаний, связанную с мнимой частью аргумента комплексной экспоненты. Если эта частота мнимая ($\Omega > \omega$), то решением будет аperiodическое затухание вариаций m и n . Эти условия легко выполнить в лазере класса А, где $\tau/T_1 \gg 1$. Из неравенства $\Omega^2 > \omega^2$ следует

$$\frac{A}{\Gamma} = \frac{\tau}{T_1} > \frac{4(\eta - 1)}{\eta^2},$$
(П.15)

формально выполнимое при очень небольшом $(\eta - 1) > 1$, а практически – почти сразу за порогом генерации. С другой стороны, задавая значением $\eta = 1,1$, можно указать условную границу между лазерами с аperiodическими и колебательными режимами переходных процессов: $\tau/T_1 = 0,3 \dots 0,4$. Соотношение $\tau/T_1 \sim 1$ не полностью соответствует классу А, так как только при более сильном условии $\tau/T_1 \gg 1$ изменения инверсии адиабатически, без заметного запаздывания следуют за изменениями поля в резонаторе, и только при этом решение будет аperiodическим при любом значении $\eta > 1$.

При вещественном ϖ колебания m и n периодические затухающие. Такой режим характерен для подавляющего большинства твердотельных лазеров (класс В), в частности, для рубинового.

В выбранных переменных число фотонов в моде и инверсия зависят от времени как

$$m(t) = C \exp(-\Omega t) \sin(\varpi t + \varphi),$$

$$n(t) \cong \frac{C\varpi}{A(\eta - 1)} \exp(-\Omega t) \cos(\varpi t + \varphi),$$
(П.16)

где начальное отклонение C и начальную фазу φ задают начальные условия. По общему виду эти зависимости представляют собой

ударно-возбужденные затухающие колебания числа фотонов и усиления, сдвинутые по фазе относительно друг друга на полпериода.

Так как наиболее важен случай $\Omega \ll \omega$, а принятая модель нестрогая, нет смысла сохранять малые слагаемые; в этом приближении можно положить $\varpi \approx \omega$. Тогда

$$\begin{aligned} m(t) &\cong C \exp(-\Omega t) \sin(\omega t + \varphi), \\ n(t) &\cong \frac{C\omega}{A(\eta - 1)} \exp(-\Omega t) \cos(\omega t + \varphi), \quad \Omega \ll \omega. \end{aligned} \quad (\text{П.17})$$

При линейризации исходной системы была опущена только малая часть полной нелинейности, $n(t)m(t)$, осциллирующая вдвое быстрее, чем инверсия и число фотонов; ее можно учесть как поправку, применяя методы теории возмущений, и эта поправка будет иметь лишь второй порядок малости из-за взаимной «ортогональности» функций $n(t)$, $m(t)$, $n(t)m(t)$. Говоря попросту, средние по периоду колебаний произведения вида $\sin^k(\omega t)\cos^i(\omega t)$ по модулю гораздо меньше единицы при $k, i > 1$. Сохранив нелинейности, придется искать решение в виде рядов Фурье по гармоникам ω , что усложнит решение без качественного изменения результата; менее всего уточнение повлияет на параметр затухания Ω .

В твердотельных лазерах обычно $\Gamma \gg A$ ($T_2 \ll \tau \ll T_1$, признак класса В), и поэтому $\Omega \ll \omega$; следовательно, ϖ вещественно, и можно полагать $\varpi \approx \omega$. В этом случае период колебаний

$$\frac{2\pi}{\varpi} = \frac{2\pi}{\sqrt{A\Gamma(\eta - 1)}} = 2\pi \sqrt{\frac{T_1\tau}{\eta - 1}}, \quad (\text{П.18})$$

а декремент затухания осцилляций

$$1/\Omega = 2T_1/\eta. \quad (\text{П.19})$$

Напомним, что мы рассматривали динамику излучения одночастотного лазера при действии малых возмущений. В рассмотренной модели эти возмущения присутствовали *неявно*, только как отклонение начальных условий от стационарного режима. Более общий случай, где корректная линейризация уравнений (П.1) невозможна, будет рассмотрен отдельно.

О видоизменениях динамики излучения при многомодовой лазерной генерации будет сказано позже.

Динамика генерации трехуровневого лазера

Теперь рассмотрим видоизменения модели для трехуровневого лазера. Мы намерены показать, что качественные отличия режимов слабых пульсаций в трехуровневых и в четырехуровневых лазерах невелики. Более того, все формулы сохраняют свой вид, но смысл параметров η и T_1 несколько меняется.

В четырехуровневом лазере инверсия и заселенность верхнего лазерного уровня – практически одна и та величина, а в трехуровневом они различаются, но при этом жестко связаны требованием сохранения фиксированного полного числа активных частиц. В четырехуровневом лазере скорость накачки можно считать независимым параметром, а в трехуровневом она взаимосвязана с инверсией.

Вместо фиксированной скорости накачки P в уравнении для инверсии правильнее записать $W(N_0 - N)$, учитывая изменение заселенности основного состояния N_0 под действием всех процессов вынужденного и спонтанного излучения.

Уравнение для числа фотонов остается без изменений, а уравнение для инверсии придется переписать, учитывая уменьшение заселенности основного состояния под действием накачки и увеличение при вынужденном излучении. Кроме этого, придется учесть, что в трехуровневом лазере один вынужденный переход изменяет инверсию на 2, сняв частицу с верхнего уровня и добавив ее на нижний. После этого уравнения приобретают вид

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= -\Gamma M + BNM, \\ \frac{dN}{dt} &= (W - A)N_0 - (W + A)N - 2BNM. \end{aligned} \tag{II.19}$$

В данных уравнениях не произошло существенных структурных изменений в сравнении с четырехуровневым лазером. Место параметра P занял параметр $W(N_0 - N)$, а место параметра A – параметр $(W + A)$, и характер нелинейности не изменился.

Уравнение для фотонов дает стационарное значение инверсии при $M > 0$,

$$N_S = \Gamma/B. \quad (\text{П.20})$$

В четырехуровневом лазере стационарный уровень инверсии, достигнутый на пороге генерации, далее остается неизменным. В трехуровневом лазере инверсия N_T на пороге, при $M = 0$, зависит от мощности накачки W :

$$N_T = \frac{W - A}{W + A} N_0 \quad (\text{П.21})$$

и отличается от стационарной инверсии N_S в режиме генерации при $M > 0$, *не зависящей от накачки*; формально

$$N_S = \frac{W - A}{W + A + 2BM_S} N_0, \quad (\text{П.22})$$

но на самом деле N_S не зависит от W : кроме *явной* зависимости от W , в (П.22) есть и *неявная* зависимость от W , через $M_S = M_S(W)$.

Величина N_T отображает *ненасыщенное усиление*; такой уровень инверсии устанавливается в активной среде под действием накачки, когда нет обратной связи (закрыты зеркала резонатора) и формально $M = 0$. Величина N_S отображает *насыщенное усиление*, в режиме стационарной генерации не зависящее от накачки.

Сопоставив (П.20) и (П.22), получим зависимость $M_S = M_S(W)$:

$$M_S = \frac{(W - A)N_0}{2\Gamma} - \frac{W + A}{2B}; \quad (\text{П.23})$$

$$\frac{dM_S}{dW} = \frac{N_0}{2\Gamma} - \frac{1}{2B}. \quad (\text{П.24})$$

Смысл последнего результата ясен: выходная мощность может расти с ростом накачки при условии $N_0 > \Gamma/B$. При меньшей исходной концентрации ионов невозможно получить усиление, достаточное для лазера, заданного параметрами Γ и B . Мощность стационарной генерации линейно зависит от мощности накачки, и это следует просто из сохранения энергии. Выше порога лазер перемаывает фотоны накачки в фотоны когерентного излучения с эффективностью, зависящей только от добротности резонатора и сечения рабочего перехода.

Придадим выражению (П.23) иную форму, подставив в него ранее полученные выражения (П.20), (П.21):

$$M_S = \frac{(W - A)N_0}{2\Gamma} - \frac{W + A}{2B} = \frac{\tilde{A}}{2\Gamma}(N_T - N_S), \quad (\text{П.25})$$

где $\tilde{A} \equiv W + A$ приобретает смысл эффективной скорости релаксации инверсии. С учетом (П.20), возможна и другая форма,

$$M_S = \frac{\tilde{A}}{2B} \left(\frac{N_T - N_S}{N_S} \right) = \frac{\tilde{A}}{2B} \left(\frac{N_T}{N_S} - 1 \right) = \frac{\tilde{A}}{2B} (\eta - 1); \quad \frac{N_T}{N_S} \equiv \eta. \quad (\text{П.26})$$

Последняя формула заслуживает комментария. Величину η в (П.26) нельзя считать полным аналогом η в формуле (П.6) для четырехуровневого лазера; там оно линейно зависит от мощности накачки. Выше порога инверсии ($W > A$) отношение N_T/N_S положительное и ограниченное; при $W \gg A$ верно $N_T \approx N_0$. Поэтому, отображая соотношение усиления и потерь (как и в четырехуровневой системе), в трехуровневой системе величина η не отображает скорость (или мощность) накачки столь же наглядно, как в четырехуровневой.

Мощность накачки на пороге инверсии,

$$W_0 = A. \quad (\text{П.27})$$

Отсюда следует, что на пороге инверсии $\tilde{A} = 2A$. Иначе говоря, на пороге инверсии время релаксации инверсии $1/\tilde{A} = T_1/2$.

Мощность накачки на пороге генерации W_T получим из (П.23);

$$\Gamma(W + A + 2BM_S) = B(W + A)N_0; \quad (\text{П.28})$$

положив здесь $M_S \rightarrow 0$ и $W \rightarrow W_T$, получим

$$\Gamma(W_T + A) = B(W_T + A)N_0, \quad (\text{П.29})$$

откуда следует:

$$W_T = A \frac{BN_0 + \Gamma}{BN_0 - \Gamma}. \quad (\text{П.30})$$

Выразим M_S иначе, через мощность накачки W , величину, в опыте более явную в сравнении с умозрительными N_S и N_T :

Если $W \gg A$, можно пожертвовать точностью и получить

$$M_S = \frac{A}{2B} \left(\frac{W + A}{A} \right) \left(\frac{N_T}{N_S} - 1 \right) \approx \frac{AN_0}{2\Gamma} \left(\frac{W}{W_0} - 1 \right) = \frac{AN_0}{2\Gamma} (\eta^* - 1). \quad (\text{П.31})$$

Переменная $\eta^* = W/A = W/W_0$ в трехуровневом лазере имеет смысл превышения мощности накачки *над порогом инверсии*. Еще одно примечательное свойство трехуровневого лазера – независимость M_S от B при сильной накачке. При всем этом в трехуровневом лазере M_S явно зависит от N_0 , а в четырехуровневом лазере такая зависимость практически незаметна потому, что $N_0 \gg N_S$ и мало меняется даже при очень сильной накачке.

Для практики типичнее $W = (1, 1 \dots 3)A$; в этих условиях приходится использовать (П.26), где от мощности накачки зависят две величины: η и \tilde{A} .

Об оценках внутренних параметров лазера по данным эксперимента

Выясним, какие величины, введенные в данном разделе, наиболее удобны для описания режима работы лазера как технического устройства. Удобными разумно считать те величины, которые нетрудно измерять и/или изменять в эксперименте. По крайней мере, желательна возможность сопоставлять изменения выбранных величин при вариациях условий эксперимента. С этой точки зрения параметр A удобен, так как его можно измерять, наблюдая затухание люминесценции. Мощность накачки W – тоже удобная, измеримая величина. В сравнении с названными, измерять параметры Γ и B труднее; их оценки чаще получают как результаты расчетов. Не всегда легко достоверно измерять M и родственные величины, еще труднее – величины, родственные N . В данном контексте трудность измерений означает необходимость постановки специального эксперимента или серьезной модификации существующего лазера. В то же время нетрудно измерять некоторые относительные вариации, например, $\Delta M/M$.

Подчеркнем, что в общем случае параметры A и B не связаны между собой так, как взаимосвязаны коэффициенты Эйнштейна при чистом излучательном переходе. Отметим также, что параметр Γ отображает все потери, а не только потери вывода излучения из резонатора, поэтому в общем случае он не связывает выход-

ную мощность лазера и стационарное число фотонов M_S в генерируемой моде.

С учетом этих факторов можно рекомендовать как основные для описания лазера и стационарного режима его работы параметры A , W , W_T , и при этом нужно стараться исключать те параметры, которые трудно измерять прямыми методами.

В частности, возможны затруднения в достоверном определении концентрации N_0 . После ряда подстановок и преобразований трудно получить выражения

$$\begin{aligned} M_S &= \frac{A}{B} \left(\frac{W - W_T}{W_T - A} \right) = \frac{AW_T}{B(W_T - A)} \left(\frac{W}{W_T} - 1 \right) = \\ &= \frac{AW_T}{B(W_T - A)} (\eta^{**} - 1); \quad \eta^{**} \equiv \frac{W}{W_T}, \end{aligned} \quad (\text{П.32})$$

не содержащие параметр N_0 . Здесь свойства лазера выражены через измеримые величины A , W_T , и один «неудобный» параметр, B .

Измерив выходную мощность излучения, можно оценить стационарное число фотонов M_S ; для этого нужно знать коэффициент пропускания выходного зеркала. После этого можно оценить и параметр B .

Решение линеаризованных уравнений для трехуровневого лазера

Получив выражения (П.20) для N_S и (П.26) для M_S , можно линеаризовать кинетические уравнения, решить их и оценить параметры нестационарных переходных процессов в трехуровневом одночастотном лазере.

После линеаризации исходных дифференциальных уравнений, по аналогии с процедурой, ранее проделанной для четырехуровневого лазера, получим

$$\begin{aligned} 2\tilde{A}(\eta - 1)\hat{n} - p\hat{m} &= 0, \\ (p + \tilde{A}\eta)\hat{n} + \Gamma\hat{m} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П.33})$$

Отсюда следует характеристическое уравнение:

$$p^2 + p\tilde{A}\eta + 2\Gamma\tilde{A}(\eta - 1) = 0, \quad (\text{П.34})$$

и его решение дает корни

$$p_{1,2} = -\Omega \pm i \sqrt{\varpi^2 - \Omega^2}, \quad (\text{П.35})$$

где

$$\Omega = \frac{\tilde{A}\eta}{2}, \quad \varpi = \sqrt{2\tilde{A}\Gamma(\eta - 1)}. \quad (\text{П.36})$$

Приведем оценки для типичного рубинового лазера:

$A \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$ (измеренная скорость затухания люминесценции),

$\eta \approx 2$ (скромная оценка),

$\Gamma \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ (время жизни фотона в резонаторе без накачки соответствует нескольким проходам, вряд ли более десятка, при длине порядка метра).

Это сочетание параметров модели для рубинового лазера дает

– время затухания колебаний $1/\Omega = 2T_1/\eta \sim 10^{-3} \text{ с}$,

– период колебаний $2\pi/\varpi \sim 10^{-5} \text{ с}$.

В рубиновом лазере для аperiodического процесса развития генерации нужно либо $\eta \sim 10^3$, либо время затухания поля в резонаторе более миллисекунды. В типовом лазере такие параметры усиления и добротности резонатора недостижимы. На практике исключительными техническими усилиями удается только ускорить затухание колебаний до десятков микросекунд. Эксперименты показали, что при очень высоком усилении в рубиновом лазере пульсации затухают за десятки микросекунд; этот режим получен при температуре жидкого азота с накачкой рубина излучением аргонового лазера (рис. П.1).

Подавление пульсаций в рубиновом лазере достижимо и при очень высокой добротности резонатора; для этого в эксперименте пришлось удлинять его до сотни метров, что само по себе непросто. Эти результаты подтверждают адекватность рассмотренной модели.

Время жизни T_1 в большинстве активных сред прочих твердотельных лазеров почти на порядок меньше, чем в рубине, поэтому в них колебания интенсивности могут затухать гораздо быстрее, особенно при сильной накачке, наиболее эффективной в четырехуровневых системах.

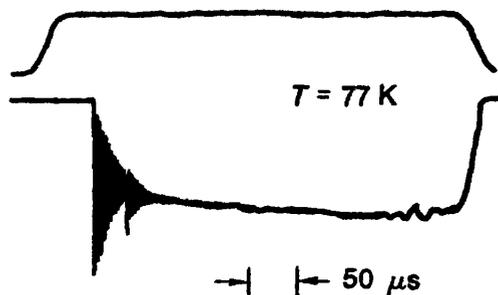


Рис. П.1. Затухание пульсаций излучения рубинового лазера с импульсной накачкой излучением аргонового лазера при низкой температуре: верхний трек – мощность накачки (импульс аргонового лазера), нижний трек – мощность генерации рубинового лазера (неинвертированный сигнал ФЭУ)

Для практики интересно, насколько достоверные оценки параметров лазера можно получить из наблюдения осцилляций мощности.

Длительность импульса излучения в рубиновом лазере редко превышает миллисекунду, так что затухание пульсаций мощности проявляется слабо, и оценка параметра Ω по наблюдаемой динамике излучения не может быть достоверной. Гораздо легче измерять период осцилляций мощности, а далее – оценивать параметр $(\eta - 1)$, в частности – его изменения во времени. Зависимость мощности накачки от времени, типичная для лазеров с накачкой излучением импульсных ламп, влечет за собой изменения во времени мощности излучения и периода пульсаций.

На рис. П.2 показана осциллограмма пульсаций излучения одномодового рубинового лазера в области уменьшения мощности накачки. По наблюдаемому изменению характерного периода пульсаций (среднего за 20 мкс) можно полагать, что за 200 мкс параметр накачки $(\eta - 1)$ уменьшается примерно в 20...30 раз. Примерно так же по порядку величины уменьшается и мощность генерации, усредненная за 20 мкс. Эту усредненную мощность можно отождествить с квазистационарной мощностью, если время усреднения много больше периода пульсаций.

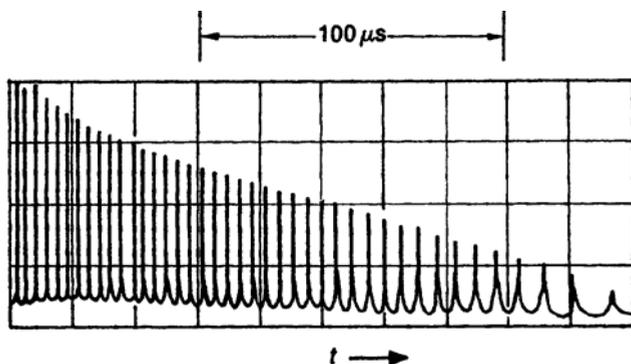


Рис. П.2. Зависимость мощности излучения
одномодового рубинового лазера от времени

В отношении рис. П.2, б нужна существенная оговорка: здесь показаны *не малые пульсации* мощности, магнитуда которых почти на порядок превышает стационарный уровень.

Ранее мы полагали пульсации малыми, и на этом основании линеаризовали уравнения. Пульсации с большой магнитудой, возникающие на начальной стадии развития генерации, нужно описывать более точной моделью, более строго учитывая все нелинейности, и помня, что число фотонов должно быть существенно положительным. Но при всех оговорках можно предположить, что период сильных пульсаций при неизменных условиях накачки мало меняется по мере их затухания и перехода к малым пульсациям. На это косвенно указывает видимая корреляция периода пульсаций со средней мощностью генерации (рис. П.2, б), а более явно – рис. П.3, где показаны расчетные и наблюдаемые пульсации излучения волоконного лазера на неодимовом стекле после быстрого включения накачки с фиксированной мощностью. В обоих случаях хорошо видно, что при переходе от сильных пульсаций к слабым увеличивается длительность пичков, но период их повторения удлинняется примерно на 20...30%.

Подходы к описанию сильных пульсаций и начального этапа генерации будут рассмотрены позже.

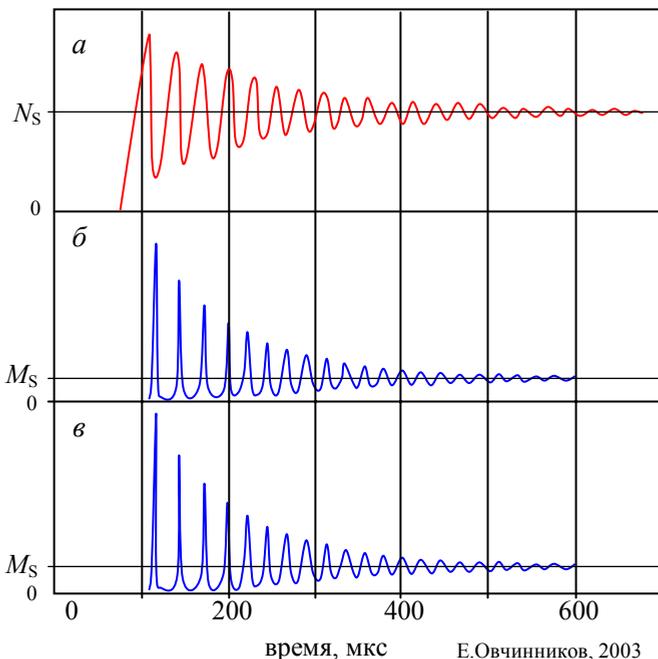


Рис. П.3. Развитие лазерной генерации после включения импульса накачки, результаты численного моделирования и сравнение с экспериментом; превышение ненасыщенного усиления над потерями $\eta = 6,5$; а – инверсия, б – мощность, в – мощность, эксперимент

Отклик излучения лазера на внешние малые возмущения

В твердотельных лазерах при непрерывной стационарной накачке релаксационные колебания по теории должны затухать через десятые доли секунды после начала генерации или еще быстрее. Тем не менее, во многих случаях их наблюдают как реакцию лазера на внешние воздействия: технические нестабильности накачки, перестройку резонатора преднамеренным изменением его длины или вследствие вибраций, акустических шумов и т. п. При этом релаксационные колебания выглядят как совокупность цугов ударно-возбужденных колебаний интенсивности. По этой причине в тех

случаях, когда нестабильности мощности генерации приходится учитывать, полезно иметь хотя бы приближенные оценки важнейших параметров релаксационных колебаний, свойственных данному лазеру в заданном режиме его работы.

Далее в этом разделе ω обозначена угловая частота релаксационных колебаний, *фиксированная* как параметр режима работы лазера. Символ ω далее будет обозначать абстрактные угловые частоты (в частности, частоты фурье-компонент возмущений в спектральном представлении) как независимые переменные.

Реакцию лазера на кратковременное изменение мощности накачки можно рассматривать как *передаточную функцию*, то есть зависимость изменения мощности излучения от времени (при коротком импульсном *входном сигнале*). Ее называют также и *функцией отклика во временном представлении*. Фурье-образ этой функции называют функцией отклика в спектральном (или частотном) представлении. Временное представление удобно для анализа реакции лазера на однократное возмущение, а спектральное – для оценок влияния шумов и периодических возмущений. Функцию отклика в спектральном представлении, как функцию частоты, называют также амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ, по аналогии с радиоэлектроникой, где АЧХ встречаются на каждом шагу). Для важного (и наиболее типичного) случая малых входных сигналов эту передаточную функцию нетрудно построить на основании линеаризованной модели малых релаксационных колебаний. Покажем, как это сделать; для этого потребуются только аналогия модели релаксационных колебаний с абстрактным гармоническим осциллятором.

Будем отсчитывать внешнее возмущение как изменение ($\Delta\eta$) безразмерного параметра накачки η . Не затрудняя никого выкладками и выписыванием точных формул, сразу укажем результаты.

В области частот гораздо ниже резонанса мощность генерации адиабатически следует за изменением накачки; функция отклика в этой области приблизительно равна

$$\Phi(0) = \frac{dM_s}{d\eta} \propto \frac{d}{d\eta} \left(\frac{\eta - 1}{T_1 B} \right) = \frac{1}{T_1 B};$$

а нормированная функция отклика

$$\phi(0) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dM_s}{d\eta} / M_s = \frac{d}{d\eta}(\eta - 1) = 1;$$

функция отклика на вершине резонанса (на частоте релаксационных колебаний ϖ)

$$\Phi(\varpi) \propto Q \frac{1}{T_1 B} = \frac{\varpi}{\Omega T_1 B};$$

подставив сюда

$$\varpi = \sqrt{\frac{\eta - 1}{T_1 \tau}}, \quad \Omega = \frac{\eta}{2T_1}$$

получим

$$\Phi(\varpi) \propto \frac{1}{2B} \sqrt{\frac{T_1(\eta - 1)}{\tau \eta^2}}, \quad \phi(\varpi) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{T_1(\eta - 1)}{\tau \eta^2}}.$$

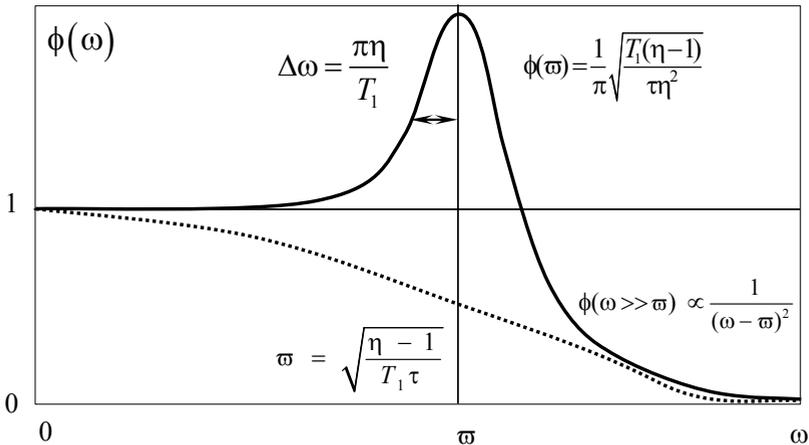


Рис. П.4. Нормированная функция отклика лазера класса В на малое возмущение стационарного режима генерации в частотном представлении (расчет). Пунктиром изображена функция отклика лазера динамического класса А

Полуширина резонанса на полувывсоте

$$\Delta\omega = 2\pi\Omega = \frac{\pi\eta}{T_1}.$$

Спад нормированной функции отклика в области высоких частот

$$\phi(\omega \gg \omega) \propto \frac{1}{(\omega - \omega)^2}.$$

Можно показать, что функция отклика по форме совпадает с зависимостью энергии вынужденных колебаний гармонического осциллятора от частоты.

$$\phi(\omega) \propto \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Omega^2\omega^2}$$

Примечательно, что по мере увеличения мощности накачки резкость резонанса убывает, а резонансная частота растет. При очень сильной накачке резонанс выражен слабо, и реакция системы на воздействия в диапазоне частот ниже резонанса становится почти адиабатической. Увеличение добротности *оптического* резонатора лазера уменьшает «добротность» Q резонанса функции отклика почти так же, как и увеличение мощности накачки:

$$Q = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{T_1(\eta-1)}{\tau\eta^2}}.$$

Возвращаясь к смыслу термина «свободная генерация», теперь можно уточнить, что свободным от внешних воздействий следует считать лазер, на который действуют только *квазистационарные* возмущения, в том числе и изменения мощности накачки выше порога генерации, медленные в сравнении с характерной частотой релаксационных колебаний. При медленном изменении параметров лазера релаксационные колебания либо не возбуждаются (если они ранее успели затухнуть), либо их параметры (в первую очередь – период колебаний) *адиабатически* следуют за медленным воздействием. Это видно, например, на рис. П.2; мощность накачки (на заднем фронте импульса накачки) здесь постепенно уменьшается, и соответственно растут интервалы между импульсами излучения.

Труднее оценки отклика на сильные возмущения, выводящие систему в область нелинейных режимов; здесь вряд ли можно построить адекватную функцию отклика. Тем не менее, подход к

оценке реакции лазера на сильное возмущение можно наметить, подробнее рассмотрев особенности релаксационных колебаний в начальной стадии развития свободной генерации, где их магнитуда не мала, и линеаризация уравнений для переменных составляющих числа фотонов и инверсии неправомерна.

Начало импульсной генерации лазера класса В

До сих речь шла только о малых возмущениях и малых релаксационных колебаниях. Малыми можно называть колебания числа фотонов и инверсии, магнитуды которых существенно меньше стационарных значений. Реальные колебания мощности излучения лазера, когда они не малы, не могут быть гармоническими уже потому, что число фотонов в резонаторе лазера не может быть отрицательным. Для изменений, сравнимых со стационарными значениями, математические модели позволяют оценить только порядки величин периодов колебаний и декрементов затухания.

На практике сильные колебания возникают очень часто, особенно при импульсной накачке, и их точное описание затруднено еще на этапе постановки задачи. На разных стадиях существенно нелинейного колебательного процесса используют разные линеаризованные уравнения, сшивая их решения так, что начальные условия последующей стадии заданы динамическими переменными, полученными из решения в конце текущей стадии.

Полезно рассмотреть начальную стадию генерации, когда пульсации мощности в лазерах класса В не малы, и возможности линеаризации динамических уравнений неочевидны.

Применительно к модели релаксационных колебаний мощности излучения лазера класса В, в цикле сильных колебаний достаточно отчетливо можно различить три качественно различных фазы:

- быстрое нарастание мощности генерации при достаточно высоком усилении,
- быстрое затухание при сильном падении усиления,
- фаза слабого излучения, в течение которого накачка восполняет потерю энергии, унесенной излучением на предшествующих стадиях.

Эволюции числа фотонов и усиления в начальный период импульсной генерации показаны на рис. П.3 (результат численного моделирования). Некоторые важные закономерности процесса развития генерации можно указать и без численных расчетов, качественно, что и сделано далее. Чтобы это описание было более детальным, процесс разделен на 6 последовательных стадий, как это показано на рис. П.5.

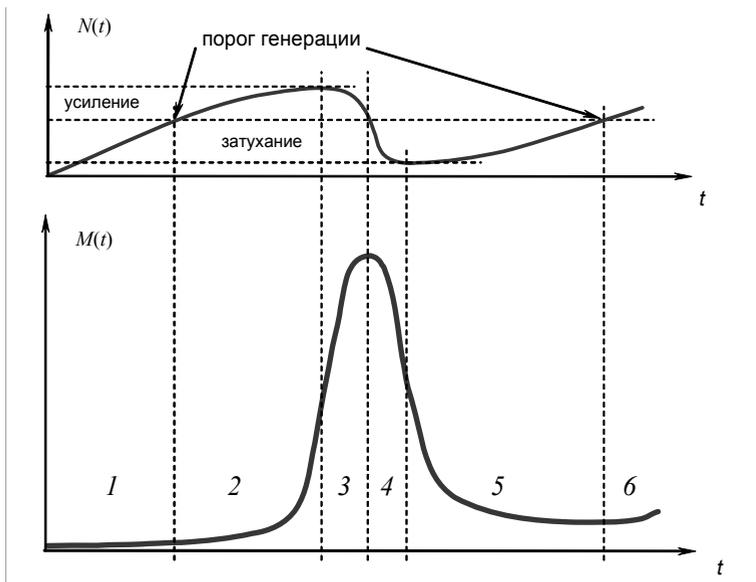


Рис. П.5. Развитие первого импульса лазерной генерации после включения накачки; 1...6 – стадии процесса

От начала накачки до начала генерации – стадия 1. Строго говоря, инверсию невозможно очень быстро вывести на максимум так, чтобы излучение при этом еще отсутствовало; для накопления инверсии при ограниченной мощности накачки необходимо конечное время, тем большее, чем медленнее нарастает мощность. В рубиновом лазере при нарастании мощности накачки до максимума в течение сотни микросекунд лазерная генерация начинается со значительной задержкой, соответствующей времени накопления инверсии до порога генерации, но далее развивается очень быстро,

за микросекунды. Другие твердотельные лазеры отличаются в этом отношении от рубиновых лишь количественно.

Для простоты рассмотрим мгновенное включение накачки, когда ее мощность выходит на постоянный уровень за время, много меньшее времени релаксации инверсии T_1 . Ниже порога инверсии в трехуровневом лазере существует только спонтанное излучение, мощность которого нарастает почти пропорционально инверсии. У порога инверсии заселенность основного состояния падает в два раза, соответственно и темп нарастания инверсии и мощности спонтанного излучения падает в два раза.

В четырехуровневом лазере при тех же условиях накачки инверсия нарастает линейно почти до порога генерации, и также почти линейен рост мощности спонтанного излучения.

При более внимательном взгляде на данные экспериментов можно заметить, что развитие генерации в реальном рубиновом лазере начинается не просто со спонтанного излучения, а с однопроходного *усиления спонтанного излучения* в протяженном активном элементе. При высоком уровне потерь на зеркалах (иногда выходное зеркало имеет коэффициент отражения не более 10%) спонтанное излучение на пороге генерации может быть усилено в несколько раз в сравнении с уровнем, соответствующем порогу лазерной генерации при высокодобротном резонаторе.

Усиление спонтанного излучения в четырехуровневом лазере возникает уже почти сразу после включения накачки, а в трехуровневом – только выше порога инверсии. Усиление спонтанного излучения действует как еще один механизм релаксации инверсии, препятствующий накачке, но приписать ему соответствующее время релаксации можно лишь с учетом конкретной геометрии активной среды и конкретного уровня инверсии; оно будет величиной переменной, очень большой по сравнению с T_1 в отсутствие инверсии, и падающей ниже T_1 при значительной протяженности активной среды.

Пренебрегая спонтанным излучением и его усилением, можно считать, что генерация начинает развиваться тогда, когда инверсия достигает уровня N_S и хотя бы немного его превышает. Действи-

тельно, N_S соответствует *точное равенство усиления и потерь*, как это и должно быть при стационарной генерации.

Сказанное поясняет рис. П.5, где изображены зависимости инверсии и числа фотонов от времени в начальной стадии генерации.

От начала генерации до первого максимума – стадии 2, 3. Для развития генерации необходим хотя бы самый малый избыток усиления. В самом начале стадии самовозбуждения 2, при избытке усиления и минимальном числе фотонов, действие накачки увеличивает инверсию, но при этом растет и число фотонов. Так происходит до тех пор, пока всю поступающую энергию накачки не начнет уносить излучение, к тому времени усилившееся. Темп роста числа фотонов, dM/dt , максимален при максимуме инверсии $N_{\max} > N_S$. В этой точке (окончание стадии 2) рост инверсии сменяется ее спадом. Наступает стадия 3; вынужденное излучение преобладает над накачкой. Но усиление еще существует, рост числа фотонов продолжается, хотя и замедляется по мере приближения к своему максимуму. Здесь заканчивается стадия 3.

От первого максимума до первого провала – стадии 4, 5. Максимальному числу фотонов, очевидно, соответствует уровень N_S , при котором усиление в точности компенсирует потери. В этой фазе процесса генерации инверсия продолжает падать под действием самого интенсивного вынужденного излучения. От этого момента (начало стадии 4) потери преобладают над усилением, число фотонов продолжает падать, но инверсия тоже падает.

Инверсия падает до тех пор, пока излучение не ослабеет до уровня спонтанного. Стадия 4 заканчивается, и поступающая энергия накачки начинает следующую стадию роста инверсии (5), которому теперь препятствует только усиленное спонтанное излучение и очень малая доля вынужденного излучения, унаследованная от первого импульса и выжившая в резонаторе. С этой малой добавки к спонтанному излучению и начнется следующий импульс; но теперь инверсия все еще ниже уровня N_S , и пройдет еще некоторое время, пока она под действием накачки достигнет этого уровня, и затухание излучения прекратится. Но пока это время не пришло, генерация в самом глубоком провале.

От первого провала до начала второго импульса – стадия б. Уровень излучения всех сортов в резонаторе минимален, инверсия постепенно растет, но потери еще преобладают над усилением, и поле излучения затухает. Так будет продолжаться, пока растущая (с минимумом противодействия со стороны излучения) инверсия не даст хотя бы слабейший избыток усиления. Вынужденное излучение в предыдущей стадии (5) затухало, но минимальная его доля, тем большая, чем выше добротность резонатора (и время жизни фотона в нем), все-таки выживает, и с нее начинается развитие следующего импульса, стадия б.

От начала второго импульса до его вершины. Теперь снова начинается самовозбуждение, но начальные условия его иные, нежели у первого пика. В резонаторе, как сказано ранее, остается крошечная добавка излучения от фотонов первого импульса, с которой и начинается развитие второго импульса. Качественно воспроизводится вся история развития первого импульса, но при большем начальном числе фотонов и с несколько меньшим избытком усиления. Из-за этой количественной разницы темп нарастания второго импульса несколько меньше, чем у первого, и его пиковая мощность тоже меньше, и все это при несколько меньших изменениях инверсии (и усиления).

От вершины второго импульса до второго провала. Уменьшение пиковой мощности второго импульса в сравнении с первым приводит к менее расточительному расходу энергии, накопленной в активном веществе, и второй провал в уровне инверсии получается менее глубоким, нежели первый. Кроме того, чем ниже мощность вынужденного излучения, тем меньше она противодействует накачке, и усиление восстанавливается несколько быстрее. По этим причинам длительность второго импульса получается несколько большей, чем у первого, и второй провал получается менее глубоким и не таким широким, как первый.

К новым вершинам. Из-за меньшего уровня потерь, не компенсированных усилением, на стадии второго провала от второго импульса будет унаследовано фотонов больше, чем от первого, поэтому третий импульс начнется с еще более высокого начального

уровня. Поэтому он будет еще менее энергичным, и вызванные им изменения инверсии будут еще меньше. Эта закономерность продолжается на последующих импульсах, и так, в конце концов, если не выключить накачку, колебания мощности генерации затухнут.

Переход от сильных колебаний к слабым

Примечательно, что колебания уровня инверсии в переходном процессе, от первого их максимума до затухания *похожи* на затухающую синусоиду на фоне постоянной составляющей N_s . При этом на затухающую синусоиду *похожи* и колебания *логарифма числа фотонов*. Точнее говоря, в начальной стадии колебания инверсии еще более *похожи* пилообразные, с линейным нарастанием и более быстрым линейным спадом. На более поздних стадиях они все более и более приближаются по виду к гармоническим. Все это хорошо видно на рис. П.3. Частота колебаний инверсии и числа фотонов в переходном процессе от самых сильных колебаний к самым слабым качественно не изменяется; в начальной стадии частота колебаний обычно ниже, нежели в конечной, не более чем в 2...3 раза.

Такую же подсказку дают и скоростные уравнения. Уравнение для фотонов

$$\frac{dM}{dt} = -\Gamma M + BNM,$$

можно видоизменить, заметив, что

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dt} \equiv \frac{d}{dt}(\ln M) \equiv \frac{dX}{dt} = -\Gamma + BN, \quad M > 0.$$

$$\frac{dX}{dt} = B(N - N_s),$$

так как $N_s = \Gamma/B$. Если N периодически колеблется около N_s , в первом приближении гармонически, то колебания, близкие к гармоническим, совершает (около стационарного уровня $\ln M_s$) и *логарифм числа фотонов* M . Эти колебания сдвинуты по фазе, как синус и косинус одного аргумента.

Процесс, показанный на рис. П.3, можно наглядно отображать на фазовой плоскости в координатах «инверсия – число фотонов», в нормировке $M_S = 1$, $N_S = 1$ для удобства представления. Такой *фазовый портрет* показан на рис. 6; на нем видно, что колебания числа фотонов в начальной стадии резко ангармонические, а колебания инверсии, наоборот, почти гармонические.

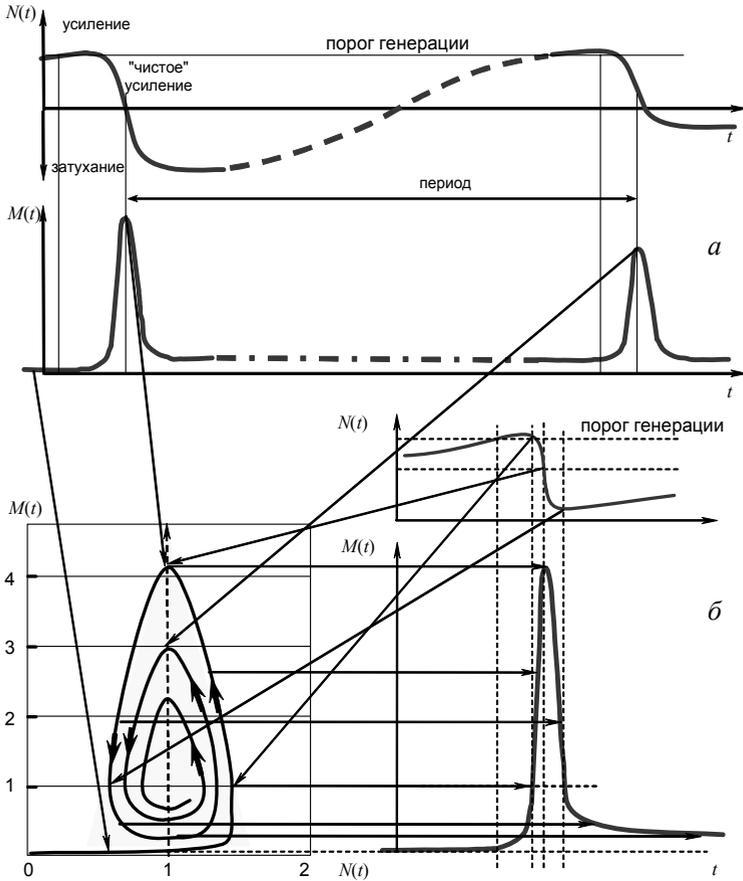


Рис. П.6. Развитие лазерной генерации после включения накачки: a – временное представление $M(t)$ и $N(t)$; b – представление процесса на фазовой плоскости «инверсия – число фотонов»; переменные M и N нормированы так, что $M_S = 1$, $N_S = 1$; параметр $\eta \approx 4$

Если перейти к фазовым координатам $(N, \ln M)$, то сходство фазового портрета релаксационных колебаний с фазовым портретом гармонического осциллятора с трением (в переменных координатах – импульс) станет еще заметнее.

Из сказанного следует, что основные закономерности, полученные в приближении слабых колебаний, можно экстраполировать в начальную стадию развития генерации. Опыт показывает, что это не приведет к грубым ошибкам; по крайней мере, порядки величин будут верными. Далее приведены оценки некоторых характеристик импульсов излучения в начальной стадии свободной генерации твердотельного лазера.

Первые импульсы лазерной генерации

В теории и в наблюдениях импульсы излучения твердотельного лазера в начальной стадии генерации выделяются своей пиковой мощностью, более высокой, нежели стационарная и средняя по всей совокупности импульсов мощность. Длительности этих импульсов существенно меньше полупериода релаксационных колебаний в стадии затухания (когда амплитуда колебаний меньше стационарной мощности). Еще одно заметное свойство этих импульсов – очень малая (в сравнении со стационарной) мощность излучения в промежутках между ними. Назовем (для данного случая) эти импульсы начальной стадии генерации *первыми* (в особом смысле). Среди них выделим и *самый первый*, наиболее мощный и короткий из всех.

Глядя на рис. П.2 и П.3, а также учитывая почти экспоненциальное затухание логарифма мощности от импульса к импульсу, можно заметить, что энергия каждого из этих импульсов примерно одинакова, и этой закономерностью связаны между собой пиковая мощность и длительность импульса. В принципе этого и следует ожидать: при сохранении интервала между соседними импульсами, за одинаковые интервалы времени лазер перерабатывает в излучение одинаковые порции энергии накачки. Размер каждой такой порции пропорционален превышению мощности накачки над поро-

говой мощностью. Поэтому представляется правдоподобной оценка пиковой мощности самого первого импульса как

$$M_1 \approx \eta M_S \propto \eta(\eta - 1)/T_1.$$

Длительность самого первого импульса на полувысоте должна быть близкой к

$$\Delta t \approx \sqrt{\frac{T_1 \tau}{4\eta^2(\eta - 1)}}.$$

Эти оценки показывают, что в режиме свободной генерации при накачке коротким импульсом можно получить импульс лазерного излучения, гораздо более короткий, нежели импульс накачки, и гораздо более мощный в сравнении со стационарной или средней мощностью излучения. К сожалению, практически это свойство первого импульса удастся эффективно использовать только в полупроводниковых лазерах и в тех твердотельных лазерах, где для накачки применены полупроводниковые лазеры. В этих системах возможны превышения мощности накачки над порогом порядка 10 и более: в самих полупроводниковых лазерах – в импульсном режиме, а в накачиваемых мощными полупроводниковыми лазерами кристаллах или волокнах – и в непрерывном. Кроме того, генерацию в инжекционном лазере можно включить за одну или несколько наносекунд

Пиковая мощность первого импульса часто бывает гораздо меньше ожидаемой из-за медленного нарастания усиления после включения импульсной накачки. Развитие генерации начинается с усиленного спонтанного излучения, снижающего усиление среды за счет потерь энергии на излучение и, таким образом, противодействующего накачке вблизи от порога генерации. Понятно, что при медленном повышении мощности накачки нарастание инверсии и числа фотонов будут адиабатически следовать за уровнем накачки, и генерация будет развиваться как квазистационарная, без заметных релаксационных колебаний. Поэтому разумно считать, что пиковая мощность первого импульса должна быть тем больше, чем быстрее нарастает инверсия до порога генерации. Например, на рис. ПЗ, *a* видно, что скорость роста инверсии до начала генерации сравнима со скоростью ее изменений в первых периодах ре-

лаксационных колебаний, и поэтому пиковые мощности первых импульсов на порядок выше стационарного уровня. Отметим, что в рассмотренной модели мы пренебрегали влиянием спонтанного излучения на число фотонов; это допустимо для режима развитой генерации, но неправомерно вблизи от порога генерации, где приходится учитывать и усиленное спонтанное излучение.

Можно оценить и количество «первых» импульсов, задав некоторый критерий малости релаксационных колебаний; например, пиковая мощность превосходит стационарную не более чем на $\frac{1}{4}$. Нужные для такой оценки исходные данные – период релаксационных колебаний, время их затухания, пиковые мощности первого и последнего импульсов. Результат такой оценки вряд ли имеет всеобщую практическую ценность, поэтому заинтересованному читателю предлагаем получить его самостоятельно.

Динамика излучения лазера при многомодовой генерации

Многомодовая генерация при однородном контуре усиления. Более сложные системы можно качественно описывать на основе упрощенной модели в виде совокупности гармонических осцилляторов с затуханием. С этих позиций рассмотрим многомодовый лазер с однородным уширением линии усиления. Здесь необходимо учесть, что излучение на каждой моде насыщает усиление *во всем однородном контуре*.

Сложная на первый взгляд задача на самом деле допускает интуитивно понятный подход. Так как в результате конкуренции в спектре излучения выживают только самые сильные моды, то они и навязывают всей системе общий ритм колебаний мощности через колебания инверсии заселенностей (она – одна на всех). Более того, в реальном случае количество даже продольных мод, с которых начинается развитие генерации, настолько велико, а параметры *quasi*-осцилляторов, отображающих пару соседних по спектру мод, отличаются настолько слабо, что осцилляции интенсивностей скорее всего должны быть синхронными для существенной части мод.

Этот синхронизм колебаний интенсивности *нельзя отождествлять с синхронизацией мод в общепринятом смысле, то есть с синхронизацией напряженностей полей мод!* Заметим, что в нашей исходной модели (лазер класса В) присутствуют только величины, фактически усредненные по многим периодам колебаний напряженности поля излучения; нелинейность (насыщение) здесь *неадиабатическая* ("кумулятивная", накапливаемая за конечное время). По этой причине осцилляции интенсивности в общем не связаны с присутствием в системе адиабатической нелинейности, то есть однозначной зависимости восприимчивости вещества от напряженности поля.

Подобная стройность в динамике излучения многомодового рубинового лазера обычно нарушается, если накачка неоднородна по объему активного элемента. В этом случае в разные интервалы времени излучаются преимущественно разные группы мод, и общая динамика пульсаций излучения в режиме свободной генерации оказывается более сложной и менее предсказуемой в деталях (рис. П.7). Тем не менее, в группах пиков, сменяющих одна другую, статистически выделяется примерно одна и та же характерная частота повторения импульсов.

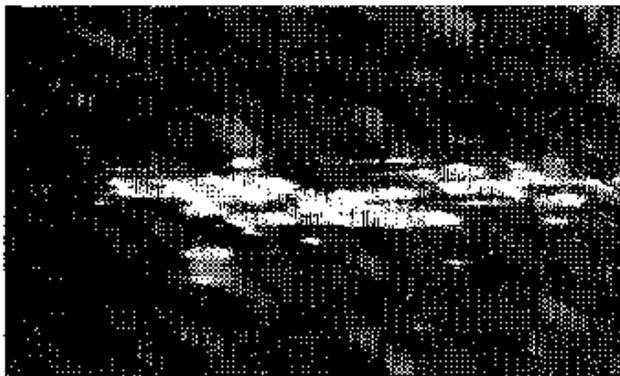


Рис. П.7. Временная развертка пульсаций излучения рубинового лазера, наблюдаемых в ближней зоне;
по горизонтали – время, по вертикали – координата,
светлые пятна – излучение.
Видна несогласованность излучения в отдельных пятнах

Многомодовая генерация при неоднородном контуре усиления. Этот случай наиболее сложен, и теоретические модели для него могут быть либо крайне упрощенными, либо переусложненными и трудно обозримыми. Здесь мы ограничимся лишь несколькими замечаниями, обратившись к реально наблюдаемой динамике излучения конкретного импульсного лазера на неодимовом силикатном стекле в режиме свободной генерации. Торцы активного элемента лазера срезаны под углом Брюстера, так что потери для всех продольных мод одинаковые. Никакой селекции поперечных мод в лазере нет.

I. Если энергия накачки превышает порог примерно на 10%, то пульсации излучения почти регулярные, качественно похожие на пульсации в одномодовом лазере.

II. Если энергию накачки увеличивают, то в интегральном излучении лазера по всему спектру пички становятся менее регулярными по виду, менее контрастными на общем фоне, и в промежутках между пичками мощность излучения уже не падает почти до нуля.

III. При максимальной допустимой для этого лазера энергии накачки импульс интегрального излучения выглядит как сглаженный, с очень малыми провалами и пичками по отношению к его огибающей.

IV. В том же самом режиме максимальной накачки пульсации излучения, наблюдаемые в спектральной полосе $10 \dots 20 \text{ см}^{-1}$, контрастные и почти регулярные. Этот результат качественно одинаков для любого участка спектра генерации неодимового лазера.

Этим результатам можно дать следующее качественное объяснение.

Ширина спектра генерации импульсного лазера на неодимовом силикатном стекле тем больше, чем больше энергия накачки. Однородная часть уширения здесь около 30 см^{-1} , неоднородная – около 200 см^{-1} . При малой энергии накачки в генерацию дает заметный вклад только часть контура усиления вблизи от его вершины, и действующую часть контура усиления можно считать уширенной практически однородно. Поэтому при слабой накачке пульсации излучения качественно такие же, как и в лазере с чистым однородным уширением всего контура усиления.

При увеличении накачки спектр излучения становится шире; его можно условно разделить на участки, в пределах каждого из которых усиление можно считать спектрально-однородным. Поэтому независимость пульсаций мощности в *несмежных* участках спектра кажется закономерной. Чуть труднее понять взаимную связь пульсаций излучения в смежных участках спектра. Здесь нужно учесть *конкуренцию* мод в пределах спектрально-однородной части контура усиления, подавление менее интенсивных мод более интенсивными в борьбе за использование запаса энергии в активной среде. Дополнительно нужно учесть и различие во времени начала генерации в середине спектра излучения и на его крыльях, возникающее из-за различия усиления на вершине контура и на его краях. Фактически процессы в целом во времени выглядят как распространение генерации по спектру, от вершины контура усиления. Генерация в первом пичке насыщает усиление лишь в той спектральной области, где развиваются сами эти пички, а за ее пределами в это же время еще продолжается накопление энергии накачки, так как не достигнут порог генерации. Когда первый пичок заканчивается, в смежной части спектра усиления возникают условия для развития генерации. Образно говоря, в лазере с неоднородным контуром усиления пичковая генерация на одних участках спектра заполняет паузы между пичками на других участках. Этому помогает неоднородность уширения, заметно смягчающая конкуренцию мод из разных участков спектра, особенно разделенных спектральным интервалом порядка однородной части уширения или более.

Строгое теоретическое описание такого процесса должно быть крайне трудным, и его польза неочевидна. Вероятно, более ценны результаты прямых экспериментов на различных лазерах и их сопоставление. В частности, наблюдения *на волоконном неодимовом* лазере, где такой же спектр усиления, но исключены поперечные неоднородности усиления, дали качественно те же результаты: релаксационные колебания, различные в разных участках спектра генерации. Быть может, эти последние результаты еще убедительнее потому, что они получены в диапазоне превышений накачки над порогом свыше 10, что в лазере со стержневым активным элементом и ламповой накачкой вряд ли достижимо.

С неодимовым волоконным лазером можно сопоставить лазер на волокне, легированном иттербием. При сравнимом неоднородном уширении у ионов иттербия однородная часть уширения в стекле достигает 150 см^{-1} . Контур усиления в таком случае можно считать практически однородным, и поэтому наблюдаемые пульсации излучения идут практически синхронно во всем спектре.

Из сказанного можно заключить, что релаксационные колебания как пульсации интегральной по спектру мощности генерации в лазерах с однородным уширением линии усиления в многомодовом режиме могут развиваться и выглядеть так же, как и в одночастотном, если устранить пространственные неоднородности в распределении усиления. В многомодовых лазерах с неоднородным уширением линии усиления пульсации интегральной по спектру мощности могут быть незначительными, если ширина спектра генерации в несколько раз больше, чем однородная часть уширения.

Заключение

Для многих практических применений интересно, как по мере развития генерации изменяется спектральный состав излучения многомодового лазера. Не имея намерений и возможностей рассматривать здесь *динамику спектров* генерации лазеров систематически, упомянем только немногие опытные факты.

Спектр генерации лазера с однородным уширением сужается; в миллисекундном импульсе генерации лазера на рубине ширина спектра генерации в конечной стадии уменьшается на порядок в сравнении с начальной стадией, и пиковый режим излучения, судя по всему, замедляет сужение, но не препятствует ему в принципе. Если же преобладает неоднородное уширение, спектр генерации может оставаться почти неизменным или немного сужается. Количественные характеристики такого сужения зависят, судя по некоторым данным, от вклада однородного уширения в общее, и чем больше однородная часть, тем сильнее проявляется сужение спектра.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	
Введение	4
1. Физические основы работы рубинового лазера	10
1.1. Активное вещество	10
1.2. Резонатор рубинового лазера	16
2. Динамика излучения рубинового лазера	20
2.1. Динамика накачки	20
2.2. Классификация динамических режимов импульсной генерации	21
2.3. Свободная генерация	23
2.4. Управление динамикой излучения лазера	31
2.5. Модуляция добротности и гигантские импульсы	34
3. Устройство рубинового лазера	48
3.1. Активные элементы	48
3.2. Источники излучения накачки	50
3.3. Накопитель энергии накачки	52
3.4. Типовая конструкция квантрона в целом	54
3.5. Системы охлаждения	54
3.6. Зеркала резонатора	55
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	
Схема лабораторной установки	58
Меры безопасности	63
Методические указания и рекомендации	64
Порядок выполнения работы	66
1. Осмотр установки перед началом работы	66
2. Проверка исправности установки	67
3. Подготовка цифровой измерительной части установки	68
4. Порядок выполнения рабочего задания	68
5. Типовые сценарии дополнительных заданий	70
6. Обработка результатов	72
Контрольные вопросы	73
Список литературы	74
Приложение. Динамика излучения лазера в режиме свободной генерации	76

В. К. Егоров, Е. Д. Проценко

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
«ЛАЗЕР НА РУБИНЕ»

Редактор *Е.Н. Кочубей*

Подписано в печать 13.11.2008.

Формат 60×84 1/16

Объем 7,0 п.л.

Уч. изд. л. 7,0.

Тираж 120 экз.

Изд. № 3/13.

Заказ

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет). 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.

Типография издательства «Тривант», г. Троицк Московской обл.

