

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО
КРАСНОГО ЗНАМЕНИ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ АКАДЕМИКА С. П. КОРОЛЕВА

Н. Д. БЫСТРОВ,
В. П. ШОРИН

АВТОМАТИКА ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Д о п у щ е н о
Государственным комитетом СССР
по народному образованию
в качестве учебного пособия
для студентов конструкторско-
технологических специальностей
высших технических учебных заведений

Автоматика лазерных технологических установок: Учеб. пособие/Н. Д. Быстров, В. П. Шорин: Куйб. авиац. ин-т. Куйбышев, 1988. 210 с.

Рассмотрен лазер как объект управления. Изложены материалы по динамике газодинамического контура быстропротекающего лазера, а также сведения по передаточной функции активного элемента лазера. Описаны аппаратные средства систем автоматического регулирования лазера и перспективные методы микропроцессорного управления технологических лазеров. Приведены также зависимости, позволяющие рассчитывать переходные процессы и оценивать устойчивость замкнутых САУ.

Учебное пособие предназначено для студентов конструкторско-технологических специальностей высших учебных заведений.

Табл. 20. Ил. 108. Библиогр.: 31 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета института

Рецензенты: проф., д. т. н. Ю. Е. Польский,
канд. физ.-мат. наук А. В. Киселев

Предисловие

В последние годы лазерная техника вступила в качественно новую фазу развития. Ее все более широко применяют при решении различных народнохозяйственных задач.

Наиболее ощутимые результаты достигнуты в лазерной технологии. К настоящему времени разработаны специализированные, в том числе автоматические установки для сварки, резки, термообработки и размерной обработки материалов. Широкое применение в технологии находят лазерные измерительные системы. Лазерная технология используется при производстве элементов микроэлектроники и средств вычислительной техники.

Различным аспектам лазерной техники и технологии посвящено большое количество отечественных и переводных книг. Издательством «Машиностроение» выпущена серия учебных пособий, в которых изложены основные сведения по лазерной технологии и технологическим лазерам. Иная ситуация сложилась с учебной литературой, в которой были бы освещены системно принципы управления лазерными установками и построения их систем автоматики. Этот пробел тем более ощутим, что обеспечение высокой степени автоматизации технологического процесса, контроля и регулирования параметров лазерного излучения и параметров рабочего процесса лазера является одним из основных условий эффективного применения лазеров в технологических целях.

Настоящее учебное пособие, призванное в определенной степени восполнить указанный пробел, предназначено для студентов технических вузов, специализирующихся в области конструирования и эксплуатации лазерных технологических установок. В нем рассматриваются требования технологии к основным параметрам лазера, излагаются методы расчета динамических характеристик лазера как объекта управления, приводятся сведения о принципах построения и устройстве систем управления и контроля лазеров, освещаются проблемы динамики систем автоматического управления лазеров.

I

ЛАЗЕР КАК ОБЪЕКТ УПРАВЛЕНИЯ

1.1. ТРЕБОВАНИЯ ТЕХНОЛОГИИ К ВЫХОДНЫМ ПАРАМЕТРАМ ЛАЗЕРА

В настоящее время наиболее часто в технологических целях применяют газовые CO_2 -лазеры и твердотельные: на рубине, иттрий-алюминиевом гранате с неодимом, стекле с неодимом. Типы и основные параметры применяемых лазеров приведены в табл. 1.1., 1.2., 1.3., 1.4., 1.5.

Технологический лазер является одним из составляющих элементов технологического комплекса. В этой связи режимы лазерной обработки, обеспечивающие требуемое качество изделия, определяют требования к установившимся и переходным процессам в лазере.

Все характеристики лазера, на которые накладываются требования технологии, условно можно разделить на четыре группы. Характеристики, определяющие: производительность процесса и качество обработки; стабильность технологического процесса; удобство и надежность эксплуатации; конкурентоспособность установки.

К сожалению, для многих видов лазерной обработки пока отсутствуют научнообоснованные требования к назначению ее режимов. Поэтому приходится ориентироваться на отдельные практические достижения в области лазерной технологии, а также на отдельные инженерные разработки специалистов промышленности в области обоснования требований к технологическим лазерам, ориентированным на реализацию конкретных задач. Рассмотрим перечень требований к технологическим лазерам, используемым при проведении операций пробивки отверстий, газолазерной резки, сварки и термообработки [27].

Пробивка отверстий. Лазер эффективно используется для пробивки отверстий в следующих материалах: сталь, титан, магний, вольфрам, ниобий, тантал, композиционные материалы и ряд других. Практически вне конкуренции лазерная пробивка отверстий в керамических деталях.

Единственным источником энергии, который может сравниться с лазером, является электронный луч. Однако с экономической точки зрения лазер все же выгоднее. Например, по американским данным, затраты на получение отверстия с соотношением глубины к ширине 10:1 при лазерном способе обработки

Таблица 1.1

Параметры отечественных технологических CO₂-лазеров

Тип лазера	Мощность излучения, кВт	Режим генерации	Диаметр лазерного пучка, мм	Расходимость, мрад
ТЛ-5	5	Непрерывный	50	3
ТЛ-1,5	0,2—1,5	»	19	1,4
МТЛ-2	0,1—2	»	92	3
ИТЛ-2	2	Импульсный, периодический	20	3
УЛГ-2,01 (Лантан)	2	Непрерывный	40	2,5
ЛН-1,2НО (ЛОК-2)	1,2	»	50	1,5
УЛГ-2,5				
НИ-ИГ(ИГЛАН)	2,5—3,5	»	94	3
Кардамон	0,8	»	45	3
Катушь	0,7	»	55	2,0
Комета	1,2	»	45	5,0
ЛГ-5	5,0	»	44	3,0

и два раза меньше, чем при использовании электронного луча. При увеличении соотношения до 50:1 разница затрат увеличивается и при использовании лазера в шесть раз меньше, чем при использовании электронного луча.

Лазеры в меньшей степени используются для пробивки отверстий в таком материале, как алюминий, так как он имеет высокую теплопроводность. Однако при наличии в сплавах

Таблица 1.2

Параметры некоторых зарубежных CO₂-лазеров

Тип лазера	Страна	Мощность излучения, Вт	Диаметр пучка, мм	Расходимость, мрад
825	США	3000	20	1,4
971	США	1200	16	1,4
320	США	1500	16	1,4
500	США	400	10	2,0
1200	США	1000	12	2,0
6000	США	4000	16	2,5
725	США	775	15	2,6
ВОС-2	Англия	2000	13	3,0
250	ФРГ	250	12	1,5
500	ФРГ	500	16	1,5
УВ256(5)	Япония	250	16	2,0
УВ506(5)	Япония	500	16	2,0
УВ1206(5)	Япония	1200	16	2,0
СМ-400	ГДР	400	12	1,5
Хебр	НРБ	1000	22	3

Таблица 1.3

Параметры твердотельных лазеров серии ЛТН-100

Тип лазера	Длина волны излучения, мкм	Мощность излучения, Вт	Режим работы	Расходимость, мрад	Мощность накачки, кВт
ЛТН-101	1,06	65	НРР	10	4,5
ЛТН-102А	1,06	125	НРР	10	4,5
ЛТН-102Б	1,32	30	НРР	10	4,5
ЛТН-103	1,06	250	НРР	12	9,0

Таблица 1.4

Параметры твердотельных лазеров серии ЛТИ-500

Тип лазера	Длина волны излучения, мкм	Средняя мощность излучения, Вт		Режим работы	Расходимость, мрад	Частота следования импульсов, кГц
		ТЕМ ₀₀	ТЕМ _{ml}			
ЛТИ-501	1,06	8	30	ИПР	2	5—50
ЛТИ-502	1,06	16	30	ИПР	2	8—50
ЛТИ-503	1,06	3	20	ИПР	2	5—50
ЛТИ-504	1,06	4	—	ИПР	1,2	5—25

Таблица 1.5

Основные параметры некоторых зарубежных лазеров на АИГ с неодимом

Тип лазера	Энергия излучения, Дж, ТЕМ ₀₀	Длина волны излучения, мкм	Расходимость, мрад	Длительность импульса, нс	Частота повторения, Гц
Korad/Hadron HY40ML	0,25	1,064	2	12	50
General Photonics TWO-70	0,04	1,064	1,2	15	10
ILS Instruments, DIV101 (LL — 105)	0,9	1,064	4	17	5—20
General Photonics TWO-46	—	1,318	6	100	10
ILS Instruments, DIV101 (LL — 105 — 10G)	0,2	0,532	4	17	10
ILS Instruments, DIV101 NT — 672	—	0,532	4	15	20
Quantel — Inter, YG482A	0,12	0,266	0,5	15	10
Quanta — Ray, DCP — 1(4)	0,001	0,266	0,05	40	2—22

большого количества легкоиспаряющихся элементов — цинка, магния, марганца — возможно получение достаточно качественных отверстий небольшой глубины.

Основные величины, характеризующие получаемые отверстия, глубина h и диаметр d . Связь этих величин с параметрами режима выражается следующими зависимостями:

$$h = \sqrt[3]{\left(\frac{r_0}{\operatorname{tg} \gamma}\right)^3 + \frac{3E}{\pi \operatorname{tg}^3 \gamma L_0}} - \frac{r_0}{\operatorname{tg} \gamma},$$

$$d = 2 \sqrt[3]{r_0^3 + \frac{3E \operatorname{tg} \gamma}{\pi L_0}},$$
(1.1.1)

где r_0 — радиус луча; E — энергия излучения; γ — половинный угол раствора светового конуса; L_0 — удельная энергия испарения материала.

Из формул видно, что значения величин h и d нелинейно зависят от параметров, характеризующих применяемую оптическую систему (r_0, γ), мощность лазера (E) и природу обрабатываемого материала (L_0).

Данные расчетные формулы на практике требуют уточнения применительно к конкретным материалам, лазерам, оптическим системам и другим факторам. Из условий оптимальных затрат энергии на образование отверстия зависимость изменения плотности мощности во времени должна носить трапецеидальный вид. Пологий начальный участок необходим для активизации поверхности при нагреве детали с целью снижения отражательной способности. В конечной стадии лазерный импульс должен иметь резкий спад. Оптимальным режимом генерации является одномодовое излучение.

Газолазерная резка. При оптимальном подборе режимов лазерным лучом можно разрезать практически все материалы, применяемые для изготовления машин и механизмов. Помимо высокой производительности и качества реза, высокий эффект достигается при разделении труднообрабатываемых материалов.

Лазерная резка с успехом заменяет механическую обработку высокопрочных, нержавеющей сталей типа X18H10T, АК и ряда других. Например, подобные стали толщиной 3,0 мм качественно можно разрезать со скоростью 42,3 мм/с, что на порядок выше скорости при механической обработке. Незаменим лазерный луч в тех случаях, когда требуется вырезать отверстие и разделить сталь после закалки.

Достаточно высокая эффективность достигается при резке тугоплавких металлов и сплавов типа вольфрама, циркония или тантала. Все известные методы обработки подобных сплавов в значительной степени уступают лазерному лучу. К труднообрабатываемым относятся и титановые сплавы. При резке этих материалов в окислительной среде за счет высокой активности титана достигается наиболее высокая эффективность рез-

ки. Так, например, лазером мощностью 260 Вт можно разрезать титановый лист толщиной 10 мм со скоростью 42 мм/с.

При резке композиционных материалов (например, алюминий-бор) лазерный луч практически вне конкуренции с другими методами обработки. Это связано с тем, что механическим путем разрезать данный материал не представляется возможным из-за высокого содержания бора, который моментально затупляет инструмент. Рубка на штампах разрушает края материала, а газоплазменная и плазменная резка оплавляет края на значительном расстоянии. В настоящее время используется единственный метод—электроэрозионная обработка. Однако этот метод крайне непроизводителен, так как скорость обработки материала составляет 0,1—0,2 мм/с. Лазерный луч разрезает лист из алюминия-бора толщиной 3,0 мм при мощности 3,0 кВт со скоростью 190 мм/с.

В общем случае лазером можно вырезать любые профили, контуры и проемы; техническим пределом в данном случае является изготовление маленьких прецизионных отверстий, когда необходима уже их прошивка. Экономическим пределом является наличие большого количества однородных отверстий в одной заготовке (в таких случаях следует переходить к штамповке). Лазер эффективно используется для резки тонких труб с высокой производительностью. В тех случаях, когда деталь имеет сложный контур с большим количеством одинаковых отверстий, лазерную резку совмещают с вырубкой, а когда деталь необходимо деформировать после вырезки — со штамповкой. В этом случае вырубной или гибочный штампы совмещают с лазерным резаком, который вырезает наружный контур и необходимые внутренние контуры. Наиболее целесообразно и перспективно применение лазерной резки металлов толщиной от 0,1 до 5 мм, так как при резке материала таких толщин другими методами практически невозможно избавиться от грата.

Лазерная резка обеспечивает решение самых сложных задач рационального раскроя листов за счет высокой точности и малой ширины реза. Наиболее эффективен раскрой листов на детали сложного профиля. Лазерная резка может обеспечивать наиболее плотный раскрой и наименьшие отходы металла. Высокий эффект достигается при вырезке различного рода шаблонов.

Наиболее широкое применение для лазерной резки различных листовых материалов нашли электроразрядные CO_2 -лазеры с медленной продольной и быстрой как с продольной, так и с поперечной прокачкой непрерывного действия. CO_2 -лазеры с медленной продольной прокачкой не позволяют обеспечивать высокий удельный объемный энергопотребление и поэтому в промышленном производстве отдается предпочтение лазерам с поперечной прокачкой. Эти лазеры считаются наиболее перспективными для использования на производстве. В последние годы про-

водятся интенсивные исследования CO_2 -лазеров импульсно-периодического действия (ИПД) и определение их технологических возможностей.

Рассмотрим требования к быстропоточным CO_2 -лазерам для резки металлов на основе данных А. Т. Талалы.

Характеристики CO_2 -лазеров, определяющие производительность и качество лазерной резки, приведены в табл. 1.6.

В указанной таблице перечень требований приведен для лазеров трех групп средней мощности, условно обозначенных как Л2, Л5 и Л15.

Для оценки потенциальной возможности лазера обеспечивать получение качественной резки используется безразмерный коэффициент качества излучения:

$$K_{\text{и}} = \frac{P}{P_{\text{уд}} \theta^2 d^2}, \quad (1.1.2)$$

где P — средняя мощность лазерного излучения, Вт; $P_{\text{уд}}$ — плотность мощности в сфокусированном пятне, необходимая для получения качественного реза, Вт/см² ($\sim 5 \cdot 10^6$ Вт/см²); θ — расходимость лазерного излучения, мрад; d — диаметр пучка, мм. Смысл этого коэффициента состоит в отношении плотности мощности в сфокусированном пятне, которую обеспечивает данный лазер, к плотности мощности, равной $5 \cdot 10^6$ Вт/см².

В табл. 1.6 дается оценка лазеров по коэффициенту $K_{\text{и}}$.

На производительность и качество резки сильно влияет распределение мощности в сфокусированном пятне, определяемое модовым составом излучения. Установлено, что лазер для резки должен работать в одномодовом режиме, так как все другие режимы, особенно многомодовый, в 3—5 раз уменьшают скорость резки при низком качестве кромок резов.

Поляризация излучения в лазерном пучке также влияет на качество резки. Для обеспечения одинакового качества резки металлов в любых направлениях лазерный пучок должен иметь круговую поляризацию. В то же время применение пучков с направленной вдоль плоскости реза поляризацией позволяет повысить скорость резки на 40—50% при лучшем качестве.

Раздел требований по обеспечению стабильности технологического процесса резки представлен в табл. 1.7. В этой группе требований следует особое внимание обратить на стабильность положения оси диаграммы направленности, отклонение которой от первоначального положения сильно влияет на качество резов вследствие нарушения коаксиальности прохождения фокусируемого лазерного пучка относительно струи сопутствующего газа.

Исследования показывают, что процесс резки лазерами непрерывного действия носит автоколебательный характер, наиболее ярко выраженный при резке стали с использованием

Таблица 1.6

Характеристики CO₂-лазеров, определяющие производительность и качество лазерной резки

Наименование	Значение характеристик		
	Л2	Л5	Л15
Режим работы (непрерывный — НРР и импульсно-периодический — ИПР)	НРР и ИПР	НРР и ИПР	НРР и ИПР
Тип резонатора	Устойчивый	Устойчивый	Неустойчивый
Мощность излучения при НРР, кВт	1,5—2,5	4,0—6,0	12,0—16,0
Средняя мощность излучения при ИПР, кВт	1,2—2,0	3,5—5,0	10,0—15,0
Мощность в импульсе при ИПР, кВт	100,0—150,0	400,0—500,0	800,0—1200,0
Диаметр пучка, мм	10,0—15,0	15,0—20,0	25,0—30,0
Расходимость лазерного излучения, мрад	1,2—2,0	1,5—2,5	1,5—3,0
Модовый состав	TEM ₀₀	TEM ₀₀	TEM ₀₀
Коэффициент качества излучения, K _и . Не менее	3,0	2,5	2,0
Эллиптичность поляризованного излучения	0,5	0,5	0,5
Наличие обратного оптического затвора	Требуется	Требуется	Требуется
Частота следования импульсов при ИПР, Гц	400,0—800,0	300,0—600,0	200,0—500,0
Скважность импульсов при ИПР	30	50	50
Управление азимутом эллиптически-поляризованного излучения	Программное	Программное	Программное

в качестве сопутствующего газа кислорода. Физика этого явления объясняется возникновением поглощающей плазмы и активностью кислорода. При подводке лазерного луча к металлу возникает плазменное облако из испарившегося металла, которое экранирует луч. После удаления струей газа возникшего облака происходит очередное взаимодействие луча с металлом и процесс повторяется. В силу описанного явления поверхность реза имеет волнистую структуру с высотой гребней до 0,1... 0,3 мм, т. е. резка непрерывным лазером по сути дела представляет импульсно-периодический процесс.

Волнистая структура реза может быть и в случае передачи излучения на значительные расстояния больше 10 м, так как при вибрации оптического резонатора или наличии несбалансированных элементов приводов лазерной установки возникает поперечное сканирование светового пятна вдоль линии реза. Кроме того, причиной образования волнистой структуры реза

Таблица 1.7

Характеристики CO₂-лазеров, определяющие стабильность технологического процесса лазерной резки

Наименование	Значение характеристик		
	Л2	Л5	Л15
Стабильность мощности излучения при НРР и ИПР, $\pm\%$	3,0	3,0	3,0
Стабильность частоты следования импульсов при ИПР, $\pm\%$	5,0	5,0	5,0
Стабильность мощности в импульсе при ИПР, $\pm\%$	5,0	5,0	5,0
Стабильность эллиптичности поляризованного излучения, $\pm\%$	5,0	5,0	5,0
Стабильность положения оси диаграммы направленности, \pm рад (графическое изображение направления оптической оси выходного луча)	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Стабильность расходимости излучения, \pm рад	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Нарушение модового состава излучения	Не допускается	Не допускается	Не допускается
Неравномерность плотности мощности на равных расстояниях от оси диаграммы направленности, %	5,0	5,0	5,0

может служить нежесткое закрепление соплового аппарата для подачи газа.

В CO₂-лазерах применяют как устойчивые, так и неустойчивые резонаторы. Учитывая сильную неоднородность распределения плотности мощности в сфокусированном пятне CO₂-лазеров с неустойчивым резонатором, в лазерах со средней мощностью 5—6 кВт для резки целесообразно применять устойчивые резонаторы, которые позволяют получать более высокие плотности мощности облучения в сфокусированном пятне. Лазеры большей мощности могут работать с неустойчивым резонатором, но при этом необходимо использовать устройство для отсекаания малоинтенсивной зоны в сфокусированном пятне, обеспечивая попадание на мишень центральной высокоэнергетической зоны лазерного луча. Отсутствие такого устройства при резке металлов увеличивает зону термического влияния, а в неметаллах вызывает обугливание кромок. Диаметр пучка в соответствии с ГОСТ 24453-80 определяется как диаметр поперечного сечения лазерного пучка, внутри которого проходит заданная доля полной мощности.

Характеристики, определяющие удобство обслуживания, простоту эксплуатации и надежность лазера в работе, представлены в табл. 1.8.

Таблица 1.8

Характеристики CO₂-лазеров, определяющие удобство и надежность эксплуатации

Наименование	Значение характеристик		
	Л12	Л15	Л15
Продолжительность непрерывной работы, ч	8,0	8,0	8,0
Время выхода на номинальный режим работы после включения, мин	5,0	10,0	20,0
Предел регулирования мощности, %	10,0—110,0	10,0—110,0	10,0—110,0
Предел регулирования скважности импульсов при ИПР, %	20,0—120,0	20,0—120,0	20,0—120,0
Время выключения, не нарушающее режим после повторного включения, мин	2,0	2,0	2,0
Безотказность работы, отказ/час	0,02	0,03	0,05
Время эксплуатации до капитального ремонта, ч	5000,0	5000,0	3000,0
Возможность дистанционного включения и юстировки	Требуется	Требуется	Требуется
Возможность визуализации оси диаграммы направленности	То же	То же	То же
Наличие в составе CO ₂ -лазера специальных управляющих приборов для контроля и измерения:			
времени работы лазера (включения высокого напряжения)	»	»	»
средней мощности излучения при ИПР и НРР	»	»	»
мощности излучения в импульсе	»	»	»
расходимости	»	»	»
распределения плотности мощности в пучке при НРР и ИПР	»	»	»
степени поляризации излучения и положения плоскости поляризации	»	»	»
давления, температуры и скорости рабочей газовой смеси в разрядной камере	»	»	»

Потребление электроэнергии является основной частью эксплуатационных затрат лазера и определяется его мощностью и КПД преобразования электроэнергии в энергию лазерного излучения. В настоящее время среднее достигнутое значение КПД составляет 12—15%. Технические оценки показывают, что при таких значениях КПД лазерная резка становится по затратам электроэнергии экономичнее плазменной при толщине металлических листов 15—20 мм.

Большую долю в эксплуатационных расходах на лазерные установки составляют расходы на снабжение лазера газами, особенно гелием. Поэтому введение ограничений на расход гелия является актуальным.

Существующие мощные CO_2 -лазеры выходят на стабильный пиковый режим в течение 45—60 минут. Это значит, что при односменной работе около 10—12% рабочего времени лазер работает нестабильно вследствие необходимости подъюстировки резонатора. Снижение этого времени позволит улучшить экономические показатели работы лазеров.

Лазерная сварка. Сварка деталей лазерным лучом разделяется на импульсную и непрерывную.

Наиболее эффективна сварка сталей и сплавов, склонных к образованию холодных и горячих трещин. За счет жесткого цикла сварки и создания благоприятной схемы кристаллизации возможна сварка без трещин углеродистых сталей, например, Ст. 35, 30ХГСА и др. Удовлетворительно свариваются аустенитные высоколегированные нержавеющие стали, например 12Х18Н10Т, сварка которых обычными методами затруднена.

Эффективно использование лазерной сварки на мартенситно-стареющих сталях. Например, при сварке стали 0815Н5Д2Т резко снижается величина карбидной сетки в околошовной зоне, за счет чего повышается коррозионная стойкость сварного соединения.

Наиболее явный эффект достигается при сварке жаропрочных никелевых сплавов типа ЭИ435, ЭП693, в которых содержание $\text{Ti} + \text{Al}$ превышает 4%. Такие сплавы отличаются пониженной свариваемостью из-за образования трещин. Использование мощного, быстродействующего источника нагрева в виде лазерного луча позволяет сократить время высокотемпературного воздействия на околошовную зону и металл шва. За счет этого исключается возможность растворения упрочняющих фаз в околошовной зоне и выпадение их в шве в период его кристаллизации, что устраняет необходимость послесварочной термообработки и предотвращает появление трещин в шве и околошовной зоне.

Лазерная сварка позволяет получить соединения разнородных сталей, которые другими методами не свариваются. Например, при изготовлении режущего инструмента можно соединять быстрорежущие стали типа Р18 с мягкими сталями, обеспечивая при этом узкий шов и отсутствие трещин.

Из алюминиевых сплавов удовлетворительно свариваются сплавы группы алюминий-магний (АМг2, АМг-3, АМг-6), алюминий-медь-марганец (Д16, Д20, В95), а также сплавы типа АМц. Однако принципиального преимущества с точки зрения структуры и свойств, в сравнении с электронно-лучевой сваркой, не достигается.

Удовлетворительно свариваются титановые сплавы практически всех групп. Однако в этом случае необходима надежная защита шва от окисления. Основной эффект при сварке титановых сплавов лучом лазера — это снижение зоны наводораживания и снижение тем самым склонности к задержанному

разрушению. При сварке сплавов ВТ6, ВТ20, ПТЗ-В и некоторых других возможно получение повышенной прочности и пластичности соединений.

Лазерной сваркой удовлетворительно свариваются сплавы типа МА2-1. В этом случае снижается склонность к образованию кристаллизационных трещин.

Устойчивость процесса лазерной сварки, величина затрат на технологическую оснастку, выбор длительности подготовительной стадии, степень автоматизации процессов в значительной степени зависят от правильности проектирования деталей с учетом применения этого процесса.

Широкий диапазон режимов лазерной сварки дает возможность успешно осуществлять сварку исключительно тонких деталей в виде фольги, лент, сильфонов, пружин к массивным деталям. Применительно к режиму импульсной обработки на твердотельных лазерах глубину проплавления приблизительно можно определить по зависимости

$$h = \frac{0,16(q^2 t_p - q^2 t_l)}{\rho c q}, \quad (1.1.3)$$

$$q = q_0(1 - R),$$

где q — тепло, выделенное в материале в результате поглощения лазерного излучения, Вт/см²; q_0 — интенсивность лазерного излучения; ρ — плотность материала; c — теплота плавления; t_l — время от начала поглощения лазерного излучения до начала плавления поверхности; t_p — время от начала поглощения до начала бурного испарения; R — коэффициент отражения.

Время от начала поглощения лазерного излучения до начала плавления или до начала бурного парообразования изменяется в зависимости от характеристики материала и плотности излучения. Определяются эти времена экспериментально. Для некоторых материалов комплексы $q^2 t_p$ и $q^2 t_l$ имеют значения, приведенные в табл. 1.9. При известной интенсивности лазерного излучения по данным табл. 1.9 можно найти примерные значения t_p и t_l и рассчитать ориентировочно глубину проплавления.

Таблица 1.9

Значения комплексов $q^2 t_l$ и $q^2 t_p$ для различных материалов

Материал	$q^2 t_l \cdot 10^{-6}$, Вт ² с/см ⁴	$q^2 t_p \cdot 10^{-6}$, Вт ² с/см ⁴
Мель	12,03	84,8
Железо	4,79	19,2
Молибден	21,51	119,4
Никель	5,76	26,0
Вольфрам	19,24	117,0

ориентировочно глубину проплавления.

Скорость шовной импульсной сварки определяется диаметром сварных точек, коэффициентом их перекрытия K и частотой следования импульсов:

$$v = d\rho(1 - K). \quad (1.1.4)$$

В силу сложности процессов, протекающих в сварочной ванне при лазерной сварке с глубоким проплавлени-

ем, существующие методики расчета параметров режимов носят оценочный характер.

Исходя из условий теплопередачи параметры режимов и глубина проплавления связаны, например, следующей зависимостью:

$$\frac{P}{h} = \frac{2 \pi \rho c a (T_k - T_0)}{\ln(4/k)} \left[1 + \frac{kv_{св} h}{2a} \right], \quad (1.1.5)$$

где ρ — плотность материала; c — теплоемкость; P — мощность излучения; k — коэффициент поглощения; T_k — температура кипения.

Используя зависимость (1.1.5), можно вычислить мощность излучения при требуемой скорости сварки v и глубине проплавления h в условиях оптимальной фокусировки луча.

На основании анализа соотношений энергетических параметров при лазерной сварке, как и в случае газолазерной резки, следует признать, что повышение качества деталей возможно при одномодовой генерации излучения. При непрерывной сварке желательно использовать импульсно-периодический технологический лазер, позволяющий одновременно увеличить глубину проплавления.

Лазерное термоупрочнение. Как известно, упрочнение поверхности при лазерной термической обработке (ЛТО) происходит или за счет изменения структуры металла при кристаллизации из жидкого состояния, или при охлаждении в твердом состоянии.

Наиболее значительный эффект достигается при обработке углеродистых сталей с содержанием углерода до 1,0%, например, Ст. 45, 40 и др.

При обработке с оплавлением этих сталей образуется многослойная структура. Первый слой — зона оплавления, получается при закалке из расплавленного материала. Основная структура первого слоя — мелкодисперсный мартенсит. За счет этого достигается высокая твердость поверхности и ее износостойкость. Например, для стали 45 микротвердость слоя составляет $H_{50} = 820—830$. Формирование второго слоя происходит при охлаждении материала в твердом состоянии, третий слой представляет собой зону отпуска. При обработке без оплавления первый слой отсутствует, однако второй слой также состоит из мартенсита и имеет достаточно высокую твердость. На углеродистых сталях с содержанием углерода 1—1,2% достигается наивысшая твердость до $H_{50} = 1200—1300$. Увеличение содержания углерода более 1,3%, как и снижение его менее 0,5%, приводит к снижению эффекта термообработки.

Достаточно высокий эффект достигается при поверхностной обработке углеродистых низколегированных сталей типа 30ХГСА, 9Х, 40Х и др.

С увеличением легирующих элементов прирост твердости на сталях снижается. Например, на стали У10, которая является низколегированной, микротвердость повышается при ЛТО с $H_{50}=250$ до $H_{50}=850$, тогда как на стали Р18 (высоколегированная инструментальная сталь) микротвердость повышается с $H_{50}=450$ до $H_{50}=650$.

Из легированных сталей хорошо упрочняются коррозионно-стойкие стали мартенситного и мартенситно-ферритного классов 40Х13. Стали аустенитного класса типа 12Х18Н10Т при ЛТО упрочнить практически невозможно.

ЛТО чугунов достаточно эффективна для серых чугунов перлитного класса. Упрочнение достигается за счет превращения перлитной матрицы в мартенсит. В отличие от сталей, чугун имеет меньшую зону лазерного воздействия. При упрочнении чугунов достигается твердость $H_{50}=1100$. Восприимчивость чугунов к ЛТО зависит от формы графитовых включений: в чугунах с пластинчатым графитом она выше, чем у чугунов с компактным графитом.

Белый чугун незначительно упрочняется ЛТО, и этот процесс практического значения не имеет.

Алюминиевые и медные сплавы в большинстве не упрочняются ЛТО, а в отдельных случаях существенно разупрочняются. Однако существует и группа упрочняемых алюминиевых сплавов (АЛ4, АЛ25, АЛ9, АО10В, АК5М7, АЛ30, АЛ29), состав которых близок к эвтектическому и которые содержат большое количество легирующих элементов.

Специфика лазерного луча позволяет наносить на детали любые зоны упрочнения, имеющие сложные контуры. Наиболее эффективны в обработке детали вращения. Однако имеется возможность обрабатывать отдельные точки на плоскости, прямолинейные и криволинейные участки на плоскости и на криволинейных поверхностях.

Применение ЛТО позволяет проектировать детали с зонами, расположенными таким образом, что никаким другим способом, кроме лазерного, упрочнить их поверхности невозможно, это существенно расширяет творческие возможности конструкторов и дает возможность вводить новые принципы конструирования машин.

Анализ соотношений основных параметров лазерной термообработки показывает, что устойчивость протекания процесса зависит от равномерности распределения плотности излучения в световом пятне. Здесь возможно использование технологических лазеров с многомодовым режимом излучения с увеличенными параметрами расходимости светового пучка.

Лазерные измерительные системы. Наиболее широко в производственных процессах используются лазерные измерители перемещений, линейных и угловых скоростей. Основными достоинствами таких измерителей являются: бесконтактность

измерений, адаптация к условиям окружающей среды за счет автоматического внесения поправок в результат измерения; высокая достоверность и сопоставимость результатов измерения самых разнообразных объектов; встраиваемость в многокоординатные измерительные комплексы с программным управлением измерительным процессом и автоматической обработкой результатов измерений.

В контрольно-монтажных работах, выполняемых в машиностроении при сборке крупногабаритных изделий, большой объем работ связан с центрированием деталей, узлов и агрегатов, т.е. выставлением их по одной оси. К этим процессам относятся также операции контроля прямолинейности, плоскостности и соосности. Лазерный метод центрирования объектов по сравнению с оптическими методами имеет существенные преимущества, главными из которых являются: более высокая дальность измерений, высокая точность, производительность и объективность контроля.

Основные погрешности измерительной системы, связанные с работой лазера как источника излучения, обусловлены флуктуациями амплитуды, фазы и частоты лазерного излучения, а также нестабильностью положения оси луча. В связи с этим к спектральным и пространственно-временным характеристикам лазеров, используемых в измерительных системах, предъявляются особые требования.

1.2. СТАБИЛЬНОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ [13, 14, 15]

Требования технологии к стабильности параметров лазерного излучения накладывают жесткие условия на механическую, термическую и химическую стабильность различных элементов конструкции технологического лазера и на стабильность происходящих во время генерации лазерного излучения различных процессов: оптических, электрических, химических, тепловых и газодинамических. По природе образования пульсации лазерного излучения делятся на два вида: естественные или квантовые и технические. Основную роль в излучении лазера играют технические пульсации.

Анализ влияния различных факторов, в том числе и внутренних параметров технологического лазера, на величину выходной мощности лазера и стабильность всех параметров излучения, проведенный в ряде ведущих НИИ, показал, что на выходные параметры лазерного излучения заметно влияют практически все внутренние параметры технологического лазера, относящиеся к процессам в газовом разряде, к процессам генерации и вывода излучения, к конструкции основных узлов, к химическим процессам в рабочей среде, к электропитанию,

к процессам теплообмена, газодинамики и механическим процессам.

Типичными источниками возмущений в твердотельных лазерах являются различного рода механические вибрации зеркал резонатора, активного элемента, внутррезонаторских элементов управления. Механические колебания элементов конструкции лазера могут вызываться вибрациями здания, работой механических агрегатов, потоком хладагента, охлаждающего осветитель с лампой накачки и активным элементом. Амплитуда вибраций конструктивных элементов лазера определяется конструкционной жесткостью резонатора и излучателя, наличием элементов демпфирования колебаний и механической развязки, а также интенсивностью источников вибрации.

Весьма значительным источником механических возмущений может быть поток жидкости, обтекающий активный элемент и лампы накачки лазера. Из-за незначительного КПД твердотельных лазеров практически вся электрическая мощность накачки выделяется внутри осветителя в виде тепловой энергии, величина которой может быть от сотен ватт до нескольких киловатт. Поэтому для поддержания нормальной рабочей температуры активного элемента и поверхности лампы накачки и осветителя приходится прокачивать охлаждающую жидкость через осветитель с довольно большой скоростью. При таких скоростях, как правило, возникают интенсивные широкополосные турбулентные пульсации, вызывающие акустические колебания в потоке жидкости, заполняющей каналы системы охлаждения. Акустические колебания в жидкости вызывают вибрации элементов конструкции и тем самым модулируют мощность лазерного излучения.

Другим, весьма заметным источником технических нестабильностей твердотельных лазерных излучателей являются флуктуации температуры активного элемента, приводящие к флуктуациям его термооптических искажений и населенности нижнего уровня второго рабочего перехода применительно к лазерам на АИГ с неодимом.

Флуктуации температуры возникают в основном также из-за турбулентности потока охлаждающей жидкости на поверхности активного элемента.

В условиях турбулентного течения коэффициент теплоотдачи с поверхности активного элемента в поток жидкости флуктуирует во времени (из-за наличия пульсаций скорости обтекания активного элемента лазером хладагентом). Флуктуации температуры поверхностного слоя активного элемента проникают в более глубокие слои активного элемента, так как теплопроводность кристалла недостаточна для быстрого выравнивания температуры по объему активного стержня.

Другим источником технических нестабильностей может явиться появление конвективных воздушных потоков в резона-

торе, пересекающих луч лазера. Особенно сильны конвективные потоки вблизи источников интенсивного тепловыделения, таких, как торцы активных элементов, внутрирезонаторная диафрагма, селектирующая поперечные моды, поверхности зеркал, отражающие генерируемое излучение.

Пульсации коэффициента усиления активной среды возникают в основном из-за нестационарностей мощности источника накачки. Для непрерывных лазеров в качестве источника накачки используется непрерывная газоразрядная криптоновая лампа. Питание лампы осуществляется стабилизированным источником тока, обладающим теми или иными остаточными пульсациями величины тока накачки, протекающего через лампу. Эти пульсации вызывают соответствующие пульсации световой мощности, амплитуда которых определяется амплитудой колебаний тока питания. В реальных лазерах наибольшие нестационарности мощности накачки наблюдаются в диапазоне частот до 300 Гц (колебания тока в электрической сети, питающей источник).

Флюктуации коэффициента потерь в резонаторе могут быть вызваны теми же причинами, которые были перечислены выше.

Работа газовых лазеров сопровождается такими нестабильностями:

изменение состава смеси в контуре лазера вследствие неустойчивостей в системе подачи компонентов смеси газов, а также плазмохимических реакций в газовом разряде, вызывает колебания выходной мощности лазера с периодом от нескольких секунд до нескольких минут; отсутствие регенерации смеси в плохо герметизированном контуре может привести к полному прекращению лазерной генерации за несколько минут;

колебания давления активной среды, вызванные несогласованностью расходной характеристики компрессора с расходной характеристикой разрядной камеры, приводят к неустойчивостям с частотами от долей герц до нескольких герц;

пульсации расхода и давления газовой смеси в разрядной камере вызывают колебания мощности в частотном интервале 0,1— 10^3 Гц; частоты $\sim 10^3$ Гц соответствуют прохождению слабых ударных или звуковых волн вдоль потока в разрядной камере; частоты $\sim 10^2$ Гц соответствуют типичным частотам тепловыделения в разряде. Частоты 0,1—10 Гц соответствуют акустической реакции объема контура лазера на пульсацию расхода компрессора.

Нестабильность мощности энергозклада в разряд приводит к пульсациям выходной мощности излучения с частотой от 100 Гц до 1 мГц.

Причинами неустойчивости генерации и вывода излучения являются: разбюстировка зеркал резонатора из-за термодформаций узлов подвески зеркал, смещения оптической оси резо-

натора, пульсации температуры охлаждающей среды, вибрации зеркала резонатора.

В технологических лазерах наблюдаются пульсации направления оптической оси и выходной мощности в диапазоне частот, идентичном диапазону механических вибраций (20 Гц—20 кГц), и с полностью совпадающим частотным спектром.

Так как лазер является составной частью технологического комплекса, то соответствующие требования должны накладываться на функционирование системы транспортировки луча и формирования излучения и на узлы и системы технологического поста (стол-манипулятор, система подачи и откачки технологических газов и ряд других систем). Здесь необходимо отметить весьма значительное обратное влияние отраженного лазерного излучения от обрабатываемой детали на стабильность лазерной генерации. Отмеченное явление должно учитываться как при проектировании технологического лазера (например, при выборе оптической схемы резонатора), так и проектировании внешних оптических трактов, а также системы управления выходными энергетическими параметрами лазера.

В общем случае дать количественную оценку коэффициентов влияния различных факторов на выходные параметры излучения в настоящее время не представляется возможным. Наиболее достоверная информация по конкретному технологическому лазеру может быть получена лишь экспериментальным путем.

Знание коэффициентов влияния внутренних факторов на параметры излучения необходимо для обоснованного выбора схемы системы управления лазерами. Как известно, коэффициент влияния k_{ij} внутреннего фактора μ_i (применительно к лазеру, например, скорость прокачки смеси через разрядную камеру, ток разряда) на выходной параметр излучения ψ_j (например, мощность излучения P , угол расходимости излучения Θ) определяется для малых отклонений $\Delta\psi_j$ и $\Delta\mu_i$ от некоторого базового режима:

$$k_{ij} = \frac{\partial \ln \psi_j}{\partial \ln \mu_i}. \quad (1.2.1)$$

В установившемся режиме можно записать

$$\frac{\Delta \psi_j}{\psi_j} = \sum_{i=1}^N k_{ij} \frac{\Delta \mu_i}{\mu_i}, \quad (1.2.2)$$

где N — полное число факторов, влияющих на выходной параметр излучения.

В табл. 1.10 [15] приведены теоретические значения коэффициентов влияния некоторых параметров технологического CO_2 -лазера на выходную мощность излучения для низких частот

Таблица 1.10

Влияние отклонений внутренних параметров ТЛ на выходную мощность излучения

Система ТЛ	Параметры	Частоты нестабильностей или период нестабильностей	Коэффициент влияния на выходную мощность	Наличие влияния на модовый состав	Возможность пассивной стабилизации	Необходимость применения системы автоматического регулирования
Газообеспечение	Состав рабочих компонентов	0,1—10ч	0,5		+	+
Охлаждение, прокачка	Температура рабочей смеси на выходе	0,1—10ч	3		+	+
	Давление рабочей смеси	0,1—10 ³ Гц	1	+		+
Газоразрядная камера и источник питания	Скорость потока	0,1—10 ³ Гц	0,7	+	+	
	Ток разряда	10 ² —10 ³ Гц	1,5			+
	Запас устойчивости	10 ² —10 ⁴ Гц	0,6	+	+	+
Оптические системы и элементы	Угол юстировки	10 ⁻³ —10 ³ Гц	1	+	+	+
	Температура хладагента	0,1—10ч	3	+		+

возмущения $f \ll \frac{v}{L}$, где v — скорость потока в разрядной камере, L — длина разрядной камеры вдоль потока.

Таблицы составлены для непрерывных электроразрядных быстропроточных СО₂-лазеров мощностью до 5 кВт. В той же таблице дается диапазон частот и периодов колебаний выходной мощности, связанных с каждым параметром, а также возможные способы стабилизации излучения по некоторым параметрам. В табл. 1.10 под «запасом устойчивости» понимается отношение предельного энерговыклада к номинальному. Под пассивной стабилизацией параметра подразумевается использование бездеформационных, виброустойчивых, термостабилизированных, незагрязняющихся элементов конструкции.

Как видно из табл. 1.10, большая часть параметров технологического лазера должна стабилизироваться с помощью систем автоматического регулирования.

В случае пассивной стабилизации необходимо накладывать весьма жесткие требования на величины допустимых отклонений внутренних параметров, что или практически неосуществимо, или очень дорого.

Если предположить, что общее число параметров лазера,

заметно влияющих на выходную мощность лазера, составляет $N \approx 10$, то можно записать

$$\delta P = \frac{\Delta P}{P} = \sum_{i=1}^{10} k_i \frac{\Delta \mu_i}{\mu_i} \quad (1.2.3)$$

Учитывая, что $k_i \approx 0,5 \dots 3$ (см. табл. 1.10), введем усредненное значение коэффициента влияния $k_{\text{ср}} = 1,5$, тогда равенство (1.2.3) можно представить

$$\delta P \leq 10 k_{\text{ср}} \left| \frac{\Delta \mu}{\mu} \right|_{\text{ср}} \quad (1.2.4)$$

Если потребовать выполнить условие $\delta P = 3\%$ в соответствии с табл. 1.7, то в силу выражения (1.2.4) необходимо обеспечить

$$\left| \frac{\Delta \mu}{\mu} \right|_{\text{ср}} = \delta \mu_{\text{ср}} = 0,2\%.$$

Такая степень стабилизации внутренних характеристик (например, разрядные токи, напряжения, давления) практически недостижима пассивными приемами. В этой связи становится вполне очевидной необходимость применения системы автоматического регулирования выходной мощности лазера, функционирующей по отклонению. В этом случае выбирается управляющий внутренний параметр лазера, который обладает значительным влиянием на выходную мощность и управлять которым наиболее удобно. В качестве такого параметра в газовых лазерах часто выбирают ток разряда. При неблагоприятном по знаку суммарном отклонении остальных параметров вся компенсация отклонения мощности излучения δP должна проводиться за счет управляющего параметра. При этом необходимо оставаться в пределах, определяемых запасом по энерговыкладу.

На основании равенства (1.2.3) можно записать

$$|\delta P| = \left(\sum_{i=1}^{N-1} |k_i \delta \mu_i| \right) + |k_y \delta \mu_y| \leq |\delta P|_{\text{доп}}, \quad (1.2.5)$$

где k_y — коэффициент влияния управляющего параметра или фактора лазера.

Если воспользоваться приближенным равенством вида

$$\sum_{i=1}^{N-1} |k_i \delta \mu_i| \approx (N-1) |k_{\text{ср}} \delta \mu_{\text{ср}}|,$$

то можно оценить диапазон возможного отклонения других (неуправляемых) параметров лазера, не вызывающих выхода величины мощности из заданных пределов.

На основании выражения (1.2.5) следует

$$(N-1) |k_{\text{ср}} \delta \mu_{\text{ср}}| \leq |\delta P|_{\text{доп}} + |k_y \delta \mu_y|,$$

откуда можно оценить величину

$$|\delta\mu_{\text{ср}}| < \frac{|\delta P|_{\text{доп}} + |k_y \delta\mu_y|}{|k_{\text{ср}}|(N-1)}. \quad (1.2.6)$$

Если $|\delta P|_{\text{доп}} = 3\%$, $k_y = 2,0$, $|\delta\mu_{\text{max}}| = 40\%$, $N = 10$, $k_{\text{ср}} = 1,5$, то необходимо обеспечить

$$|\delta\mu_{\text{ср}}| = \frac{3 + 2,0 \cdot 40}{1,5 \cdot (10 - 1)} = 6\%.$$

Таким образом, приведенный расчет показывает, что жесткость требований на величину отклонений внутренних параметров от базовых значений при использовании системы регулирования мощности снижается на порядок.

Для наиболее эффективного и многорежимного использования технологического лазера необходимо иметь системы стабилизации многих внутренних параметров, особенно обладающих большими коэффициентами влияния на выходную мощность. Построение таких систем невозможно без данных о динамических характеристиках лазера как объекта управления.

1.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ [22]

Уравнения динамики лазерной генерации играют чрезвычайно важную роль при изучении лазера как объекта управления. В первом приближении динамика процессов лазерной генерации может быть описана на основе уравнений баланса, которые связывают плотность светового потока, генерируемого лазером, и концентрацию инверсной населенности активной среды с кваптовыми характеристиками активной среды, частотой рабочего перехода и мощностью накачки.

Рассмотрим вывод приближенных балансных уравнений.

Получим дифференциальное уравнение для плотности светового потока.

Рассмотрим одномерную задачу, когда монохроматическое излучение распространяется в активной среде вдоль оптической оси лазера по координате z . Плотность светового потока или плотность потока излучения, распространяющегося в положительном направлении z -оси, зависящую от времени t , обозначим через $S_+(z, t)$, плотность потока, распространяющегося в противоположном направлении — $S_-(z, t)$. Рассмотрим приращение светового потока ΔS_+ при его переходе от точки с координатой z до точки с координатой $z + \Delta z$. На основании дифференциального закона Бугера можем записать

$$\Delta S_+ = [K(z, t) - \eta_1] S_+(z, t) \Delta z + q(z, t) \Delta z, \quad (1.3.1)$$

где $K(z, t)$ — коэффициент усиления активной среды; η_1 — коэффициент потерь; $q(z, t)$ — плотность спонтанного излучения, отнесенная к единице длины.

Выражение (1. 3. 1) содержит три слагаемых: $K(z, t)S_+(z, t)\Delta z$ — приращение плотности светового потока за счет усиления света активными центрами; $-\eta_1 S_+(z, t)\Delta z$ — уменьшение плотности потока за счет поглощения неактивными центрами, а также за счет рассеяния излучения; $q(z, t)\Delta z$ — приращение плотности потока за счет процессов спонтанного испускания. Последнее слагаемое имеет незначительное влияние на итоговую величину плотности светового потока в выражении (1. 3. 1), поэтому этим слагаемым часто пренебрегают и пользуются более простым соотношением:

$$\Delta S_+ = [K(z, t) - \eta_1] S_+(z, t) \Delta z. \quad (1.3.2)$$

Световой поток для своего перемещения от точки z до точки $z + \Delta z$ требует времени $\Delta t = \frac{\Delta z}{c}$, где c — скорость света в активной среде. Поэтому, с другой стороны, правомочно и другое соотношение:

$$\Delta S_+ = S_+(z + \Delta z, t + \Delta t) - S_+(z, t). \quad (1.3.3)$$

Приращение плотности потока света в лазере обусловлено приращением с расстоянием и изменением во времени. Первая причина приводит к появлению приращения плотности в виде

$$\Delta S_+ = \frac{\partial S_+}{\partial z} \Delta z,$$

а вторая — $\frac{\partial S_+}{\partial t} \Delta t$.

С учетом $\Delta t = \frac{\Delta z}{c}$ выражение $\frac{\partial S_+}{\partial t} \Delta t$ можно преобразовать следующим образом:

$$\frac{\partial S_+}{\partial t} \Delta t = \frac{\partial S_+}{\partial t} \frac{\Delta t}{\Delta z} \Delta z = \frac{1}{c} \frac{\partial S_+}{\partial t} \Delta z.$$

В конечном счете, соотношение вида (1. 3. 3) представляется следующим образом:

$$\Delta S_+ = \left(\frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S_+}{\partial t} \right) \Delta z. \quad (1.3.4)$$

Сравнив выражения (1. 3. 2) и (1. 3. 4) можем записать:

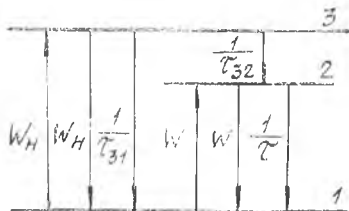
$$\frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S_+}{\partial t} = [K(z, t) - \eta_1] S_+(z, t). \quad (1.3.5)$$

Обозначим через σ сечение вынужденного перехода в канале генерации лазера и представим коэффициент усиления в виде

$$K(z, t) = \sigma N(z, t), \quad (1.3.6)$$

где $N(z, t)$ — плотность инверсной заселенности рабочих уровней.

Рис. 1.1. К выводу уравнений генерации трехуровневого лазера



С учетом выражения (1.3.6) дифференциальное уравнение (1.3.5) для плотности потока света принимает вид

$$\frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S_+}{\partial t} = [\sigma N(z, t) - \eta_1] S_+(z, t). \quad (1.3.7)$$

Естественно, что дифференциальное уравнение для плотности светового потока, распространяющегося в отрицательном направлении, будет иметь аналогичный вид:

$$-\frac{\partial S_-}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S_-}{\partial t} = [\sigma N(z, t) - \eta_1] S_-(z, t). \quad (1.3.8)$$

Уравнения (1.3.7) и (1.3.8) содержат три неизвестные функции: $S_+(z, t)$, $S_-(z, t)$ и $N(z, t)$.

Получим недостающее третье уравнение. Для этого необходимо записать дифференциальное уравнение для плотности инверсной заселенности активной среды. Рассмотрим трехуровневую схему генерации лазера, изображенную на рис. 1.1. На схеме используются следующие обозначения: W — вероятность вынужденных переходов в канале генерации (2—1); W_H — вероятность вынужденных переходов в канале (1—3), инициированных действием накачки; $\frac{1}{\tau}$, $\frac{1}{\tau_{31}}$, $\frac{1}{\tau_{32}}$ — вероятность спонтанных переходов соответственно в каналах (1—2), (1—3) и (2—3).

Все вероятности отнесены к единице времени. Обозначим через $n_i(z, t)$ плотность заселенности i -го уровня, а через n' — полное число активных центров в единице объема.

Балансные уравнения для заселенностей уровней 1, 2 и 3 имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1}{\partial t} = W(n_2 - n_1) - W_H(n_1 - n_3) + \frac{n_2}{\tau} + \frac{n_3}{\tau_{31}}; \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} = -W(n_2 - n_1) + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau}; \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} = W_H(n_1 - n_3) - \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_3}{\tau_{31}}. \end{cases} \quad (1.3.9)$$

Сразу отметим, что

$$\sum_{i=1}^{i=3} \frac{\partial n_i}{\partial t} = 0.$$

Это очевидно, поскольку $\sum_{i=1}^{i=3} n_i = n'$ и от времени не зависит.

Вычитая первое уравнение системы (1.3.9) из второго, находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial (n_2 - n_1)}{\partial t} = & -2W(n_2 - n_1) + W_n(n_1 - n_3) - \\ & -2\frac{n_2}{\tau} + n_3\left(\frac{1}{\tau_{32}} - \frac{1}{\tau_{31}}\right). \end{aligned} \quad (1.3.10)$$

Если воспользоваться двухуровневым упрощением, т.е. предположить, что на уровне 3 активные центры практически не накапливаются, сразу переходя на уровень 2, то можно записать ряд соотношений:

$$n_3 \ll n_1; \quad \frac{\partial n_3}{\partial t} \approx 0; \quad \tau_{32} \ll \tau_{31}. \quad (1.3.11)$$

При выполнении этих условий трехуровневая схема становится похожей на двухуровневую, в которой

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} \approx -\frac{\partial n_1}{\partial t}.$$

С помощью выражения (1.3.11) преобразуем третье уравнение (1.3.9) к виду

$$W_n n_1 = \frac{n_3}{\tau_{32}}. \quad (1.3.12)$$

С учетом (1.3.11) и (1.3.12) перепишем (1.3.10) в виде

$$\frac{\partial (n_2 - n_1)}{\partial t} = -2W(n_2 - n_1) + 2W_n n_1 - \frac{2n_2}{\tau}. \quad (1.3.13)$$

Положим, что $N = n_2 - n_1$.

(Это можно сделать, поскольку мы предположили $n_3 \ll n_1$).

Можно принять $n_1 + n_2 = n'$, следовательно, $n_1 = \frac{n' - N}{2}$,

$$n_2 = \frac{n' + N}{2}.$$

В результате уравнение (1.3.13) принимает вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2WN + W_n(n' - N) - (n' + N)\tau$$

или окончательно:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(W_n + 2W + \tau^{-1})N + n'(W_n - \tau^{-1}). \quad (1.3.15)$$

Перейдем к четырехуровневой схеме, где накачка осуществляется в канале 0—3, а генерация в канале 2—1. Будем использовать двухуровневое упрощение, т. е. предполагать, что после попадания на уровень 3 активные центры быстро переходят на метастабильный уровень 2, кроме того, будем считать, что нижний рабочий уровень 1 быстро очищается (скорость перехода $1 \rightarrow 0$ весьма значительна). В пределах принятого упрощения можно получить следующее дифференциальное уравнение для плотности инверсной заселенности N :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(W_n + W + \tau^{-1})N(z, t) + n'W_n \quad (1.3.16)$$

(в этом случае $N = n_2 - n_1 \approx n_2$), где W и W_n — вероятности вынужденных переходов в каналах генерации и накачки соответственно, τ^{-1} — вероятность спонтанных переходов в канале генерации.

Перейдем к полной системе балансных уравнений в частных производных. Выразим сечение процесса σ через ряд параметров лазера. Известно, что

$$\sigma = \frac{W}{I}, \quad (1.3.17)$$

где W — отнесенная к единице времени вероятность процесса, I — плотность потока фотонов, инициирующих этот процесс. Поскольку

$$I = \frac{(S_+ + S_-)}{h\omega}, \quad (1.3.18)$$

где $h\omega$ — энергия одного фотона*,
то

$$\sigma = \frac{Wh\omega}{(S_+ + S_-)}. \quad (1.3.19)$$

Учитывая далее, что

$$W = \frac{B(S_+ + S_-)}{c}, \quad (1.3.20)$$

где B — коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов в канале генерации, можно получить известное выражение для сечения σ :

$$\sigma = \frac{Bh\omega}{c}. \quad (1.3.21)$$

Объединяя уравнения (1.3.7), (1.3.8) и учитывая выражение (1.3.20), получаем систему балансных уравнений для трехуровневого лазера (в рамках двухуровневого приближения):

* $h = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S_+}{\partial t} &= [\sigma N(z, t) - \eta_1] S_+(z, t), \\ -\frac{\partial S_-}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S_-}{\partial t} &= [\sigma N(z, t) - \eta_1] S_-(z, t), \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= - \left[W_{II} + \frac{2\sigma}{h\omega} (S_+(z, t) + S_-(z, t)) + \frac{1}{\tau} \right] N + \\ &+ n' (W_{II} - \frac{1}{\tau}). \end{aligned} \right. \quad (1.3.22)$$

Для четырехуровневого лазера третье уравнение должно быть заменено уравнением вида

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \left[W_{II} + \frac{\sigma}{h\omega} (S_+(z, t) + S_-(z, t)) + \frac{1}{\tau} \right] N + n' W_{II}. \quad (1.3.23)$$

Для функций $S_+(z, t)$ и $S_-(z, t)$ необходимо указать граничные условия. Обратимся к рис. 1.2, на котором схематически представлен резонатор длиной L . Коэффициенты отражения торцов равны R_1 (для $z=0$) и R_2 (для $z=L$). Граничные условия приобретают вид:

$$\begin{aligned} S_+(0, t) &= R_1 S_-(0, t), \\ S_-(L, t) &= R_2 S_+(L, t). \end{aligned} \quad (1.3.24)$$

Для рассмотрения динамики лазера правомочно использование еще одного упрощения, связанного с осуществлением усреднения плотности инверсной заселенности и плотности светового потока по длине активной среды, а точнее, по длине L оптического резонатора. Введем предварительные обозначения:

$$S_+ + S_- = S; \quad S_+ - S_- = S'. \quad (1.3.25)$$

Складывая первые два уравнения (1.3.22) и учитывая (1.3.25), имеем

$$\frac{\partial S'}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial S}{\partial t} = [\sigma N(z, t) - \eta_1] S(z, t).$$

Проинтегрируем это равенство по длине активной среды:

$$\begin{aligned} S'(L, t) - S'(0, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L S(z, t) dz &= \\ &= \sigma \int_0^L N(z, t) S(z, t) dz - \eta_1 \int_0^L S(z, t) dz. \end{aligned} \quad (1.3.26)$$

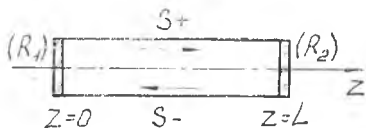


Рис. 1.2. К выводу уравнений генерации лазера

Введем скобки $\langle \dots \rangle$ для обозначения усредненных функций и на основании равенства

$$\langle f \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L f(z, t) dz$$

перепишем (1.3.26) в виде

$$S'(L) - S'(0) + \left(\frac{L}{c}\right) \frac{d\langle S \rangle}{dt} = \sigma L \langle NS \rangle - \eta_1 L \langle S \rangle. \quad (1.3.27)$$

При реализации усреднения мы предполагали, что свойства активной среды пространственно однородны, поэтому ни σ , ни η_1 не зависят от продольной координаты z .

При рассмотрении реальных эффектов хорошо выполняется приближенное соотношение

$$\langle NS \rangle \approx \langle N \rangle \langle S \rangle \quad (1.3.28)$$

С учетом (1.3.28) запишем уравнение (1.3.27) в виде

$$S'(L) - S'(0) + \left(\frac{L}{c}\right) \frac{d\langle S \rangle}{dt} = L(\sigma \langle N \rangle - \eta_1) \langle S \rangle. \quad (1.3.29)$$

Нетрудно заметить, что плотность светового потока $S_{\text{вых}}$, выходящего из резонатора, выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} S_{\text{вых}} &= [S_+(L) - S_-(L)] + [S_-(0) - S_+(0)] = \\ &= S'(L) - S'(0). \end{aligned} \quad (1.3.30)$$

Вводя коэффициент полезных потерь η_2 , можно представить $S_{\text{вых}}$ в виде

$$S_{\text{вых}} = L \langle S \rangle \eta_2, \quad (1.3.31)$$

где

$$\eta_2 = \left(\frac{1}{2L}\right) LN \frac{1}{R_1 R_2}. \quad (1.3.32)$$

Сравнивая (1.3.30) и (1.3.31), приходим к заключению:

$$S'(L) - S'(0) = L \langle S \rangle \eta_2. \quad (1.3.33)$$

После этого уравнение (1.3.29) может быть переписано в виде

$$\left(\frac{L}{c}\right) \frac{d\langle S \rangle}{dt} = L\sigma \langle S \rangle \langle N \rangle - L(\eta_1 + \eta_2) \langle S \rangle. \quad (1.3.34)$$

Следовательно, усреднение по длине активной среды позволило существенно упростить систему балансных уравнений.

Вместо системы трех уравнений мы пришли к системе двух усредненных уравнений:

$$\frac{1}{c} \frac{d\langle S \rangle}{dt} = \sigma \langle S \rangle \langle N \rangle - (\eta_1 + \eta_2) \langle S \rangle; \quad (1.3.35)$$

$$\frac{d}{dt} \langle N \rangle = -\frac{2\sigma}{\hbar\omega} \langle S \rangle \langle N \rangle - \left(W_n + \frac{1}{\tau} \right) \langle N \rangle + \quad (1.3.35)$$

$$+ n' \left(W_n - \frac{1}{\tau} \right).$$

Усредненные балансные уравнения называют также скоростными уравнениями.

Поскольку ниже будут использоваться, как правило, только усредненные балансные уравнения, то знак усреднения $\langle \dots \rangle$ в дальнейшем может быть опущен.

Рассматривая функции, зависящие от времени, входящие в балансные уравнения, будем предполагать, что пространственное усреднение уже выполнено. С учетом этого замечания и ввода обозначение

$$H = W_n \tau, \quad (1.3.36)$$

перепишем систему усредненных балансных уравнений для трехуровневого лазера (1.3.35) в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{1}{c} \frac{dS}{dt} = \sigma S(t) N(t) - (\eta_1 + \eta_2) S(t), \\ \frac{dN}{dt} = -\frac{2\sigma}{\hbar\omega} S(t) N(t) - \frac{N(t)}{\tau} (H + 1) + \frac{n'}{\tau} (H - 1). \end{cases} \quad (1.3.37)$$

Для четырехуровневого лазера второе уравнение системы (1.3.37) следует заменить уравнением

$$\frac{d}{dt} N = -\frac{\sigma}{\hbar\omega} S(t) N(t) - \frac{N(t)}{\tau} (H + 1) + \frac{n}{\tau} H. \quad (1.3.38)$$

Вывод системы усредненных балансных уравнений (1.3.37) базировался на определенных предположениях относительно схемы уровней активного центра. В более общем виде, не зависящем от выбора конкретной схемы уровней, балансные уравнения были сформулированы Статцем и Де Марсом в 1960 г.

Система уравнений Статца — Де Марса имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} M &= B' M(t) N(t) - \frac{M(t)}{T}; \\ \frac{d}{dt} N &= -\beta B' M(t) N(t) + \frac{N_0 - N(t)}{T_1} \end{aligned} \quad (1.3.40)$$

где $M(t)$ — плотность числа фотонов на частоте генерации ω ; $N(t)$ — плотность инверсной заселенности активной среды; $B' = B\hbar\omega$ — коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов в канале генерации, помноженный на энергию фотона; \hbar — постоянная Планка; T — время жизни фотона, определенное совокупностью вредных и полезных потерь; T_1 — время релаксации разности заселенности уровней активной среды;

$\frac{1}{T_1}$ — вероятность изменения разности заселенностей уровней за счет релаксационных процессов; β — целое число, описывающее изменение разности заселенностей рабочих уровней при излучении одного фотона; N_0 — равновесная плотность инверсной заселенности в отсутствии генерации.

Искомыми функциями в этом уравнении являются плотность инверсной заселенности активной среды $N(t)$ и плотность числа фотонов $M(t)$ на частоте генерации ω . Величина $M(t)$ связана с плотностью светового потока известным соотношением

$$M(t) = \frac{S(t)}{ch\omega}, \quad (1.3.41)$$

где $h\omega$ — энергия фотона.

Уравнения Статца — де Марса имеют вполне очевидное физическое объяснение. Первое уравнение описывает рост числа фотонов в резонаторе за счет вынужденных переходов в канале генерации (за счет преобладания индуцированного испускания над резонансным поглощением), с одной стороны, а также убывание плотности числа фотонов из-за наличия потерь в резонаторе — с другой стороны.

Скорость возрастания числа фотонов в резонаторе равна произведению плотности инверсной заселенности N на относенную к единице времени вероятность вынужденных переходов W , так как с учетом (1.3.41)

$$W = \frac{BS}{c} = Bh\omega M = B'M.$$

Следовательно, скорость $\frac{dM}{dt}$ равна $B'MN = WN$, что и зафиксировано в первом уравнении Статца-Де Марса. Скорость убывания числа фотонов равна $\frac{M}{T}$, т. е. обратно пропорциональна добротности резонатора $T = \frac{Q}{W}$ где Q — добротность резонатора. Величина $\frac{1}{T}$ выражается через коэффициенты вредных и полезных потерь в резонаторе следующим образом:

$$\frac{1}{T} = c(\eta_1 + \eta_2). \quad (1.3.42)$$

Второе уравнение Статца-Де Марса описывает убывание плотности инверсной заселенности за счет индуцированного испускания, с одной стороны, и возрастание плотности благодаря преобладанию эффекта накачки над эффектом очищения верхнего рабочего уровня в результате релаксационных процессов — с другой. Скорость убывания равна $\beta B'MN$, а скорость возрастания $\frac{(N_0 - N)}{T_1}$.

Рассмотрим подробнее параметр N_0 , названный выше равновесной плотностью инверсной заселенности в отсутствии генерации. Допустим, что в лазере обеспечены условия, заведомо исключающие возникновение генерации. В указанных условиях действует накачка постоянной мощности. В случае отсутствия релаксационных процессов (т.е. отсутствовало бы постоянное очищение уровней) в рассматриваемой ситуации плотность инверсной заселенности N должна была бы расти до тех пор, пока все активные центры не перешли бы на верхний рабочий уровень. При этом N сравнивается с n' .

В природе постоянно действуют релаксационные процессы, поэтому функция $N(t)$ будет стремиться к некоторому фиксированному значению (меньшему n'), при котором эффект возрастания N за счет накачки и убывания N за счет релаксации становятся взаимно скомпенсированными. Отмеченное значение плотности инверсной заселенности и есть N_0 . Очевидно, чем больше мощность накачки, тем больше N_0 , при которой реализуется отмеченная компенсация. В связи с указанными причинами N_0 называют также параметром накачки.

Следует подчеркнуть, что второе уравнение Статца-Де Марса имеет, как нетрудно убедиться, решение $N=N_0$, если положить в нем $M(t)=0$ (генерация отсутствует) и $\frac{dN}{dt}=0$ (накачка и процессы релаксации скомпенсированы). Сопоставим уравнения Статца-Де Марса и систему усредненных балансных уравнений (1.3.37). Воспользовавшись соотношениями (1.3.21), (1.3.41) и (1.3.42) и соотношением $B'=Bh\omega$, перепишем уравнения Статца-Де Марса (1.3.39)—(1.3.40) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= c\sigma S(t)N(t) - c(\eta_1 + \eta_2)S(t), \\ \frac{dN}{dt} &= -\beta \frac{\sigma}{h\omega} S(t)N(t) - \frac{N(t)}{T_1} + \frac{N_0}{T_1}. \end{aligned} \quad (1.3.43)$$

Первое уравнение в этой системе совпадает с первым уравнением системы (1.3.37). Вторые уравнения в этих системах несколько разнятся, что связано с учетом в (1.3.37) конкретной трехуровневой схемы рабочих уровней. Сравнивая вторые уравнения систем (1.3.43) и (1.3.37), заключаем, что для трехуровневого лазера

$$\beta = 2; \quad T_1 = \frac{\tau}{H+1}; \quad N_0 = \frac{n'(H-1)}{H+1}. \quad (1.3.44)$$

Аналогичным образом можем заключить, что для четырехуровневого лазера

$$\beta = 1; \quad T_1 = \frac{\tau}{H+1}; \quad N_0 = \frac{n'H}{H+1}. \quad (1.3.45)$$

Проанализируем полученные результаты для β и T_1 . Поскольку в трехуровневой схеме нижний рабочий уровень (уровень 1) является также основным уровнем, то при возникновении фотонов в канале 2—1 разность заселенностей рабочих уровней будет уменьшаться не только за счет уменьшения заселенности верхнего уровня, но и за счет увеличения заселенности нижнего уровня; при возникновении одного фотона разность заселенностей должна, таким образом, уменьшаться на 2 (потому $\beta=2$). В четырехуровневой схеме уменьшение разности заселенностей рабочих уровней происходит только за счет уменьшения заселенности верхнего рабочего уровня, поскольку активные центры с нижнего рабочего уровня быстро расселяются на основной уровень, поэтому для четырехуровневого лазера $\beta=1$. Результат для времени релаксации T_1 становится понятным, если представить его в виде

$$\frac{1}{T_1} = \frac{H+1}{\tau} = W_H + \frac{1}{\tau}.$$

Из этого выражения видно, что полная вероятность релаксации $\frac{1}{T_1}$ складывается из вероятности накачки и вероятности релаксации в канале генерации.

Зависимости $N_0(H)$, определяемые соотношениями (1.3.44) и (1.3.45) представлены графически на рис. 1.3. Кривая 1 относится к трехуровневому лазеру, а кривая 2 — к четырехуровневому. Графики демонстрируют возрастание параметра накачки N_0 с ростом мощности накачки, точнее, величины $H=W_H\tau$.

Сделаем несколько общих замечаний о методе балансных уравнений типа Статца-Де Марса. Эти уравнения в ряде случаев носят название точечных, поскольку описывают точечную модель лазера, т. е. такую модель, в которой все пространство, занятое активной средой, как бы сведено в одну точку. Пространственные изменения здесь не принимаются во внимание, а учитываются лишь изменения во времени. Естественно, что рассмотренные ограничения заметно сужают возможности данной модели. Например, балансные уравнения Статца-Де Марса не годятся для анализа динамики генерации в пространственно неоднородных активных средах, уравнения не позволяют учесть пространственную неоднородность инверсной заселенности и ряд других пространственных эффектов.

Очень важно выделить, что в методе балансных уравнений не рассматривается ни амплитуда, ни фаза поля,

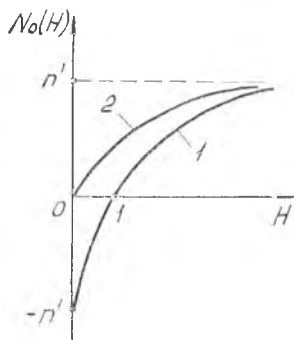


рис. 1.3. Зависимость параметра $N_0(H)$

а лишь его интенсивность. Отсюда вытекает, что фазовые эффекты с помощью балансных уравнений исследовать невозможно. Поэтому балансные уравнения недостаточны для расчета спектральных или угловых характеристик излучения, а также для анализа когерентных нелинейно-оптических явлений.

Несмотря на вышеизложенное, метод балансных уравнений является полезным при рассмотрении динамики лазеров. Как показывает практика расчетов, этот упрощенный расчет позволяет достаточно корректно рассмотреть ряд вопросов, связанных с изменением во времени параметров одномодового лазера и его излучения. В частности, метод балансных уравнений позволяет выявить основные свойства одномодовых лазеров в режиме свободной генерации и в режимах генерации гигантских импульсов, включая режимы работы лазера с просветляющимся фильтром.

Следует отметить, что балансные уравнения могут использоваться при рассмотрении динамики многомодовых лазеров.

Условия применимости балансных уравнений для одномодового одночастотного лазера включают требование малости времени поперечной релаксации T_2 (времени релаксации поляризации среды) по сравнению с временем релаксации инверсной заселенности T_1 и временем затухания поля в резонаторе T :

$$T_2 \ll T_1; T_2 \ll T. \quad (1.3.46)$$

В твердотельных лазерах неравенства (1.3.46) всегда выполняются. Для этих лазеров характерны следующие значения времен:

$$T_1 \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ с}; T \approx 10^{-8} \text{ с}; T_2 \approx 10^{-12} \text{ с}.$$

Для исследования динамики лазерной генерации удобна безразмерная форма уравнений Статца-Де Марса. Рассмотрим два варианта представления этих уравнений: с нормированной плотностью светового потока, концентрацией инверсной заселенности активной среды и физическим временем, а также с нормированным временем.

Первый вариант записи удобен для исследования лазера как объекта регулирования выходной мощности.

В системе уравнений (1.3.39)—(1.3.40) осуществим замену плотности числа фотонов в резонаторе на плотность светового потока с помощью соотношения (1.3.41). В результате чего получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dS(t)}{dt} = B\hbar\omega S(t) N(t) - \frac{S(t)}{T}, \\ \frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{T_r} + \frac{N_0(t)}{T_r} - \beta \frac{B}{c} S(t) N(t). \end{cases} \quad (1.3.47)$$

Из системы уравнений (1.3.47) видно, что при неизменности во времени таких параметров лазера, как потери в резонаторе, мощность накачки (параметр $N_0(t)$), коэффициент Эйнштейна (B), плотность светового потока и инверсия заселенностей могут иметь место во времени стационарные значения, определяемые из условия равенства нулю производных $\frac{dS(t)}{dt}$ и $\frac{dN(t)}{dt}$:

$$S_{ст} = \frac{A-1}{T_1} \frac{c}{\beta B}, \quad N_{ст} = \frac{1}{T B h \omega}, \quad (1.3.48)$$

где $S_{ст}$ и $N_{ст}$ — стационарные значения плотности светового потока и концентрации инверсной заселенности активной среды; $A = \frac{N_{0ст}}{N_{ст}}$ — нормированный параметр накачки.

Как отмечалось выше, для практики являются удобными нормированные на стационарные значения уравнения генерации:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{S}}{dt} &= \frac{\bar{S}\bar{N}}{T} - \frac{\bar{S}}{T}, \\ \frac{d\bar{N}}{dt} &= -\frac{\bar{N}}{T_1} + \frac{\bar{N}_0}{T_1} - (A-1) \frac{\bar{N}\bar{S}}{T_1}, \end{aligned} \quad (1.3.49)$$

где $\bar{S} = \frac{S(t)}{S_{ст}}$, $\bar{N} = \frac{N(t)}{N_{ст}}$, $\bar{N}_0 = \frac{N_0(t)}{N_{ст}}$ — нормированные переменные.

Для рассмотрения динамики лазера в фазовой плоскости вводят уравнение Статца-Де Марса с нормированным временем. Обычно нормирование физического текущего времени проводят по времени релаксации инверсной заселенности активной среды.

При этом вводится в рассмотрение безразмерное время: $\bar{t} = \frac{t}{T_1}$.

Кроме того, вводится нормированное отношение времени релаксации инверсной заселенности ко времени жизни фотона в резонаторе: $\bar{T} = \frac{T}{T_1}$.

С учетом нормированного времени, имея в виду равенство $\frac{d}{dt} = \frac{1}{T_1} \frac{d}{d\bar{t}}$, уравнения (1.3.49) запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} &= \bar{T}\bar{S}(\bar{N} - 1), \\ \frac{d\bar{N}}{d\bar{t}} &= A - \bar{N}[\bar{S}(A-1) + 1]. \end{aligned} \quad (1.3.50)$$

Уравнения (1.3.50) будут использоваться для исследования динамики лазерной генерации с учетом нелинейных эффектов.

1.4. ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА ЛАЗЕРА

Наиболее простыми для рассмотрения основных свойств лазеров в режиме свободной генерации являются непрерывные одномодовые одночастотные лазеры. Свойства остальных лазеров со свободной генерацией удобно рассматривать на основе свойств лазеров простейшего типа.

Рассмотрим динамику генерации одномодовых одночастотных лазеров. Для анализа закономерностей динамики генерации воспользуемся балансными уравнениями лазера (1.3.47). Из этих уравнений вытекает, что при стабильности во времени основных лазерных параметров, таких как мощность накачки (N_0), потери света в резонаторе (T), ширина и положение линии усиления (B), стационарные значения плотности потока излучения $S_{ст}$ и инверсной заселенности $N_{ст}$ также постоянны во времени [13].

На практике всегда имеют место небольшие флуктуации параметров лазера, например, мощности накачки из-за пульсаций питающего напряжения или потерь света в резонаторе из-за неоднородности накачки, вибраций активного элемента и т. д. Кроме того, в лазерах наряду с когерентным индуцированным излучением всегда присутствует некогерентное спонтанное излучение, характеристики которого случайным образом флуктуируют во времени. Следовательно, генерация лазера происходит в условиях постоянного воздействия возмущающих факторов.

В этой связи весьма важен вопрос об устойчивости основных характеристик излучения к этим возмущениям. Для его решения необходимо провести анализ уравнений генерации стандартным методом малых отклонений. Для этого удобнее использовать нормированные уравнения в форме (1.3.49), в которых стационарные нормированные значения объемных плотностей светового потока излучения и инверсии заселенностей имеют единичное значение $\bar{S}_{ст} = 1$, $\bar{N}_{ст} = 1$. Введем в рассмотрение малые нормированные отклонения параметров от стационарных значений:

$$\delta S = \frac{\Delta S}{S_{ст}}, \quad \delta N = \frac{\Delta N}{N_{ст}}, \quad \delta N_0 = \frac{\Delta N_0}{N_{0ст}}, \quad (1.4.1)$$

где ΔS , ΔN и ΔN_0 — малые абсолютные отклонения параметров от стационарных значений.

Тогда текущие значения нормированных параметров, входящих в систему уравнений Статца-Де Марса в форме (1.3.49), можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \bar{S} &= 1 + \delta S, \\ \bar{N} &= 1 + \delta N, \quad \bar{N}_0 = A(1 + \delta N_0). \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

Подставим параметры \bar{S} и \bar{N} в соответствии с представлением (1.4.2) в первое уравнение системы (1.3.49):

$$\frac{d(1 + \delta S)}{dt} = \frac{(1 + \delta S)(1 + \delta N)}{T} - \frac{1 + \delta S}{T}.$$

Пренебрегая произведением параметров $\delta S \cdot \delta N$ как величиной второго порядка малости, получим первое линейаризованное нормированное уравнение

$$\frac{d\delta S}{dt} = \frac{\delta N}{T}. \quad (1.4.3)$$

Аналогичным образом преобразуем второе уравнение Статца-Де Марса:

$$\frac{d(1 + \delta N)}{dt} = -\frac{1 + \delta N}{T_1} + \frac{A(1 + \delta N_0)}{T_1} - (A - 1) \frac{(1 + \delta N)(1 + \delta S)}{T_1},$$

откуда следует второе линейаризованное нормированное уравнение

$$\frac{d\delta N}{dt} = -\frac{A\delta N}{T_1} - \frac{(A - 1)\delta S}{T_1} + \frac{A}{T_1} \delta N_0. \quad (1.4.4)$$

Объединим линейаризованные уравнения (1.4.3) и (1.4.4), для чего продифференцируем по времени уравнение (1.4.3) в предположении, что T не зависит от времени:

$$\frac{d^2\delta S}{dt^2} = \frac{1}{T} \frac{d\delta N}{dt}. \quad (1.4.5)$$

Объединяя уравнения (1.4.5) и (1.4.4) и перенося члены, зависящие от δS в левую часть, получим

$$\frac{d^2\delta S}{dt^2} + \frac{A}{T_1} \frac{d\delta S}{dt} + \frac{A - 1}{T_1 T} \delta S = \frac{A}{T T_1} \delta N_0. \quad (1.4.6)$$

Введем в рассмотрение следующие коэффициенты:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{A}{2T_1}, \\ \Omega_0 &= \sqrt{\frac{A - 1}{T_1 T}}, \\ K_{\delta N_0} &= \frac{A}{T_1 T}. \end{aligned} \quad (1.4.7)$$

С учетом коэффициентов (1.4.7) линейаризованное уравнение динамики лазерной генерации принимает следующий вид:

$$\frac{d^2\delta S}{dt^2} + 2\xi \frac{d\delta S}{dt} + \Omega_0^2 \delta S = K_{\delta N_0} \delta N_0. \quad (1.4.8)$$

Уравнение (1.4.8) описывает динамику колебательного звена. В случае, когда $\xi < \Omega_0$, плотность светового потока в резонаторе

лазера или выходная мощность в переходном процессе будут совершать затухающие колебания. В противном случае ($\xi > \Omega_0$) плотность светового потока в переходном режиме будет совершать аperiodическое движение. Как будет более подробно показано ниже, для твердотельных лазеров выполняется первое условие. Для получения передаточной функции активного элемента лазера представим линеаризованное уравнение динамики лазера в операторной форме:

$$(p^2 + 2\xi p + \Omega_0^2) \delta \tilde{S} = K_{\delta N_0} \delta \tilde{N}_0, \quad (1.4.9)$$

где $\delta \tilde{S}$ и $\delta \tilde{N}_0$ — изображения по Лапласу нормированных малых отклонений от стационарных значений переменных.

Приведем уравнение (1.4.9) к стандартному виду, принятому в теории автоматического управления [6]:

$$(\tau_2^2 p^2 + \tau_1 p + 1) \delta \tilde{S} = K \delta \tilde{N}_0. \quad (1.4.10)$$

$$\text{Здесь} \quad \tau_2 = \frac{1}{\Omega_0^2}, \quad \tau_1 = \frac{2\xi}{\Omega_0^2}, \quad K = \frac{K_{\delta N_0}}{\Omega_0^2}, \quad (1.4.11)$$

τ_2 , τ_1 — постоянные времени; K — коэффициент усиления.

На основании уравнения (1.4.10) получаем передаточную функцию активного элемента лазера:

$$W(p) = \frac{\delta \tilde{S}}{\delta \tilde{N}_0} = \frac{K}{\tau_2^2 p^2 + \tau_1 p + 1}. \quad (1.4.12)$$

Передаточная функция активного элемента лазера в виде (1.4.12) связывает отклонения плотности светового потока и мощности накачки от стационарного состояния. Поскольку коэффициенты τ_1 , τ_2 и K положительные, то лазер является устойчивым колебательным звеном. Из выражения (1.4.12) с помощью подстановки $p = j\omega$ получим амплитудно-фазовую частотную характеристику активного элемента лазера:

$$W(j\omega) = \frac{K}{1 - \tau_2^2 \omega^2 + j\tau_1 \omega}, \quad (1.4.13)$$

а также амплитудно-частотную и фазочастотную характеристики (АЧХ и ФЧХ):

$$A(\bar{\omega}) = \frac{K}{V(1 - \bar{\omega})^2 + 4\bar{\omega}^2}, \quad (1.4.14)$$

$$\varphi(\bar{\omega}) = -\arctg \frac{2\bar{\omega}}{\Omega_0(1 - \bar{\omega})}, \quad (1.4.15)$$

где j — мнимая единица; ω — текущая угловая частота колебаний мощности накачки; $\bar{\omega} = \frac{\omega}{\Omega_0}$ — нормированная текущая частота колебаний.

Полученная передаточная функция (1.4.12) является, по сути дела, передаточной функцией активного элемента лазера, охваченного положительной оптической обратной связью. Отмеченное обстоятельство следует учитывать при исследовании динамики лазера в целом, т. е. при наличии, помимо активного элемента лазера, линии обратной связи по мощности излучения, регулятора мощности, а также системы накачки лазера.

1.5. ФАЗОВЫЙ ПОРТРЕТ ЛАЗЕРА ПРИ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ [24]

В соответствии с нормированными уравнениями (1.3.50) одно-модовый одпочастотный лазер как динамическая система описывается двумя функциями от времени $\bar{S}(t)$ и $\bar{N}(t)$. В ряде случаев, особенно при исследовании нелинейных систем, вводят в рассмотрение фазовую плоскость, в которой роль декартовых координат играют исследуемые функции. В нашем случае такими функциями являются $\bar{S}(t)$ и $\bar{N}(t)$. В каждый момент времени динамическое состояние лазера изображается определенной точкой на фазовой плоскости (это так называемая изображающая или представляющая точка). С течением времени изображающая точка на фазовой плоскости вычерчивает некоторую кривую, называемую фазовой траекторией. Семейство возможных фазовых траекторий обычно называют фазовым портретом исследуемой динамической системы.

Возвращаясь к нормированным уравнениям лазера (1.3.50), видим, что фазовый портрет лазера будет описываться уравнением

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{N}} = \frac{\bar{T}\bar{S}(\bar{N} - 1)}{\lambda - \bar{N}[\bar{S}(\lambda - 1) + 1]}, \quad (1.5.1)$$

которое получается при делении первого уравнения системы (1.3.50) на второе.

Одна из возможных фазовых траекторий изображена на рис. 1.4. Эта кривая дает представление о фазовом портрете лазера, динамика которого описывается балансными уравнениями Статца-Де Марса.

В рассматриваемом на рис. 1.4 случае изображающая точка движется по спиральной кривой, накручивающейся против

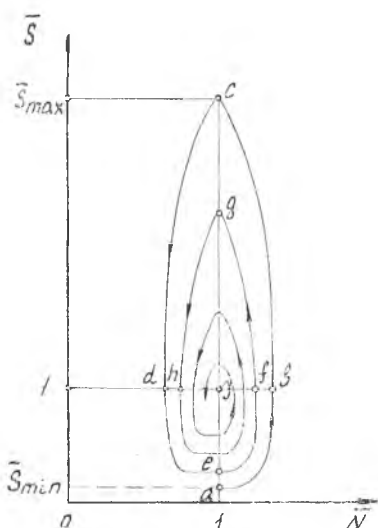


Рис. 1.4. Фазовый портрет лазера при свободной генерации

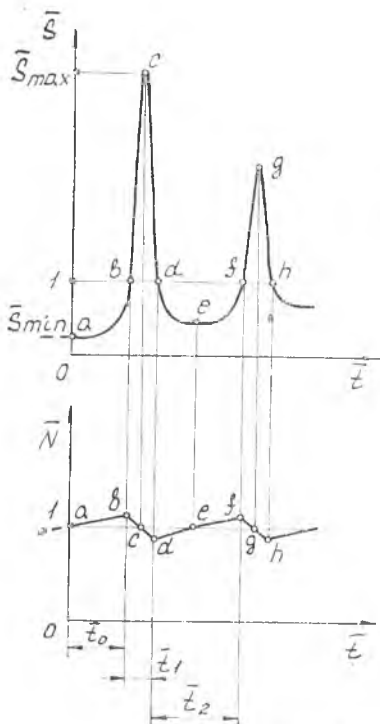


Рис. 1.5. Динамика свободной генерации лазера

часовой стрелки на точку J , имеющую координаты $\bar{N}_J=1$, $\bar{S}_J=1$. Точка J «изображает» состояние лазера, соответствующее стационарной генерации. Это легко проверить, если положить в уравнениях (1.3.50) производные от $\bar{S}(t)$ и $\bar{N}(t)$ равными нулю. Приведенная на рисунке спиральная кривая начинается в точке с координатами $\bar{N}_a=1$, $\bar{S}_a=\bar{S}_{\min}$. Точка a есть состояние лазера, в котором впервые с начала действия накачки достигается пороговое значение плотности инверсной заселенности, т. е. точка a соответствует моменту возникновения генерации. Нормированная интенсивность поля \bar{S}_{\min} в этот момент определяется спонтанными переходами (необходимо подчеркнуть, что при $\bar{S}_{\min} \ll 1$ с указанного момента времени начинается генерация первого пика). По мере движения изображающей точки по фазовой траектории от точки a до точки c происходит возрастание мощности пика. Максимальное значение мощности достигается в точке c с координатами $\bar{N}_c=1$, $\bar{S}_c=\bar{S}_{\max}$.

После этого мощность первого пика снижается, уменьшаясь до значения, несколько превышающего величину \bar{S}_{\min} (см. точку e на рис. 1.4).

После этого начинается генерация второго пика. Каждому пичку в генерируемом лазером излучении соответствует один оборот спирали. Тот факт, что с каждым оборотом спирали кривая все сильнее приближается к точке стационарного состояния J , означает постепенное затухание пульсаций как плотности светового потока, так и плотности инверсной заселенности.

Для большей наглядности процесс генерации представлен во времени на рис. 1.5. Здесь представлены графики двух функций во времени: $\bar{S}(t)$ и $\bar{N}(t)$. Начало координат на этих графиках соответствует моменту возникновения генерации, штриховыми линиями на графиках намечен ход параметров на предгенерационном этапе. Промежуток времени t_0 соответствует (рис. 1.5) начальному этапу генерации первого пика (этап

линейного развития генерации). Промежуток \bar{t}_1 — эффективная длительность пичка. Промежуток t_2 — эффективный промежуток времени между двумя последовательными пичками. Графики демонстрируют некоторую синхронность пульсаций плотности инверсной заселенности и пульсаций плотности светового потока, а следовательно, и выходной мощности. Этот график показывает также, что скорость движения изображающей точки по фазовой траектории (рис. 1.4) не является постоянной. Изображающая точка нижние участки фазовой кривой проходит значительно медленнее, чем верхние. Из рис. 1.5 видно, что $(\bar{t}_2 \approx 2t_0) \gg t_1$. Чем дальше от оси абсцисс проходит изображающая точка, тем больше ее скорость.

1.6. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ЛАЗЕРНУЮ ГЕНЕРАЦИЮ [22]

Рассмотрим флюктуации плотности светового потока δS в резонаторе лазера и, следовательно, выходной мощности лазера после того, как возмущение, вызвавшее эту флюктуацию, перестало действовать вблизи стационарных значений плотности светового потока и плотности инверсной заселенности. Для этого на основе уравнения (1.4.6) запишем характеристическое уравнение лазера.

$$r^2 + \frac{A}{T_1} r + \frac{A-1}{T_1 T} = 0. \quad (1.6.1)$$

Чтобы придать более физический вид характеристическому уравнению лазера (1.6.1), представим параметр A (см. 1.3.48) как отношение $\frac{N_0}{N_{\text{пор}}}$, где $N_{\text{пор}}$ — пороговая плотность инверсной заселенности. Для генерирующего лазера нормированный параметр накачки $A > 1$, для лазера на пороге генерации $A = 1$.

С учетом нового обозначения перепишем уравнение (1.6.1):

$$r^2 + \frac{N_0}{N_{\text{пор}}} \cdot \frac{1}{T_1} r + \frac{1}{T_1 T} \left(\frac{N_0}{N_{\text{пор}}} - 1 \right) = 0. \quad (1.6.2)$$

Определим корни уравнения:

$$r_{1,2} = - \left(\frac{N_0}{2N_{\text{пор}}} \cdot \frac{1}{T_1} \right) \pm \frac{\sqrt{D}}{2}, \quad (1.6.3)$$

где определитель

$$D = \left(\frac{N_0}{2N_{\text{пор}}} \cdot \frac{1}{T_1} \right)^2 - \frac{4}{T_1 T} \left(\frac{N_0}{N_{\text{пор}}} - 1 \right). \quad (1.6.4)$$

Для твердотельных лазеров, в частности для лазеров на гранате с неодимом, всегда и с большим запасом выполняется неравенство $D < 0$. Это имеет место, когда

$$\frac{4}{T_1 T} \left(\frac{N_0}{N_{\text{пор}}} - 1 \right) > \left(\frac{N_0}{2N_{\text{пор}}} \frac{1}{T_1} \right)^2. \quad (1.6.5)$$

При выполнении неравенства (1.6.5) корни характеристического уравнения (1.6.2) оказываются комплексными. В этом случае решение уравнения (1.4.6) с учетом корней характеристического уравнения (1.6.3) может быть представлено в следующем виде

$$\delta S = e^{-\frac{N_0}{2N_{\text{пор}} T_1} t} \left[C_1 e^{j \frac{\sqrt{|D|}}{2} t} + C_2 e^{-j \frac{\sqrt{|D|}}{2} t} \right]. \quad (1.6.6)$$

Решение уравнения (1.4.6) описывает регулярные затухающие пульсации плотности светового потока в резонаторе лазера с частотой следования

$$\Omega = \frac{\sqrt{|D|}}{2} = \frac{N_0}{2N_{\text{пор}} T_1} \left[4 \frac{T_1}{T} \left(\frac{N_{\text{пор}}}{N_0} \right)^2 \left(\frac{N_0}{N_{\text{пор}}} - 1 \right) - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.6.7)$$

При этом амплитуда пульсаций затухает по экспоненциальному закону с постоянной времени

$$\tau_{\text{зат}} = \frac{2 T_1 N_{\text{пор}}}{N_0}. \quad (1.6.8)$$

Предполагается, что постоянная времени процесса затухания значительно меньше длительности действия импульса накачки $\tau_{\text{зат}} \ll t_n$, поэтому процесс затухает раньше, чем кончится импульс накачки.

В качестве примера на рис. 1.6 приведена картина регулярных затухающих пульсаций, описываемая соотношением (1.6.6). Момент времени $t=0$ соответствует началу генерации.

Как показывают расчеты, для твердотельных лазеров хорошо выдерживается неравенство

$$\frac{4}{T_1 T} \left(\frac{N_0}{N_{\text{пор}}} - 1 \right) \gg \left(\frac{N_0}{2N_{\text{пор}} T} \right)^2. \quad (1.6.9)$$

Отсюда для расчета собственной частоты пульсаций выходной мощности лазерного излучения можно пользоваться приближенным соотношением

$$\Omega \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4}{T_1 T} \left(\frac{N_0}{N_{\text{пор}}} - 1 \right)}. \quad (1.6.10)$$

С учетом $A = \frac{N_0}{N_{\text{пор}}}$ выражение для частоты Ω можно представить в окончательном виде:

$$\Omega \approx \sqrt{\frac{A-1}{T_1 T}} = \Omega_0. \quad (1.6.11)$$

Приведенный анализ основывался на линеаризованных уравнениях лазерной генерации, при этом предполагалось, что $\Delta S(t) \ll S_{ст}$ и $\Delta N(t) \ll N_{ст}$. В начальный период развития генерации эти неравенства не выполняются. Поэтому пульсации, соответствующие переходным процессам, следует, строго говоря, рассматривать на основе нелинейной системы уравнений.

На рис. 1.7 представлена зависимость нормированной плотности светового потока от времени, полученная на основе строгого расчета затухающих пульсаций в рубиновом лазере при помощи ЭВМ. Из рисунка видно, что картина развития пульсаций на начальном этапе значительно отличается от процесса, полученного на основе линеаризованного уравнения (1.4.6).

В газовых лазерах время установления инверсной заселенности меньше времени установления поля, поэтому имеет место ситуация, отличная от рассмотренной выше. В связи с тем, что $T_1 > T$, параметр $D > 0$ и, следовательно, переходный процесс состоит из двух экспонент и носит аperiodический характер [13].

1.7. ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ЛАЗЕР КАК ОБЪЕКТ УПРАВЛЕНИЯ

Если учесть, что характерные времена оптических процессов, процессов колебательной кинетики и газодинамических процессов для мощных лазеров соответственно составляют величины 10^{-8} , 10^{-5} , 10^{-3} с, то при оценке динамических свойств лазера в полосе частот управления (характерные времена $10^0 \dots 10^{-3}$ с) определяющими можно считать закон изменения во времени тока разряда и процессы в газодинамическом тракте.

Изменение параметров лазерного излучения, например мощ-

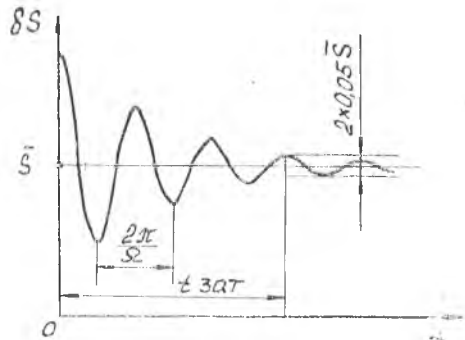


Рис. 1.6. Переходный процесс в лазере

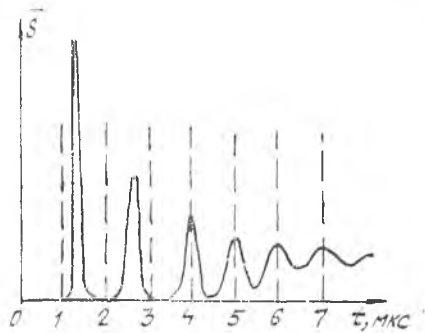


Рис. 1.7. Вид затухающих пульсаций плотности потока излучения в рубиновом лазере с учетом нелинейных эффектов

ности P , при малых отклонениях параметров от стационарного режима можно рассчитывать по следующей формуле:

$$\overline{\delta P} = K_{pI} \overline{\delta I} + K_{pz} \overline{\delta z} + K_{pp} \overline{\delta P_k} + K_{pV} \overline{\delta V} + K_{pT} \overline{\delta T_k}. \quad (1.7.1)$$

В формуле (1.7.1) $\overline{\delta I}$, $\overline{\delta z}$, $\overline{\delta P_k}$, $\overline{\delta V}$, $\overline{\delta T_k}$ обозначают относительные отклонения от стационарного режима тока разряда, состава газовой смеси, давления газовой смеси в разрядной камере, скорости потока в разрядной камере, температуры газовой смеси на входе в разрядную камеру; K_{pI} — соответствующие коэффициенты влияния.

Вначале рассмотрим процессы в газодинамическом контуре.

Динамические свойства контура определяются характером неустановившегося во времени движения некоторой выходной координаты (например, давления, температуры, расхода газа в определенном сечении контура) при некотором стандартном законе изменения во времени управляющего фактора.

Анализ динамических свойств контура в низкочастотной области, соответствующей частотам управления, будем проводить отдельно для быстропротекающих и медленнопротекающих лазеров. Для лазера с медленной прокачкой достаточно учитывать только емкостные свойства контура. Газовый контур быстропротекающего лазера представляет собой достаточно сложную динамическую систему с несколькими аккумуляторами энергии. К очевидным аккумуляторам энергии здесь относятся вращающиеся массы компрессора, теплообменники, газовая емкость контура. Безынерционными в первом приближении можно считать газодинамические процессы в соединительных каналах и разрядной камере.

Описание динамических свойств газового контура будем проводить в линейном приближении, что можно считать справедливым при малых отклонениях параметров от стационарного режима.

1.8. УРАВНЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО КОНТУРА

Компрессор. Ротор компрессора является элементом механической приводной системы, а проточная часть компрессора — элементом газового тракта контура. В соответствии с этим для описания динамических свойств компрессора привлечем уравнение моментов для ротора и уравнение расходных характеристик.

Уравнение моментов запишем в виде

$$J \frac{d\omega}{dt} = M_{дв} - M_k, \quad (1.8.1)$$

J — момент инерции ротора; $M_{дв}$ — момент, развиваемый приводным двигателем; M_k — момент, необходимый для привода компрессора; ω — круговая частота вращения ротора.

Принимая во внимание, что круговая частота вращения и число оборотов связаны соотношением

$$\omega = \frac{\pi \cdot n}{30}, \quad (1.8.2)$$

а также переходя к отклонениям и вводя относительные параметры, из уравнения (1.8.1) получим

$$J \cdot \frac{\pi}{30} \cdot n_0 \frac{d\bar{\delta}n}{dt} = M_{дв0} \bar{\delta}M_{дв} - M_{к0} \bar{\delta}M_{к}, \quad (1.8.3)$$

$$\text{где } \bar{\delta}n = \frac{\delta n}{n_0}; \quad \bar{\delta}M_{дв} = \frac{\delta M_{дв}}{M_{дв0}}; \quad \bar{\delta}M_{к} = \frac{\delta M_{к}}{M_{к0}};$$

δn , $\delta M_{дв}$, $\delta M_{к}$ — отклонения параметров; n_0 , $M_{дв0}$, $M_{к0}$ — значения параметров на стационарном режиме, причем $M_{дв0} = M_{к0}$. При неизменном токе питания приводного электродвигателя приращение момента, развиваемого электродвигателем, можно определить соотношением

$$\delta M_{дв} = - \left(\frac{\partial M_{дв}}{\partial n} \right) \delta n \quad (1.8.4)$$

и соответственно

$$\bar{\delta}M_{к} = - \frac{n_0}{M_{дв0}} \left(\frac{\partial M_{дв}}{\partial n} \right) \bar{\delta}n. \quad (1.8.5)$$

Знак минус в соотношениях (1.8.4) и (1.8.5) принят в связи с тем, что приводной двигатель на рабочем участке обычно имеет падающую характеристику.

Момент, необходимый для привода компрессора, связан с параметрами потока газа следующей зависимостью [23]:

$$M_{к} = \frac{G}{\omega} \frac{k}{k-1} R T_{вх}^* \eta_{к} \left[\left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \quad (1.8.6)$$

где G — секундный массовый расход газа через компрессор; $T_{вх}^*$, $P_{вх}^*$ — соответственно температура и давление заторможенного потока на входе в компрессор; $P_{вых}^*$ — давление заторможенного потока на выходе из компрессора; $\eta_{к}$ — КПД компрессора; R — газовая постоянная; k — показатель адиабаты.

Переходя к малым отклонениям, с учетом $\eta_{к} = \text{const}$, $R = \text{const}$, $\bar{\delta}\omega = \bar{\delta}n$, получим:

$$\begin{aligned} \bar{\delta}M_{к} = & \bar{\delta}G - \bar{\delta}n + \bar{\delta}T_{вх}^* + \frac{k-1}{k} \left[\left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)_0 - \left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)_0^{\frac{1}{k}} \right]^{-1} \left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)_0 \times \\ & \times \bar{\delta}P_{вых}^* - \frac{k-1}{k} \left[\left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)_0 - \left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)_0^{\frac{1}{k}} \right]^{-1} \left(\frac{P_{вых}^*}{P_{вх}^*} \right)_0 \bar{\delta}P_{вх}^*, \end{aligned} \quad (1.8.7)$$

$$\overline{\delta G} = \frac{\delta G}{G_0}, \quad \overline{\delta T^*_{\text{вх}}} = \frac{\delta T^*_{\text{вх}}}{T^*_{\text{вх}0}}, \quad \overline{\delta P^*_{\text{вых}}} = \frac{\delta P^*_{\text{вых}}}{P^*_{\text{вых}0}}, \quad \overline{\delta P^*_{\text{вх}}} = \frac{\delta P^*_{\text{вх}}}{P^*_{\text{вх}0}}.$$

Уравнение динамики ротора на основании (1.8.3), (1.8.5), (1.8.7) запишем в виде

$$T_{\text{к}} \frac{d\overline{\delta n}}{dt} + \overline{\delta n} = \varphi_{\rho} \overline{\delta P^*_{\text{вх}}} - \varphi_{\rho} \overline{\delta P^*_{\text{вых}}} - \varphi_G \overline{\delta G} - \varphi_G \overline{\delta T^*_{\text{вх}}}, \quad (1.8.8)$$

где

$$\begin{aligned} T_{\text{к}} &= J \frac{\pi}{30} n_0 \left[n_0 \left(\frac{\partial M_{\text{дв}}}{\partial n} \right)_0 - M_{\text{дв}0} \right]^{-1}; \\ \varphi_{\rho} &= \frac{k-1}{k} \left[\left(\frac{P^*_{\text{вых}}}{P^*_{\text{вх}}} \right)_0 - \left(\frac{P^*_{\text{вых}}}{P^*_{\text{вх}}} \right)^{\frac{1}{k}} \right]^{-1} \times \\ &\times \left(\frac{P^*_{\text{вых}}}{P^*_{\text{вх}}} \right)_0 \left[\frac{n_0}{M_{\text{дв}0}} \left(\frac{\partial M_{\text{дв}}}{\partial n} \right)_0 - 1 \right]^{-1}; \\ \varphi_G &= \left[\frac{n_0}{M_{\text{дв}0}} \left(\frac{\partial M_{\text{дв}}}{\partial n} \right)_0 - 1 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (1.8.9)$$

Связь между приращениями давления и температуры на входе и выходе компрессора определяется известным соотношением

$$\frac{T^*_{\text{вых}}}{T^*_{\text{вх}}} = 1 + \left[\left(\frac{P^*_{\text{вых}}}{P^*_{\text{вх}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \frac{1}{\eta_{\text{к}}}. \quad (1.8.10)$$

Линеаризуя зависимость (1.8.10) и переходя к относительным отклонениям параметров, будем иметь

$$\overline{\delta T^*_{\text{вых}}} = \overline{\delta T^*_{\text{вх}}} + \varphi_{\text{T}} \overline{\delta P^*_{\text{вых}}} - \varphi_{\text{T}} \overline{\delta P^*_{\text{вх}}}, \quad (1.8.11)$$

где

$$\varphi_{\text{T}} = \frac{1}{\eta_{\text{к}}} \cdot \frac{k-1}{k} \left(\frac{P^*_{\text{вых}}}{P^*_{\text{вх}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \left(\frac{T^*_{\text{вх}}}{T^*_{\text{вых}}} \right)_0.$$

Расходная характеристика компрессора обычно определяется экспериментально и строится в виде универсальной характеристики, вид которой показан на рис. 1.8. В неявном виде уравнение характеристики может быть записано так:

$$P^*_{\text{вых}} = P^*_{\text{вых}}(P^*_{\text{вх}}, T^*_{\text{вх}}, n, G). \quad (1.8.12)$$

Для малых отклонений зависимость (1.8.12) может быть преобразована в следующую:

$$\overline{\delta P^*_{\text{вых}}} = \varphi_{1\rho} \overline{\delta P^*_{\text{вх}}} + \varphi_{1n} \overline{\delta n} - \varphi_{1G} \overline{\delta G} - \varphi_{1T} \overline{\delta T^*_{\text{вх}}} \quad (1.8.13)$$

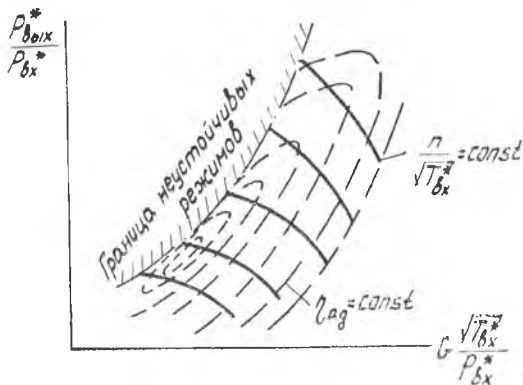


Рис. 1.8. Универсальная характеристика компрессора

В формуле (1.8.13) обозначено:

$$\varphi_{1p} = \left(\frac{P_{вх}^*}{P_{вых}^*} \right)_0 \left(\frac{\partial P_{вых}^*}{\partial P_{вх}^*} \right)_0, \quad \varphi_{1n} = \frac{n_0}{P_{вых}^*} \left(\frac{\partial P_{вых}^*}{\partial n} \right),$$

$$\varphi_{1G} = \frac{G_0}{P_{вых}^*} \left(\frac{\partial P_{вых}^*}{\partial G} \right)_0, \quad \varphi_{1T} = \frac{T_{вх}^*}{P_{вых}^*} \left(\frac{\partial P_{вых}^*}{\partial T_{вх}^*} \right).$$

Соединительные каналы. При описании процессов, протекающих в соединительных каналах, будем полагать, что теплообмен между рабочей и внешней средой отсутствует; процессы являются квазистационарными.

Канал конфузорного типа. Для канала конфузорного типа возможно, как правило, наложение условий:

$$v_{вх} = 0, \quad T_{вх} = T_{вх}^*, \quad P_{вх} = P_{вх}^*, \quad (1.8.14)$$

где $v_{вх}$ — скорость газового потока на входе в канал; $T_{вх}$, $P_{вх}$ — температура и давление газа на входе в канал; $T_{вх}^*$, $P_{вх}^*$ — соответствующие параметры заторможенного потока.

Уравнение Бернулли для одного килограмма движущегося газа при выполнении условий (1.8.14) имеет вид

$$\int_{вх}^{вых} \frac{dP}{\rho} = \frac{v_{вых}^2}{2} + L_r. \quad (1.8.15)$$

Здесь ρ — плотность газовой смеси; $v_{вых}$ — скорость газового потока на выходе из канала; L_r — работа, затрачиваемая на преодоление гидравлических сопротивлений

$$L_T = \xi_{\Sigma} \frac{v_{\text{ВЫХ}}^2}{2}, \quad (1.8.16)$$

ξ_{Σ} — суммарный коэффициент гидравлических потерь. Процесс расширения газа в канале будем считать политропическим, с некоторым показателем политропы n , тогда

$$P_{\text{ВЫХ}} = P_{\text{ВХ}} \left(\frac{T_{\text{ВЫХ}}}{T_{\text{ВХ}}} \right)^{\frac{n}{n-1}} = P_{\text{ВХ}}^* \left(\frac{T_{\text{ВЫХ}}}{T_{\text{ВХ}}^*} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (1.8.17)$$

В соответствии с (1.8.17) политропическая работа расширения газа определяется соотношением

$$\int_{\text{ВЫХ}}^{\text{ВХ}} \frac{dP}{\rho} = \frac{n}{n-1} R (T_{\text{ВХ}} - T_{\text{ВЫХ}}) = \frac{n}{n-1} (T_{\text{ВЫХ}}^* - T_{\text{ВЫХ}}). \quad (1.8.18)$$

С учетом соотношений (1.8.16), (1.8.18) уравнение (1.8.15) примет вид

$$\frac{n}{n-1} R (T_{\text{ВХ}}^* - T_{\text{ВЫХ}}) = (1 + \xi_{\Sigma}) \frac{v_{\text{ВЫХ}}^2}{2}. \quad (1.8.19)$$

В газовой динамике известны соотношения:

$$T^* = T + \left(\frac{k}{k-1} R \right)^{-1} \frac{v^2}{2}; \quad (1.8.20)$$

$$P^* = P \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1.8.21)$$

где k — показатель адиабаты; R — газовая постоянная.

Воспользовавшись соотношением (1.8.20), для рассматриваемого случая можно записать:

$$\frac{v_{\text{ВЫХ}}^2}{2} = \frac{k}{k-1} R (T_{\text{ВЫХ}}^* - T_{\text{ВЫХ}}). \quad (1.8.22)$$

Приимая во внимание условие $T_{\text{ВЫХ}} = T_{\text{ВХ}}^*$, будем иметь из (1.8.19)

$$\frac{n}{n-1} = \frac{k}{k-1} (1 + \xi_{\Sigma}). \quad (1.8.23)$$

Давление на выходе канала определим на основании (1.8.17) и (1.8.23) следующей зависимостью:

$$P_{\text{ВЫХ}} = P_{\text{ВХ}}^* \left(\frac{T_{\text{ВЫХ}}}{T_{\text{ВХ}}^*} \right)^{\frac{k}{k-1} (1 + \xi_{\Sigma})} \quad (1.8.24)$$

Переходя в формуле (1.8.24) к параметрам заторможенного потока $P_{\text{ВЫХ}}^*$, $T_{\text{ВЫХ}}^*$, с использованием (1.8.20) и (1.8.21) получим

$$P_{\text{ВЫХ}}^* = P_{\text{ВХ}}^* \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{ВЫХ}}^2}{2RT_{\text{ВЫХ}}^*} \right)^{\xi_{\Sigma} \frac{k}{k-1}} \quad (1.8.25)$$

Выполнив линеаризацию, зависимость (1.8.25) приведем к нижеприведенной, справедливой для малых отклонений параметров от стационарного режима:

$$\overline{\delta P_{\text{ВЫХ}}^*} = \overline{\delta P_{\text{ВХ}}^*} - 2\alpha_k \overline{\delta v_{\text{ВЫХ}}} + \alpha_k \overline{\delta T_{\text{ВХ}}^*}, \quad (1.8.26)$$

где

$$\overline{\delta P_{\text{ВЫХ}}^*} = \frac{\delta P_{\text{ВЫХ}}^*}{P_{0 \text{ Вых}}^*}; \quad \overline{\delta T_{\text{ВХ}}^*} = \frac{\delta T_{\text{ВХ}}^*}{T_{0 \text{ ВХ}}^*}; \quad \overline{\delta v_{\text{ВЫХ}}} = \frac{\delta v_{\text{ВЫХ}}}{v_{0 \text{ Вых}}}; \quad \alpha_k = \xi_{\Sigma} \frac{v_{0 \text{ Вых}}^2}{2RT_{0 \text{ ВХ}}^*}.$$

Индексом «0» обозначены значения параметров, соответствующие стационарному режиму.

Одним из составляющих членов уравнения (1.8.26) является относительное приращение скорости на выходе из канала $\overline{\delta v_{\text{ВЫХ}}}$. Более удобным при анализе динамики газового контура является относительное приращение массового расхода, найдем связь между указанными параметрами.

Поскольку

$$v = \frac{G}{\rho F}, \quad (1.8.27)$$

и действуют соотношения (1.8.20) и (1.8.21), плотность газовой смеси через параметры заторможенного потока на основании уравнения состояния $\frac{P}{\rho} = RT$ можно выразить следующим образом:

$$\rho = \frac{P^* \left[1 - \frac{v^2 (k-1)}{2kRT^*} \right]^{\frac{k}{k-1}}}{RT^* \left[1 - \frac{v^2 (k-1)}{2kRT^*} \right]}. \quad (1.8.28)$$

Подставив (1.8.28) в (1.8.27), получим

$$v = \frac{GRT^*}{FP^* \left[1 - \frac{v^2 (k-1)}{2kRT^*} \right]^{\frac{1}{k-1}}}. \quad (1.8.29)$$

После линеаризации соотношения (1.8.29) для малых относительных отклонений параметров запишем

$$\overline{\delta v} (1 + 2\alpha) = \overline{\delta G} - \overline{\delta P^*} + \overline{\delta T^*} (1 + \alpha). \quad (1.8.30)$$

$$\text{Здесь} \quad \alpha = 2v_0^2 \left[2kRT_0^* - v_0^2 (k-1) \right]^{-1} \quad (1.8.31)$$

Подставляя значения $\overline{\delta v}$ из уравнения (1.8.30) в (1.8.26), будем иметь:

$$\overline{\delta P}_{\text{вых}}^* \left(1 - \frac{2\alpha_{\text{к}}}{1 + 2\alpha_{\text{вых}}} \right) = \overline{\delta P}_{\text{вх}}^* + \left[\alpha_{\text{к}} - \frac{2\alpha_{\text{к}}(1 + \alpha_{\text{вых}})}{1 + 2\alpha_{\text{вых}}} \right] \overline{\delta T}_{\text{вых}}^* - \frac{2\alpha_{\text{к}}}{1 + 2\alpha_{\text{вых}}} \overline{\delta G}_{\text{вых}}. \quad (1.8.32)$$

В формуле (1.8.32) через $\alpha_{\text{вых}}$ обозначены значения α , подсчитанные из равенства (1.8.31) для выходного сечения канала. Обозначив через коэффициенты

$$\beta_{\text{кр}} = \frac{1 + 2\alpha_{\text{вых}}}{1 + 2\alpha_{\text{вых}} - 2\alpha_{\text{к}}}; \quad \beta_{\text{кт}} = \frac{\alpha_{\text{к}}}{1 + 2\alpha_{\text{вых}} - 2\alpha_{\text{к}}};$$

$$\beta_{\text{кГ}} = \frac{2\alpha_{\text{к}}}{1 + 2\alpha_{\text{вых}} - 2\alpha_{\text{к}}}, \quad (1.8.33)$$

систему уравнений, описывающих динамику процессов в канале конфузорного типа, представим в виде:

$$\overline{\delta T}_{\text{вых}}^* = \overline{\delta T}_{\text{вх}}^*, \quad (1.8.34)$$

$$\overline{\delta G}_{\text{вых}} = \overline{\delta G}_{\text{вх}}, \quad (1.8.35)$$

$$\overline{\delta P}_{\text{вых}}^* = \beta_{\text{кр}} \overline{\delta P}_{\text{вх}}^* - \beta_{\text{кт}} \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* - \beta_{\text{кГ}} \overline{\delta G}_{\text{вх}}. \quad (1.8.36)$$

Канал диффузорного типа. Будем полагать выполнение следующих условий на выходе из канала:

$$v_{\text{вых}} = 0, \quad T_{\text{вых}} = T_{\text{вых}}^*, \quad P_{\text{вых}} = P_{\text{вых}}^*. \quad (1.8.37)$$

При наложенных условиях уравнение Бернулли для диффузорного канала примет вид

$$\int_{\text{вх}}^{\text{вых}} \frac{dP}{\rho} - \frac{v_{\text{вх}}^2}{2} + L_r = 0. \quad (1.8.38)$$

Работа, затрачиваемая на преодоление гидравлических сопротивлений,

$$L_r = \xi_{\text{г}} \frac{\rho v_{\text{вх}}^2}{2}. \quad (1.8.39)$$

Проводя выкладки, аналогичные изложенным выше, взаимосвязь между давлениями заторможенного потока на выходе и входе канала получим в виде

$$P_{\text{вых}}^* = P_{\text{вх}}^* \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{вх}}^2}{2RT_{\text{вх}}^*} \right)^{\xi_{\text{г}} \frac{k^2}{k-1}}. \quad (1.8.40)$$

Линеаризация зависимости (1.8.40) и переход к относительным параметрам дают следующее соотношение:

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}}^* = \overline{\delta P_{\text{вх}}}^* - 2\alpha_g \overline{\delta v_{\text{вх}}} + \alpha_g \overline{\delta T_{\text{вх}}}^*, \quad (1.8.41)$$

где

$$\alpha_g = \zeta_{\Sigma} \frac{v_{0\text{вх}}^2}{2RT_{0\text{вх}}^*}.$$

Выражая значения $\overline{\delta v_{\text{вх}}}$ через $\overline{\delta G_{\text{вх}}}$ и другие параметры потока, из (1.8.41) будем иметь

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}}^* \left(1 - \frac{2\alpha_g}{1+2\alpha_{\text{вх}}}\right) = \overline{\delta P_{\text{вх}}}^* + \left[\alpha_g - \frac{2\alpha_g(1+\alpha_{\text{вх}})}{1+2\alpha_{\text{вх}}}\right] \times \\ \times \overline{\delta T_{\text{вх}}}^* - \frac{2\alpha_g}{1+2\alpha_{\text{вх}}} \overline{\delta G}. \quad (1.8.42)$$

Через $\alpha_{\text{вх}}$ в формуле (1.8.42) обозначены значения α , подсчитанные по формуле (1.8.31) для входного сечения канала.

Вводя обозначения

$$\beta_{gp} = \frac{1+2\alpha_{\text{вх}}}{1+2\alpha_{\text{вх}}-2\alpha_g}, \quad \beta_{gt} = \frac{\alpha_g}{1+2\alpha_{\text{вх}}-2\alpha_g}, \quad \beta_{gG} = \frac{2\alpha_g}{1+2\alpha_{\text{вх}}-2\alpha_g},$$

систему уравнений, описывающих динамику процессов в канале диффузорного типа, запишем в виде:

$$\overline{\delta T_{\text{вых}}}^* = \overline{\delta T_{\text{вх}}}^*, \quad (1.8.43)$$

$$\overline{\delta G_{\text{вых}}} = \overline{\delta G_{\text{вх}}}, \quad (1.8.44)$$

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}}^* = \beta_{gp} \overline{\delta P_{\text{вх}}}^* - \beta_{gt} \overline{\delta T_{\text{вх}}}^* - \beta_{gG} \overline{\delta G_{\text{вх}}}. \quad (1.8.45)$$

Канал постоянного сечения. При анализе процессов в канале постоянного поперечного сечения будем полагать $v_{\text{вх}} \cong v_{\text{вых}}$. Это при ранее наложенном условии $T_{\text{вых}}^* = T_{\text{вх}}^*$ приводит к тому, что $T_{\text{вх}} \cong T_{\text{вых}}$.

Из уравнения Бернулли при принятых условиях можно получить

$$P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}} = \zeta_{\Sigma} \frac{\rho_{\text{вх}} v_{\text{вх}}^2}{2}. \quad (1.8.46)$$

Поскольку в соответствии с (1.8.20), (1.8.21) и (1.8.28)

$$P_{\text{вх}} = P_{\text{вх}}^* \left[1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{вх}}^2}{2RT_{\text{вх}}^*}\right]^{k-1}, \quad (1.8.47)$$

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вых}}^* \left[1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{вых}}^2}{2RT_{\text{вых}}^*}\right]^{k-1}, \quad (1.8.48)$$

$$\rho_{\text{вх}} = \frac{P_{\text{вх}}^*}{RT_{\text{вх}}^*} \left[1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{вх}}^2}{2RT_{\text{вх}}^*} \right]^{\frac{1}{k-1}}, \quad (1.8.49)$$

то учитывая, что $v_{\text{вх}} = v_{\text{вых}}$, $T_{\text{вх}}^* = T_{\text{вых}}^*$, получим

$$P_{\text{вх}}^* - P_{\text{вых}}^* = \frac{\xi_{\Sigma} v_{\text{вх}}^2}{2} \frac{P_{\text{вх}}^*}{RT_{\text{вх}}^*} \left[1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{вх}}^2}{2RT_{\text{вх}}^*} \right]^{-1} \quad (1.8.50)$$

или

$$P_{\text{вых}}^* = P_{\text{вх}}^* \left[1 - \xi_{\Sigma} \frac{v_{\text{вх}}^2}{2RT_{\text{вх}}^*} \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{\text{вх}}^2}{2RT_{\text{вх}}^*} \right)^{-1} \right]. \quad (1.8.51)$$

В результате линеаризации и перехода к относительным отклонениям параметров из формулы (1.8.51) получим

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}^*} = \overline{\delta P_{\text{вх}}^*} - 2\alpha_c \overline{\delta v_{\text{вх}}} + \alpha_c \overline{\delta T_{\text{вх}}^*}, \quad (1.8.52)$$

где

$$\alpha_c = \frac{\xi_{\Sigma} v_{0\text{вх}}^2}{2RT_{0\text{вх}}^*} \left[1 + \left(1 - \frac{k-1}{k} \frac{v_{0\text{вх}}^2}{2RT_{0\text{вх}}^*} \right)^{-1} \frac{v_{0\text{вх}}^2}{2kRT_{0\text{вх}}^*} \right] \times$$

$$\times \left[1 - \frac{v_{0\text{вх}}^2}{2RT_{0\text{вх}}^*} \left(\frac{k-1}{k} + \xi_{\Sigma} \right) \right]^{-1}.$$

Вводя в рассмотрение параметр δG , из (1.8.52) аналогично изложенному выше получим

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}^*} \left(1 - \frac{2\alpha_c}{1+2\alpha_{\text{вх}}} \right) = \overline{\delta P_{\text{вх}}^*} + \left[\alpha_c - \frac{2\alpha_c(1+\alpha_{\text{вх}})}{1+2\alpha_{\text{вх}}} \right] \times$$

$$\times \overline{\delta T_{\text{вх}}^*} - \frac{2\alpha_c}{1+2\alpha_{\text{вх}}} \overline{\delta G}. \quad (1.8.53)$$

Вводя обозначения

$$\beta_{\text{ср}} = \frac{1+2\alpha_{\text{вх}}}{1+2\alpha_{\text{вх}}-2\alpha_c}, \quad \beta_{\text{ст}} = \frac{\alpha_c}{1+2\alpha_{\text{вх}}-2\alpha_c}, \quad \beta_{\text{сГ}} = \frac{2\alpha_c}{1+2\alpha_{\text{вх}}-2\alpha_c}.$$

систему уравнений для канала с постоянной площадью проходного сечения запишем в виде:

$$\overline{\delta T_{\text{вых}}^*} = \overline{\delta T_{\text{вх}}^*}, \quad (1.8.54)$$

$$\overline{\delta G_{\text{вых}}} = \overline{\delta G_{\text{вх}}}, \quad (1.8.55)$$

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}^*} = \beta_{\text{ср}} \overline{\delta P_{\text{вх}}^*} - \beta_{\text{ст}} \overline{\delta T_{\text{вх}}^*} - \beta_{\text{сГ}} \overline{\delta G_{\text{вх}}}. \quad (1.8.56)$$

Сравнивая системы расчетных уравнений для каналов рассмотренных типов, отметим их одинаковую структуру. Различия имеются только в формулах для расчета коэффициентов,

входящих в уравнения. Это дает возможность утверждать, что при принятых основных условиях $T^* = \text{const}$ и «квазистационарность процессов» — уравнения и для других типов каналов могут быть записаны в аналогичной форме, а коэффициенты уравнений могут быть определены расчетным (при наличии расчетной модели) или экспериментальными способами.

Разрядная камера. Вследствие большой сложности процессов в разрядной камере и многочисленности факторов, влияющих на характер этих процессов, для описания динамики разрядной камеры целесообразно привлечение экспериментальных данных.

Некоторое ускорение газового потока и главным образом гидравлические сопротивления вызывают в разрядной камере падение статического давления. Полное давление в разрядной камере также уменьшается, т.е. $P_{\text{вых}}^* < P_{\text{вх}}^*$. Это происходит не только за счет гидравлических сопротивлений, но и непосредственно вследствие нагрева газовой смеси.

В общем виде зависимость для определения давления заторможенного потока на выходе из разрядной камеры можно представить так:

$$P_{\text{вых}}^* = P_{\text{вх}}^* (P_{\text{вх}}^*, T_{\text{вх}}^*, G, Q), \quad (1.8.57)$$

где Q — тепло, подведенное к газовой смеси в объеме разрядной камеры; $P_{\text{вх}}^*$, $T_{\text{вх}}^*$ — давление и температура заторможенного потока на входе в камеру; G — секундный массовый расход через камеру.

Линеаризуя зависимость (1.8.57) и переходя к относительным отклонениям параметров, можно получить

$$\overline{\delta P_{\text{вых}}^*} = \gamma_p \overline{\delta P_{\text{вх}}^*} + \gamma_T \overline{\delta T_{\text{вх}}^*} + \gamma_G \overline{\delta G} + \gamma_Q \overline{\delta Q}. \quad (1.8.58)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \gamma_p &= \frac{P_{0 \text{ вх}}^*}{P_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial P_{\text{вых}}^*}{\partial P_{\text{вх}}^*} \right)_0, & \gamma_T &= \frac{T_{0 \text{ вх}}^*}{P_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial P_{\text{вых}}^*}{\partial T_{\text{вх}}^*} \right)_0, \\ \gamma_G &= \frac{G_0}{P_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial P_{\text{вых}}^*}{\partial G} \right)_0, & \gamma_Q &= \frac{Q_0}{P_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial P_{\text{вых}}^*}{\partial Q} \right)_0. \end{aligned} \quad (1.8.59)$$

Индексом «0» обозначены значения параметров на стационарном режиме работы.

Для определения температуры газа на выходе из камеры $T_{\text{вых}}^*$ запишем уравнение теплового баланса в предположении отсутствия теплообмена с внешней средой:

$$Q = C_p G (T_{\text{вых}}^* - T_{\text{вх}}^*), \quad (1.8.60)$$

где C_p — удельная теплоемкость газовой смеси при постоянном давлении.

Будем полагать, кроме того, $Q = Q(I)$, где I — ток в разрядной камере.

На основании (1.8.60) и зависимости для тепла, подведенного к газовой смеси, можно записать:

$$\overline{\delta T}_{\text{вых}}^* = \gamma_{1T} \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* + \gamma_{1I} \overline{\delta I} - \gamma_{1G} \overline{\delta G}. \quad (1.8.61)$$

В формуле (1.8.61) обозначено:

$$\gamma_{1T} = \frac{T_{0 \text{ вх}}^*}{T_{0 \text{ вых}}^*}, \quad \gamma_{1I} = \frac{I_0 (T_{0 \text{ вых}}^* - T_{0 \text{ вх}}^*)}{Q_0 T_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right), \quad \gamma_{1G} = \frac{T_{0 \text{ вых}}^* - T_{0 \text{ вх}}^*}{T_{0 \text{ вых}}^*}.$$

Вводя обозначения $\gamma_I = \frac{I_0}{Q_0} \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right)$, систему уравнений для рядной камеры можно записать, при принятых условиях, в виде:

$$\overline{\delta G}_{\text{вх}} = \overline{\delta G}_{\text{вых}}, \quad (1.8.62)$$

$$\overline{\delta P}_{\text{вых}}^* = \gamma_P \overline{\delta P}_{\text{вх}}^* + \gamma_T \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* + \gamma_G \overline{\delta G} + \gamma_Q \gamma_I \overline{\delta I}, \quad (1.8.63)$$

$$\overline{\delta T}_{\text{вых}}^* = \gamma_{1T} \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* + \gamma_{1I} \overline{\delta I} - \gamma_{1G} \overline{\delta G}. \quad (1.8.64)$$

Теплообменник. Температуру газовой смеси на выходе из теплообменника $T_{\text{вх}}^*$ определим из соотношения

$$Q_T = C_p G (T_{\text{вх}}^* - T_{\text{вых}}^*), \quad (1.8.65)$$

где C_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; G — секундный массовый расход газа через теплообменник; $T_{\text{вх}}^*$ — температура заторможенного потока на входе в теплообменник; Q_T — количество тепла, отведенного через теплообменник.

На основании линеаризации зависимости (1.8.65) получим для относительных отклонений параметров:

$$\overline{\delta T}_{\text{вых}}^* = \psi_T \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* + \psi_G \overline{\delta G} - \psi_Q \overline{\delta Q}_T, \quad (1.8.66)$$

где

$$\psi_T = \frac{T_{0 \text{ вх}}^*}{T_{0 \text{ вых}}^*}; \quad \psi_G = \psi_Q = \frac{T_{0 \text{ вх}}^* - T_{0 \text{ вых}}^*}{T_{0 \text{ вых}}^*}.$$

Величину $\overline{\delta Q}_T$ определим, используя уравнение теплового баланса для теплообменника. С целью упрощения расчетных зависимостей описание процессов в теплообменнике будем производить в сосредоточенных параметрах. В качестве определяющей температуры в процессе передачи тепла от газовой смеси к стенкам теплообменных элементов примем среднюю температуру газовой смеси между входным и выходным сечениями теплообменника:

$$T_T = \frac{T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}}}{2}. \quad (1.8.67)$$

Накопление тепла в конструкции теплообменных элементов запишем для среднemasсовой температуры стенок $T_{ст}$. Будем, кроме того, предполагать, что теплопроводность материала стенок теплообменных элементов бесконечна (т. е. тепловым сопротивлением стенок теплообменных элементов можно пренебречь). Температуру охлаждающей жидкости будем принимать равной средней между входным и выходным сечениями.

При указанных допущениях уравнение теплового баланса запишется в форме

$$CM \frac{dT_{ст}}{dt} = Q_{г} - Q_{ж}, \quad (1.8.68)$$

где M — суммарная масса стенок теплообменных элементов; C — удельная теплоемкость материала стенок теплообменных элементов; $Q_{ж}$ — количество тепла, передаваемого жидкости.

Количество тепла, передаваемого от газа к стенке, определяется зависимостью

$$Q_{г} = \alpha_{г} F_{г} (T_{г} - T_{ст}), \quad (1.8.69)$$

где $F_{г}$ — площадь поверхности теплообмена с газом; $T_{ст}$ — температура стенки, $\alpha_{г}$ — коэффициент теплоотдачи от газа. Для турбулентного течения рабочей среды зависимость коэффициента теплоотдачи от расхода можно представить в виде [17]:

$$\alpha_{г} = \alpha_{0г} \left(\frac{G}{G_0} \right)^{\beta_{г}}, \quad (1.8.70)$$

где $\alpha_{0г}$, G_0 — значение коэффициента и расход на базовом режиме.

Тепло, передаваемое от стенки к жидкости, определим из уравнения

$$Q_{ж} = \alpha_{ж} F_{ж} (T_{ст} - T_{ж}), \quad (1.8.71)$$

где $\alpha_{ж}$ — коэффициент теплоотдачи от стенки к охлаждающей жидкости; $F_{ж}$ — площадь поверхности теплообмена с жидкостью; $T_{ж}$ — температура охлаждающей жидкости.

Изменение $\alpha_{ж}$ по режимам можно также рассчитывать по формуле (1.8.70), используя параметр $G_{ж}$ и соответствующий показатель $\delta_{ж}$. Проводя линеаризацию уравнений (1.8.68), (1.8.69), (1.8.71) с учетом (1.8.70), получим для относительных отклонений параметров:

$$CM \frac{d\overline{\delta T}_{ст}}{dt} = \frac{Q_{0г}}{T_{0ст}} \overline{\delta Q}_{г} - \frac{Q_{0г}}{T_{0ст}} \overline{\delta Q}_{ж}, \quad (1.8.72)$$

$$\overline{\delta Q}_{г} = \beta_{г} \overline{\delta G} + \frac{T_{0г}}{T_{0г} - T_{0ст}} \overline{\delta T}_{г} - \frac{T_{0ст}}{T_{0г} - T_{0ст}} \overline{\delta T}_{ст}, \quad (1.8.73)$$

$$\overline{\delta Q}_{\text{ж}} = \beta_{\text{ж}} \overline{\delta G}_{\text{ж}} + \frac{T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \overline{\delta T}_{\text{ст}} - \frac{T_{0 \text{ ж}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \overline{\delta T}_{\text{ж}}. \quad (1.8.74)$$

Решая совместно (1.8.72) — (1.8.74), будем иметь:

$$\begin{aligned} CM \frac{T_{0 \text{ г}} - T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}}} \frac{d\overline{\delta Q}_{\text{г}}}{dt} + \frac{Q_{0 \text{ г}}}{T_{0 \text{ ст}}} \left(1 + \frac{T_{0 \text{ г}} - T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \right) \overline{\delta Q} = \\ = CM \frac{T_{0 \text{ г}} - T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}}} \beta_{\text{г}} \frac{d\overline{\delta G}}{dt} + \frac{Q_{0 \text{ г}}}{T_{0 \text{ ст}}} \frac{T_{0 \text{ г}} - T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \beta_{\text{г}} \overline{\delta G} + \\ + CM \frac{T_{0 \text{ г}}}{T_{0 \text{ ст}}} \frac{d\overline{\delta T}_{\text{г}}}{dt} + \frac{T_{0 \text{ г}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \frac{Q_{0 \text{ г}}}{T_{0 \text{ ст}}} \overline{\delta T}_{\text{г}} + \\ + \frac{Q_{0 \text{ т}}}{T_{0 \text{ ст}}} \beta_{\text{ж}} \overline{\delta G}_{\text{ж}} - \frac{Q_{0 \text{ т}}}{T_{0 \text{ ст}}} \frac{T_{0 \text{ ж}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \overline{\delta T}_{\text{ж}}. \end{aligned} \quad (1.8.75)$$

В уравнение (1.8.75) как параметр входит относительное отклонение от стационарного значения средней температуры газовой смеси в теплообменнике $\overline{\delta T}_{\text{г}}$. Выразим это отклонение через отклонение входных и выходных параметров газа.

В соответствии с (1.8.67) запишем:

$$\overline{\delta T}_{\text{г}} = \frac{T_{0 \text{ вх}}}{T_{0 \text{ вх}} + T_{0 \text{ вых}}} \overline{\delta T}_{\text{вх}} + \frac{T_{0 \text{ вых}}}{T_{0 \text{ вх}} + T_{0 \text{ вых}}} \overline{\delta T}_{\text{вых}}, \quad (1.8.76)$$

где $T_{0 \text{ вх}}$, $T_{0 \text{ вых}}$ — температура газа на входе и выходе из теплообменника на стационарном режиме; $\overline{\delta T}_{\text{вх}}$, $\overline{\delta T}_{\text{вых}}$ — соответствующие относительные отклонения.

Линеаризуя зависимость (1.8.20), запишем уравнения связи между относительными отклонениями полной и статической температуры газа на входе и выходе теплообменника:

$$\overline{\delta T}_{\text{вх}} = \frac{T_{0 \text{ вх}}^*}{T_{0 \text{ вх}}} \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* - \frac{T_{0 \text{ вх}}}{T_{0 \text{ вх}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ вх}}^2}{RT_{0 \text{ вх}}^*} \overline{\delta v}_{\text{вх}}, \quad (1.8.77)$$

$$\overline{\delta T}_{\text{вых}} = \frac{T_{0 \text{ вых}}^*}{T_{0 \text{ вых}}} \overline{\delta T}_{\text{вых}}^* - \frac{T_{0 \text{ вых}}}{T_{0 \text{ вых}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ вых}}^2}{RT_{0 \text{ вых}}^*} \overline{\delta v}_{\text{вых}}. \quad (1.8.78)$$

Принимая $v_{0 \text{ вх}} = v_{0 \text{ вых}}$ и учитывая зависимости (1.8.30) и (1.8.31), после подстановки (1.8.77) и (1.8.78) в (1.8.76) получим

$$\begin{aligned} \overline{\delta T}_{\text{г}} = \lambda_{\text{т вх}} \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* + \lambda_{\text{т вых}} \overline{\delta T}_{\text{вых}}^* + \lambda_{\rho \text{ вх}} \overline{\delta P}_{\text{вх}}^* + \\ + \lambda_{\rho \text{ вых}} \overline{\delta P}_{\text{вых}}^* - \lambda_{\text{G}} \overline{\delta G}. \end{aligned} \quad (1.8.79)$$

$$\text{Здесь } \lambda_{\text{т вх}} = \frac{T_{0 \text{ вх}}^*}{T_{0 \text{ вх}} + T_{0 \text{ вых}}} \left(1 - \frac{1 + \alpha_{\text{вх}}}{1 + 2\alpha_{\text{вх}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ вх}}^2}{RT_{0 \text{ вх}}^*} \right),$$

$$\lambda_{T \text{ Вых}} = \frac{T_{0 \text{ Вых}}^*}{T_{0 \text{ Вх}} + T_{0 \text{ Вых}}} \left(1 - \frac{1 + \alpha_{\text{Вых}}}{1 + 2\alpha_{\text{Вых}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ Вых}}^2}{RT_{0 \text{ Вых}}^*} \right),$$

$$\lambda_{p \text{ Вх}} = \frac{T_{0 \text{ Вх}}^*}{T_{0 \text{ Вх}} + T_{0 \text{ Вых}}} \frac{1}{1 + 2\alpha_{\text{Вх}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ Вх}}^2}{RT_{0 \text{ Вх}}^*}, \quad (1.8.80)$$

$$\lambda_{p \text{ Вых}} = \frac{T_{0 \text{ Вых}}^*}{T_{0 \text{ Вх}} + T_{0 \text{ Вых}}} \frac{1}{1 + 2\alpha_{\text{Вых}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ Вых}}^2}{RT_{0 \text{ Вых}}^*},$$

$$\lambda_G = \frac{T_{0 \text{ Вх}}^*}{T_{0 \text{ Вх}} + T_{0 \text{ Вых}}} \frac{1}{1 + 2\alpha_{\text{Вх}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ Вх}}^2}{RT_{0 \text{ Вх}}^*} +$$

$$+ \frac{T_{0 \text{ Вых}}^*}{T_{0 \text{ Вх}} + T_{0 \text{ Вых}}} \frac{1}{1 + 2\alpha_{\text{Вых}}} \frac{k-1}{k} \frac{v_{0 \text{ Вых}}^2}{RT_{0 \text{ Вых}}^*}.$$

В формулах (1.8.80) через $\alpha_{\text{Вх}}$ и $\alpha_{\text{Вых}}$ обозначены значения, подсчитанные по формуле (1.8.31) соответственно для входного и выходного сечения теплообменника.

Подставляя выражение (1.8.79) в уравнение теплового баланса (1.8.75), окончательно запишем:

$$T_T \frac{d\bar{Q}}{dt} + \bar{Q} = \tau_{Gr} \frac{d\bar{G}}{dt} + K_{Gr} \bar{G} + \tau_{T \text{ Вх}} \frac{d\bar{T}_{\text{Вх}}^*}{dt} + K_{T \text{ Вх}} \bar{T}_{\text{Вх}}^* +$$

$$+ \tau_{T \text{ Вых}} \frac{d\bar{T}_{\text{Вых}}^*}{dt} + K_{T \text{ Вых}} \bar{T}_{\text{Вых}}^* + \tau_{p \text{ Вх}} \frac{d\bar{P}_{\text{Вх}}^*}{dt} + K_{p \text{ Вх}} \bar{P}_{\text{Вх}}^* +$$

$$+ \tau_{p \text{ Вых}} \frac{d\bar{P}_{\text{Вых}}^*}{dt} + K_{p \text{ Вых}} \bar{P}_{\text{Вых}}^* + K_{Gж} \bar{G}_{ж} - K_{Tж} \bar{T}_{ж}. \quad (1.8.81)$$

В уравнении (1.8.81) обозначено:

$$T_T = CM \frac{(T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ СТ}})(T_{0 \text{ СТ}} - T_{0 \text{ Ж}})}{Q_{0 \text{ Т}}(T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ Ж}})},$$

$$\tau_{Gr} = \frac{CM}{Q_{0 \text{ Г}}} [(\beta_{\text{Г}} - \lambda_G) T_{0 \text{ Г}} - \beta_{\text{Г}} T_{0 \text{ СТ}}] \left(1 + \frac{T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ СТ}}}{T_{0 \text{ СТ}} - T_{0 \text{ Ж}}} \right)^{-1},$$

$$K_{Gr} = [\beta_{\text{Г}}(T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ СТ}}) - \lambda_G T_{0 \text{ Г}}] (T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ СТ}})^{-1},$$

$$\tau_{T \text{ Вх}} = CM \lambda_{T \text{ Вх}} \frac{T_{0 \text{ Г}}}{Q_{0 \text{ Г}}} \left(1 + \frac{T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ СТ}}}{T_{0 \text{ СТ}} - T_{0 \text{ Ж}}} \right)^{-1},$$

$$K_{T \text{ Вх}} = T_{0 \text{ Г}} \lambda_{T \text{ Вх}} (T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ Ж}})^{-1},$$

$$\tau_{T \text{ Вых}} = CM \lambda_{T \text{ Вых}} \frac{T_{0 \text{ Г}}}{Q_{0 \text{ Т}}} \left(1 + \frac{T_{0 \text{ Г}} - T_{0 \text{ СТ}}}{T_{0 \text{ СТ}} - T_{0 \text{ Ж}}} \right)^{-1},$$

$$\begin{aligned}
K_{T \text{ вых}} &= T_{0 \Gamma} \lambda_{T \text{ вых}} (T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ж}})^{-1}, \\
\tau_{p \text{ вх}} &= CM \frac{T_{0 \Gamma}}{Q_{0 \Gamma}} \lambda_{p \text{ вх}} \left(1 + \frac{T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \right)^{-1}, \\
K_{p \text{ вх}} &= T_{0 \Gamma} \lambda_{p \text{ вх}} (T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ж}})^{-1}, \\
\tau_{p \text{ вых}} &= CM \frac{T_{0 \Gamma}}{Q_{0 \Gamma}} \lambda_{p \text{ вых}} \left(1 + \frac{T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ст}}}{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}} \right)^{-1}, \\
K_{p \text{ вых}} &= T_{0 \Gamma} \lambda_{p \text{ вых}} (T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ж}})^{-1}, \\
K_{G \text{ ж}} &= \beta_{\text{ж}} \left(\frac{T_{0 \text{ ст}} - T_{0 \text{ ж}}}{T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ж}}} \right), \quad K_{T \text{ ж}} = T_{\text{ж}} (T_{0 \Gamma} - T_{0 \text{ ж}})^{-1}.
\end{aligned}$$

Расход газа на входе и выходе из теплообменника принят одинаковым, т. е.

$$\overline{\delta G}_{\text{вх}} = \overline{\delta G}_{\text{вых}} = \overline{\delta G}. \quad (1.8.82)$$

Ввиду большой сложности расчета потерь полного давления в теплообменнике, которые зависят от параметров газовой смеси на входе в теплообменник, расхода газа, а также температуры и расхода охлаждающей жидкости, имеет смысл для построения уравнений связи между отклонениями параметров использовать экспериментальные зависимости типа

$$p_{\text{вых}}^* = p_{\text{вых}}^* (p_{\text{вх}}^*, T_{\text{вх}}^*, G, G_{\text{ж}}, T_{\text{ж}}). \quad (1.8.83)$$

Линеаризуя экспериментальную зависимость, можно получить

$$\overline{\delta p}_{\text{вых}}^* = \psi_{1p} \overline{\delta p}_{\text{вх}}^* + \psi_{1T} \overline{\delta T}_{\text{вх}}^* + \psi_{1G} \overline{\delta G} + \psi_{G\text{ж}} \overline{\delta G}_{\text{ж}} + \psi_{T\text{ж}} \overline{\delta T}_{\text{ж}}, \quad (1.8.84)$$

где

$$\psi_{1p} = \frac{p_{0 \text{ вх}}^*}{p_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial p_{\text{вых}}^*}{\partial p_{\text{вх}}^*} \right)_0; \quad \psi_{1T} = \frac{T_{0 \text{ вх}}^*}{p_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial p_{\text{вых}}^*}{\partial T_{\text{вх}}^*} \right)_0; \quad \psi_{1G} = \frac{G_0}{p_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial p_{\text{вых}}^*}{\partial G} \right)_0;$$

$$\psi_{G\text{ж}} = \frac{G_{0 \text{ ж}}}{p_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial p_{\text{вых}}^*}{\partial G_{\text{ж}}} \right)_0; \quad \psi_{T\text{ж}} = \frac{T_{0 \text{ ж}}}{p_{0 \text{ вых}}^*} \left(\frac{\partial p_{\text{вых}}^*}{\partial T_{\text{ж}}} \right)_0.$$

Уравнения (1.8.66), (1.8.81), (1.8.82) и (1.8.84) образуют систему уравнений теплообменника.

1.9. ЕМКОСТНЫЕ СВОЙСТВА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО КОНТУРА БЫСТРОПРОТОЧНОГО ЛАЗЕРА

Массовый расход газовой смеси, входящий как параметр в уравнения динамики элементов контура, при прочих равных условиях определяется величиной массы газовой смеси в объеме

контура. Величина массы газа, в свою очередь, зависит от характеристик систем напуска газа и вакуумирования контура. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Очевидно соотношение

$$G = \frac{M_r}{t_n}. \quad (1.9.1)$$

Здесь M_r — масса газовой смеси в объеме контура;

$$t_n = \int_0^l \frac{dl}{v} \quad (1.9.2)$$

— время пробега частицы газа по контуру длиной l ; v — скорость газа. Из (1.9.1) следует

$$\overline{\delta G} = \overline{\delta M_r} - \overline{\delta t_n}. \quad (1.9.3)$$

Определение $\overline{\delta t_n}$ проведем исходя из зависимости

$$(t_{n0} + \delta t_n) = \int_0^l \frac{dl}{v_0 + \delta v}, \quad (1.9.4)$$

$$\text{но } \int_0^l \frac{dl}{v_0 + \delta v} \approx \int_0^l \frac{1}{v_0} \left(1 - \frac{\delta v}{v_0}\right) dl.$$

Отсюда

$$\delta t_n = - \int_0^l \frac{dv}{v_0} \frac{1}{v_0} dl. \quad (1.9.5)$$

Полагая, что при малых отклонениях параметров закон распределения скорости по длине контура остается неизменным и соответствует закону распределения на стационарном режиме, будем иметь $\frac{\delta v}{v_0} = \text{const}$ и

$$\overline{\delta t_n} = -\overline{\delta v}, \quad (1.9.6)$$

что непосредственно следует из (1.9.5), поскольку

$$\int_0^l \frac{dl}{v_0} = t_{n0}.$$

Подставив (1.9.6) в (1.9.3), получим

$$\overline{\delta G} = \overline{\delta M_r} + \overline{\delta v}. \quad (1.9.7)$$

Малые отклонения скорости потока от стационарного режима связаны с отклонениями других параметров потока газа соотношением (1.8.30). Используя это соотношение, можно записать

$$\overline{\delta M}_r = \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \overline{\delta G} + \frac{1}{1+2\alpha} \overline{\delta P^*} - \frac{1+\alpha}{1+2\alpha} \overline{\delta T^*}. \quad (1.9.8)$$

Приращение массы газа $\overline{\delta M}_r$ определяется из уравнения неразрывности, записанного для системы вентиляции контура:

$$\frac{dM_r}{dt} = m_{вх} - m_{вых}, \quad (1.9.9)$$

где $m_{вх}$ — секундный массовый расход газовой смеси в газовый контур из системы напуска; $m_{вых}$ — секундный массовый расход из газового контура через систему вакуумирования.

Для относительных малых отклонений уравнение (1.9.9) принимает вид

$$\frac{d\overline{\delta M}_r}{dt} = \frac{m_{вх0}}{M_{r0}} \overline{\delta m}_{вх} - \frac{m_{вых0}}{M_{r0}} \overline{\delta m}_{вых}. \quad (1.9.10)$$

Индексом «0» обозначены значения параметров, соответствующих стационарному режиму.

Детальную связь $\overline{\delta m}_{вх}$ и $\overline{\delta m}_{вых}$ с параметрами газовой смеси в контуре и характеристиками системы вентиляции можно установить, рассмотрев возможные схемы обновления смеси в контуре. Четыре возможных варианта схем показаны на рис. 1.9.

Вариант «а» представляет совокупность трех газовых линий, подающих компоненты рабочей смеси в газодинамический контур, и линию сброса отработавших газов с расходной шайбой. За внешней простотой рассматриваемой системы скрывается сложность реализации заданных уровня давления и соотношения компонентов смеси.

Вариант «б» отличается от ранее рассмотренного тем, что на входе в контур организовано предварительное смешение компонентов в заданном объемном или массовом соотношении с помощью смесительной камеры. Предлагаемый вариант может применяться при ограниченном числе устройств, предназначенных для автоматического регулирования параметров.

В варианте «в» предлагается осуществлять активную, т.е. с применением регулятора давления стабилизацию давления в лазерном контуре. При этом регулятор или его исполнительная часть в случае использования регуляторов непрямого действия устанавливается на линии предварительно смешанных рабочих компонентов рабочей смеси. Выходная линия нагружена на расходный дроссель, задающий уровень расхода газовой смеси, вентилирующей контур. При этом устройство регулирования называется регулятором давления «после себя».

В последнем из вариантов (вариант «г») на линии напуска свежей смеси устанавливается расходный дроссель, ограничивающий расход свежей смеси при заданном перепаде давления на дросселе. Регулятор давления или его исполнительная часть устанавливается на линии сброса газовой смеси из лазерного

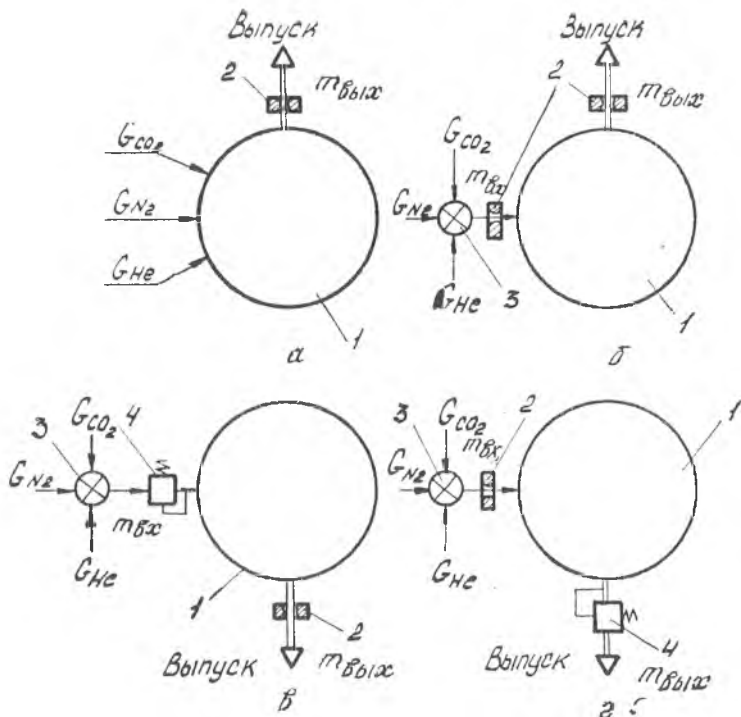


Рис. 1.9. Возможные схемы вентиляции газодинамического контура:
 1 — газодинамический контур; 2 — расходная шайба; 3 — смеситель; 4 — регулятор давления

контура. При этом регулирующее устройство будет называться регулятором давления «до себя».

Анализируя рассмотренные варианты систем газообновления, можно сделать вывод о том, что наиболее рационален вариант «в». В этом случае регулятор или исполнительный орган устанавливается в линии с более высоким давлением и будет иметь меньшие габариты по сравнению с вариантом «г».

1.10. СИСТЕМА РАСЧЕТНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО КОНТУРА БЫСТРОПРОТОЧНОГО ЛАЗЕРА КАК ОБЪЕКТА УПРАВЛЕНИЯ

При известных динамических свойствах отдельных элементов задача исследования контура как объекта управления сводится к составлению и последующему решению системы уравнений, включающей соотношения, описывающие составляющие элементы и граничные условия. Составим систему расчетных уравне-

ний на примере контура, схема которого показана на рис. 1.10. Индексы «вх» и «вых» в уравнениях динамики элементов будем заменять соответствующими цифровыми обозначениями сечений.

1. Компрессор

$$T_k \frac{d\bar{n}}{dt} + \bar{n} = \varphi_p \bar{\delta P}_1^* - \varphi_p \bar{\delta P}_2^* - \varphi_G \bar{\delta G}_1 - \varphi_G \bar{\delta T}_1^*,$$

$$\bar{\delta P}_2^* = \varphi_{1p} \bar{\delta P}_1^* + \varphi_{1n} \bar{\delta n} - \varphi_{1G} \bar{\delta G}_1 - \varphi_{1T} \bar{\delta T}_1^*,$$

$$\bar{\delta T}_2^* = \bar{\delta T}_1^* + \varphi_T \bar{\delta P}_2^* - \varphi_T \bar{\delta P}_1^*.$$
(1.10.1)

2. Диффузор

$$\bar{\delta T}_3^* = \bar{\delta T}_2^*, \quad \bar{\delta G}_3 = \bar{\delta G}_2,$$

$$\bar{\delta P}_3^* = \beta_{\partial p 23} \bar{\delta P}_2^* - \beta_{\partial T 23} \bar{\delta T}_2^* - \beta_{\partial G 23} \bar{\delta G}_2.$$
(1.10.2)

3. Канал постоянного сечения

$$\bar{\delta T}_4^* = \bar{\delta T}_3^*, \quad \bar{\delta G}_4 = \bar{\delta G}_3, \quad \bar{\delta P}_4^* = \bar{\delta P}_3^*.$$
(1.10.3)

4. Конфузор

$$\bar{\delta T}_5^* = \bar{\delta T}_4^*, \quad \bar{\delta G}_5 = \bar{\delta G}_4,$$

$$\bar{\delta P}_5^* = \beta_{kp 45} \bar{\delta P}_4^* - \beta_{kT 45} \bar{\delta T}_4^* - \beta_{kG 45} \bar{\delta G}_4.$$
(1.10.4)

5. Разрядная камера

$$\bar{\delta G}_6 = \bar{\delta G}_5,$$

$$\bar{\delta P}_6^* = \gamma_p \bar{\delta P}_5^* + \gamma_T \bar{\delta T}_5^* + \gamma_G \bar{\delta G}_5 + \gamma_Q \gamma_I \bar{\delta I},$$

$$\bar{\delta T}_6^* = \gamma_{1T} \bar{\delta T}_5^* + \gamma_{1I} \bar{\delta I} - \gamma_{1G} \bar{\delta G}_5.$$
(1.10.5)

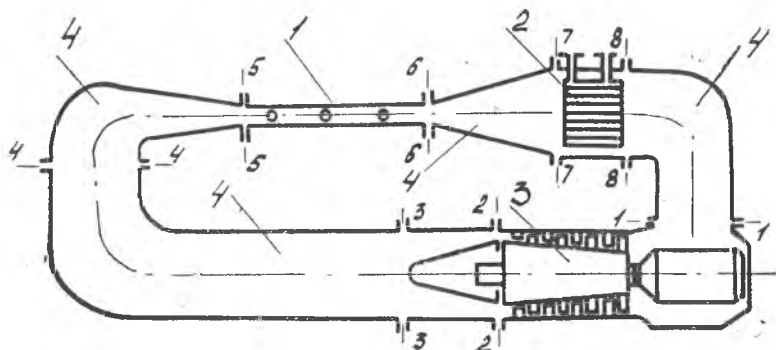


Рис. 1.10. Принципиальная схема газодинамического контура:
1 — разрядная камера; 2 — теплообменник; 3 — вентилятор; 4 — соединительные каналы газодинамического контура

6. Диффузор

$$\begin{aligned} \overline{\delta T}_7^* &= \overline{\delta T}_6^*, \quad \overline{\delta G}_7 = \overline{\delta G}_6, \\ \overline{\delta P}_7^* &= \beta_{\partial p_{67}} \overline{\delta P}_6^* - \beta_{\partial \tau_{67}} \overline{\delta T}_6^* - \beta_{\partial G_{67}} \overline{\delta G}_6. \end{aligned} \quad (1.10.6)$$

7. Теплообменник

$$\begin{aligned} \overline{\delta G}_8 &= \overline{\delta G}_7, \\ \overline{\delta T}_8^* &= \psi_\tau \overline{\delta T}_7^* + \psi_G \overline{\delta G}_7 - \psi_Q \overline{\delta Q}_\tau, \\ T_\tau \frac{d\overline{\delta Q}_\tau}{dt} + \overline{\delta Q}_\tau &= \tau_G \frac{d\overline{\delta G}_7}{dt} + K_{Gr} \overline{\delta G}_7 + \tau_{r7} \frac{d\overline{\delta T}_7^*}{dt} + K_{r7} \overline{\delta T}_7^* + \\ &+ \tau_{r8} \frac{d\overline{\delta T}_8^*}{dt} + K_{r8} \overline{\delta T}_8^* + \tau_{p7} \frac{d\overline{\delta P}_7^*}{dt} + K_{p7} \overline{\delta P}_7^* + \tau_{p8} \frac{d\overline{\delta P}_8^*}{dt} + \\ &+ K_{p8} \overline{\delta P}_8^* + K_{ж} \overline{\delta Q}_{ж} - K_{тж} \overline{\delta T}_{ж}, \\ \overline{\delta P}_8^* &= \psi_{1p} \overline{\delta P}_7^* + \psi_{1r} \overline{\delta T}_7^* + \psi_{1G} \overline{\delta G}_7 + \psi_{Qж} \overline{\delta Q}_{ж} + \psi_{тж} \overline{\delta T}_{ж}. \end{aligned} \quad (1.10.7)$$

8. Канал постоянного сечения¹

$$\overline{\delta T}_1^* = \overline{\delta T}_8^*, \quad \overline{\delta G}_1 = \overline{\delta G}_8, \quad \overline{\delta P}_1^* = \overline{\delta P}_8^*. \quad (1.10.8)$$

В формулах (1.10.2), (1.10.4)...(1.10.6) двойные индексы у коэффициентов β обозначают номер участка, для которого рассчитывается коэффициент.

К записанным уравнениям динамики элементов необходимо добавить уравнения контура как газовой емкости.

9. Уравнения контура как газовой емкости

$$\begin{aligned} \overline{\delta M}_r &= \frac{2\alpha}{1+\alpha} \overline{\delta G} + \frac{1}{1+2\alpha} \overline{\delta P}^* - \frac{1+\alpha}{1+2\alpha} \overline{\delta T}^*, \\ \frac{d\overline{\delta M}_r}{dt} &= \frac{m_{вх0}}{M_{r0}} \overline{\delta m}_{вх} - \frac{m_{вх0}}{M_{r0}} \overline{\delta m}_{вых}. \end{aligned} \quad (1.10.9)$$

В соответствии с принятыми допущениями уравнения (1.10.9) могут быть записаны для любого сечения контура. Более удобным оказывается то сечение, в котором подводится или отводится газ. Так, если газ отводится в сечении 1 , то уравнения следует записать так:

$$\begin{aligned} \overline{\delta M}_r &= \frac{2\alpha_1}{1+\alpha_1} \overline{\delta G}_1 + \frac{1}{1+2\alpha_1} \overline{\delta P}_1^* - \frac{1+\alpha_1}{1+2\alpha_1} \overline{\delta T}_1^*, \\ \frac{d\overline{\delta M}_r}{dt} &= \frac{m_{вх0}}{M_{r0}} \overline{\delta m}_{вх} - \frac{m_{вх}}{M_{r0}} \overline{\delta m}_{вых}. \end{aligned} \quad (1.10.10)$$

¹ Уравнения связи для каналов постоянного сечения записаны в пренебрежении гидравлическими потерями.

Через α_1 в уравнении обозначено значение α , рассчитанное по формуле (1.8.31) для сечения 1. Если предположить, что газовая смесь подается в контур и отводится из него по схеме рис. 1.9, а при сверхкритическом перепаде, то можно записать:

$$m_{\text{вх}} = \frac{P_n^* F_p}{V T_n^*} \varphi(k, R),$$

$$m_{\text{вых}} = \frac{P_1^* F_{\partial p}}{V T_1^*} \varphi(k, R),$$
(1.10.11)

где P_n^* , T_n^* — полные давление и температура газа на входе в регулятор системы напуска; F_p , $F_{\partial p}$ — соответственно площади проходного сечения регулятора системы напуска и дросселя системы вакуумирования; $\varphi(k, R)$ — функция газодинамических параметров. При $P_n^* = \text{const}$, $T_n^* = \text{const}$, $F_{\partial p} = \text{const}$ имеем:

$$\overline{\delta m_{\text{вх}}} = \overline{\delta F_p},$$
(1.10.12)

$$\overline{\delta m_{\text{вых}}} = \overline{\delta P_1^*} - \frac{1}{2} \overline{\delta T_1^*}.$$
(1.10.13)

Второе уравнение подсистемы (1.10.10) запишем в виде

$$\frac{d\overline{\delta M_r}}{dt} = \frac{m_{\text{вх0}}}{M_{r0}} \overline{\delta F_p} - \frac{m_{\text{вх0}}}{M_{r0}} \left(\overline{\delta P_1^*} - \frac{1}{2} \overline{\delta T_1^*} \right),$$
(1.10.14)

где $\overline{\delta F_p}$ — относительное отклонение площади проходного сечения регулятора системы напуска.

Свертывание системы расчетных уравнений (1.10.1) — (1.10.10) дает возможность записать уравнения связи между регулируемой величиной (например, давлением газовой смеси в одном из сечений контура или оборотами компрессора) и возмущающими воздействиями (например, током разряда, расходом охлаждающей жидкости, изменением площади проходного сечения регулятора системы напуска газа и т. п.).

Операция свертывания значительно упрощается при записи системы расчетных уравнений в операторной форме. В этом случае она сводится к решению системы алгебраических уравнений.

Рассмотрим операцию свертывания упрощенной системы уравнений контура, которая получена из системы (1.10.1) — (1.10.10) в пренебрежении потерями полного давления по всем элементам тракта, кроме разрядной камеры, в предположении о безынерционности процессов теплообмена и принятии δQ_T за внешнее воздействие.

Система в операторной форме имеет вид:

$$1. (T_k p + 1) \overline{\delta n} = \varphi_p \overline{\delta P_1^*} - \varphi_p \overline{\delta P_2^*} - \varphi_G \overline{\delta G_1} - \varphi_G \overline{\delta T_1^*},$$

$$2. \overline{\delta P_2^*} = \varphi_{1p} \overline{\delta P_1^*} + \varphi_{1n} \overline{\delta n} - \varphi_{1G} \overline{\delta G_1} - \varphi_{1T} \overline{\delta T_1^*},$$

3. $\overline{\delta T}_2^* = \overline{\delta T}_1^* + \varphi_{1\tau} \overline{\delta P}_2^* - \varphi_\tau \overline{\delta P}_1^*$,
4. $\overline{\delta G}_2 = \overline{\delta G}_1$,
5. $\overline{\delta T}_3^* = \overline{\delta T}_2^*$,
6. $\overline{\delta P}_3^* = \overline{\delta P}_2^*$,
7. $\overline{\delta G}_3 = \overline{\delta G}_2$,
8. $\overline{\delta T}_4^* = \overline{\delta T}_3^*$,
9. $\overline{\delta P}_4^* = \overline{\delta P}_3^*$,
10. $\overline{\delta G}_4 = \overline{\delta G}_3$,
11. $\overline{\delta T}_5^* = \overline{\delta T}_4^*$,
12. $\overline{\delta P}_5^* = \overline{\delta P}_4^*$,
13. $\overline{\delta G}_5 = \overline{\delta G}_4$,
14. $\overline{\delta T}_6^* = \gamma_{1\tau} \overline{\delta T}_5^* + \gamma_{1l} \overline{\delta I} - \gamma_{1G} \overline{\delta G}_5$, (1.10.15)
15. $\overline{\delta P}_6^* = \gamma_\rho \overline{\delta P}_5^* + \gamma_\tau \overline{\delta T}_5^* + \gamma_6 \overline{\delta G}_5 + \gamma_Q \gamma_l \overline{\delta I}$,
16. $\overline{\delta G}_6 = \overline{\delta G}_5$,
17. $\overline{\delta T}_7^* = \overline{\delta T}_6^*$,
18. $\overline{\delta P}_7^* = \overline{\delta P}_6^*$,
19. $\overline{\delta G}_7 = \overline{\delta G}_6$,
20. $\overline{\delta T}_8^* = \psi_\tau \overline{\delta T}_7^* + \psi_G \overline{\delta G}_7 - \psi_Q \overline{\delta Q}_\tau$,
21. $\overline{\delta P}_8 = \overline{\delta P}_7$,
22. $\overline{\delta G}_8 = \overline{\delta G}_7$,
23. $\overline{\delta T}_1^* = \overline{\delta T}_8^*$,
24. $\overline{\delta P}_1^* = \overline{\delta P}_8^*$,
25. $\overline{\delta G}_1 = \overline{\delta G}_8$,
26. $\overline{\delta M}_r = \frac{2\alpha_1}{1 + \alpha_1} \overline{\delta G}_1 - \frac{1}{1 + 2\alpha_1} \overline{\delta P}_1^* - \frac{1 + \alpha_1}{1 + 2\alpha_1} \overline{\delta T}_1^*$,
27. $p \delta M_r = \frac{m_{\text{Bx0}}}{M_{r0}} \overline{\delta F}_p - \frac{m_{\text{Bx0}}}{M_{r0}} \left(\overline{\delta P}_1^* - \frac{1}{2} \overline{\delta T}_1^* \right)$.

Исключая промежуточные переменные, сведем систему уравнений (1.10.15) к следующей:

$$\begin{aligned}
 (T_{\kappa} p + 1) \overline{\delta n} - \varphi_p \overline{\delta P_1^*} + \varphi_p \overline{\delta P_5^*} + \varphi_G \overline{\delta G} + \varphi_G \overline{\delta T_1^*} &= 0, \\
 \varphi_{1n} \overline{\delta n} - \varphi_{1p} \overline{\delta P_1^*} + \overline{\delta P_5^*} + \varphi_{1G} \overline{\delta G} + \varphi_{1\tau} \overline{\delta T_1^*} &= 0, \\
 \varphi_{\tau} \overline{\delta P_1^*} - \varphi_{\tau} \overline{\delta P_5^*} - \overline{\delta T_1^*} + \overline{\delta T_5^*} &= 0, \\
 \gamma_{1G} \overline{\delta G} - \gamma_{1\tau} \overline{\delta T_5^*} + \overline{\delta T_6^*} &= \gamma_{1I} \overline{\delta I}, \\
 \overline{\delta P_1^*} - \gamma_p \overline{\delta P_5^*} - \gamma_G \overline{\delta G} - \gamma_{\tau} \overline{\delta T_5^*} &= \gamma_Q \gamma_I \overline{\delta I}, \\
 \psi_G \overline{\delta G} - \overline{\delta T_1^*} + \psi_{\tau} \overline{\delta T_6^*} &= \psi_Q \overline{\delta Q_{\tau}}, \\
 (t_p p + l_p) \overline{\delta P_1^*} + p \overline{\delta G} - (t_{\tau} p + l_{\tau}) \overline{\delta T_1^*} &= l_F \overline{\delta F_p},
 \end{aligned} \tag{1.10.16}$$

где $t_p = \frac{1 + \alpha}{2\alpha(1 + 2\alpha)}$; $l_p = \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \frac{m_{\text{ввх}}}{M_{\text{г0}}}$; $t_{\tau} = \frac{(1 + \alpha)^2}{2\alpha(1 + 2\alpha)}$;

$$l_{\tau} = \frac{1 + \alpha}{4\alpha} \frac{m_{\text{вх0}}}{M_{\text{г0}}}; \quad l_F = \frac{1 + \alpha}{2\alpha} \frac{m_{\text{вх0}}}{M_{\text{г0}}}.$$

Решая систему (1.10.16), например относительно $\overline{\delta P_1^*}$, можно записать

$$\overline{\delta P_1^*} = \frac{\Delta_{p1}}{\Delta}, \tag{1.10.17}$$

при этом

$$\Delta = \begin{vmatrix}
 T_{\kappa} p + 1 & -\varphi_p & \varphi_p & \varphi_G & \varphi_G & 0 & 0 \\
 \varphi_{1n} & -\varphi_{1p} & 1 & \varphi_{1G} & \varphi_{1\tau} & 0 & 0 \\
 0 & \varphi_{\tau} & -\varphi_{\tau} & 0 & -1 & 1 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & \gamma_{1G} & 0 & \gamma_{1\tau} & 1 \\
 0 & 1 & -\gamma_p & -\gamma_G & 0 & -\gamma_{\tau} & 0 \\
 0 & 0 & 0 & \psi_G & -1 & 0 & \psi_{\tau} \\
 0 & t_p p + l_p & 0 & p & t_{\tau} p + l_{\tau} & 0 & 0
 \end{vmatrix} \tag{1.10.18}$$

и

$$\Delta_{p1} = \begin{vmatrix}
 T_{\kappa} p + 1 & 0 & \varphi_p & \varphi_G & \varphi_G & 0 & 0 \\
 \varphi_{1n} & 0 & 1 & \varphi_{1G} & \varphi_{1\tau} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & -\varphi_{\tau} & 0 & -1 & 1 & 0 \\
 0 & \gamma_{1I} \overline{\delta I} & 0 & \gamma_{1G} & 0 & \gamma_{1\tau} & 1 \\
 0 & \gamma_Q \gamma_I \overline{\delta I} & -\gamma_p & -\gamma_G & 0 & -\gamma_{\tau} & 0 \\
 0 & \psi_Q & 0 & \psi_G & -1 & 0 & \psi_{\tau} \\
 0 & l_F & 0 & p & t_{\tau} p + l_{\tau} & 0 & 0
 \end{vmatrix} \tag{1.10.19}$$

Раскрывая определители, получим уравнение

$$(a_0 p^3 + a_1 p^2 + a_2 p + a_3) \overline{\delta P_1^*} = (b_0 p^2 + b_1 p + b_2) \overline{\delta F_p} + \\ + (c_0 p^3 + c_1 p^2 + c_2 p + c_3) \overline{\delta I} + (d_0 p^3 + d_1 p^2 + d_2 p) \overline{\delta Q}, \quad (1.10.20)$$

Коэффициенты a_i, b_i, c_i, d_i соответствующим образом выражаются через элементы определителей. Полученное уравнение дает возможность совместно с уравнениями, описывающими динамику систем управления током в разрядной камере, систем напуска и вакуумирования контура, оценить устойчивость системы и качество переходных процессов в контуре.

1.11. ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ТРАКТА ЛАЗЕРА С МЕДЛЕННОЙ ПРОКАЧКОЙ ГАЗА

В отличие от быстропроточного лазера, в лазере с медленной прокачкой обеспечение необходимой температуры рабочей среды осуществляется не путем замены нагретой порции газа новой, а за счет отвода тепла к охлаждаемой стенке, т. е. диффузионного охлаждения. Принципиальная схема газового тракта лазера «Кардамон», имеющего диффузионное охлаждение, показана на рис. 1.11.

При оценке динамических свойств газового тракта рассматриваемого типа достаточно учитывать его аккумулирующие возможности как газовой и тепловой емкостей.

Для определения приращения массы газа δM_r в тракте воспользуемся уравнением (1.9.10) и уравнением состояния

$$P_k V = M_r R T_k, \quad (1.11.1)$$

где P_k — давлением газовой смеси в тракте; V — объем газового тракта; R — газовая постоянная; T_k — температура газовой смеси.

Использование уравнения (1.11.1) оказывается возможным в предположении постоянства по длине тракта давления и температуры газа, а также равенства нулю скорости газовой смеси. Последнее условие дает возможность принять $P_k = P_k^*$ и $T_k = T_k^*$.

Непосредственно из (1.11.1) следует

$$\overline{\delta M_r} = \overline{\delta P_k} - \overline{\delta T_k}. \quad (1.11.2)$$

Подставляя (1.11.2) в (1.9.10), получим

$$\frac{d \overline{\delta P_k}}{dt} - \frac{d \overline{\delta T_k}}{dt} = \frac{m_{\text{ВХО}}}{M_{r0}} \overline{\delta m_{\text{ВХ}}} - \frac{m_{\text{ВЫХО}}}{M_{r0}} \overline{\delta m_{\text{ВЫХ}}}. \quad (1.11.3)$$

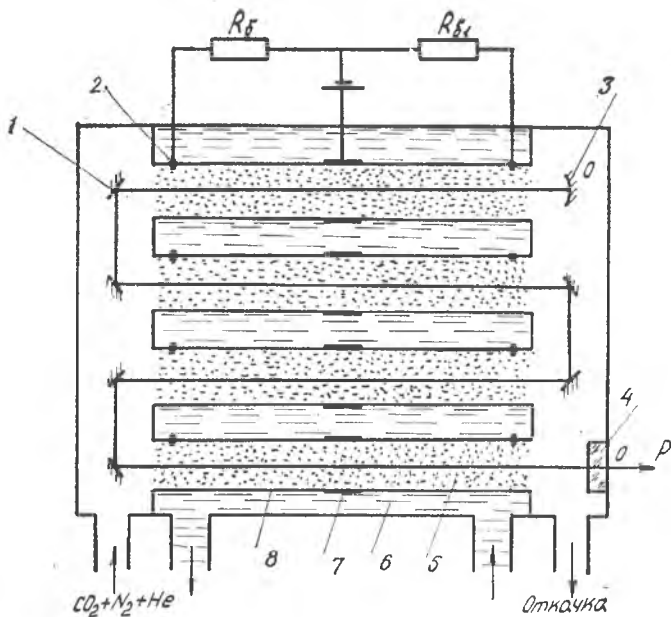


Рис. 1.11. Принципиальная схема лазера с диффузионным охлаждением рабочей среды:

0-0 — оптическая ось; P — выходящее излучение; 1 — плоское поворотное зеркало; 2 — катод; 3 — сферическое зеркало; 4 — выходное окно; 5 — активная среда — зона разряда; 6 — охлаждающая жидкость; 7 — анод; 8 — стеклянная труба

В отличие от предыдущего случая, будем полагать, что газовая смесь подается в тракт и отводится из него при докритическом перепаде, т. е.

$$m_{\text{вх}} = F_p P_6 \sqrt{\frac{2k}{(k-1)RT_6} \left[\left(\frac{P_k}{P_6} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_k}{P_6} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (1.11.4)$$

$$m_{\text{вых}} = F_{\text{др}} P_k \sqrt{\frac{2k}{(k-1)RT_k} \left[\left(\frac{P_v}{P_k} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_v}{P_k} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (1.11.5)$$

В формулах (1.11.4), (1.11.5) обозначено: P_6, T_6 — давление и температура газовой смеси на входе в регулятор системы, напуска; P_v — давление в системе вакуумирования (давление за дросселем — ограничителем расхода).

Будем полагать постоянными P_6, T_6 и P_v , тогда, линеаризуя выражения (1.11.4) и (1.11.5), получим для малых относительных отклонений

$$\overline{\delta m_{\text{вх}}} - \overline{\delta m_{\text{вых}}} = \overline{\delta F_p} + \frac{1}{2} \overline{\delta T_k} - K_p \overline{\delta P_k}, \quad (1.11.6)$$

где

$$K_p = \frac{1}{2} \frac{\frac{k+1}{k} \left(\frac{P_k}{P_6}\right)_0^{\frac{k+1}{k}} - \frac{2}{k} \left(\frac{P_k}{P_6}\right)_0^{\frac{2}{k}}}{\left(\frac{P_k}{P_6}\right)_0^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_k}{P_6}\right)_0^{\frac{k+1}{k}}} +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{\frac{k-1}{k} \left[2 \left(\frac{P_v}{P_k}\right)_0^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_v}{P_k}\right)_0^{\frac{k+1}{k}} \right]}{\left(\frac{P_v}{P_k}\right)_0^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_v}{P_k}\right)_0^{\frac{k+1}{k}}}.$$

С учетом (1.11.6) уравнение (1.11.3) запишем в форме

$$\tau_p \frac{d\overline{\delta P_k}}{dt} + \overline{\delta P_k} = K_F \overline{\delta F_p} + \tau_p \frac{d\overline{\delta T_k}}{dt} + 0,5 K_F \overline{\delta T_k}, \quad (1.11.7)$$

где

$$\tau_p = \frac{M_{r0} K_p}{m_{\text{вх0}}}; \quad K_F = \frac{1}{K_p}.$$

Для упрощения расчетных зависимостей описание процессов теплообмена в тракте будем производить в сосредоточенных параметрах. Уравнение теплового баланса имеет вид

$$C_p M_r \frac{dT_k}{dt} = Q_T - Q_{\text{ж}}, \quad (1.11.8)$$

где C_p — удельная теплоемкость газовой смеси при постоянном давлении; Q_T — количество тепла, подводимое к газовой смеси, $Q_{\text{ж}}$ — количество тепла, отдаваемое охлаждающей жидкости.

Для малых относительных отклонений параметров уравнение (1.11.8) можно записать так:

$$C_p M_{r0} \frac{d\overline{\delta T_k}}{dt} = \frac{Q_{T0}}{T_{0\text{ж}}} (\overline{\delta Q_T} - \overline{\delta Q_{\text{ж}}}), \quad (1.11.9)$$

где Q_{T0} , $T_{0\text{ж}}$ — количество тепла, подводимого к газу, и температура газа на стационарном режиме.

Будем полагать $Q_T = Q_T(I)$, где I — ток разряда, тогда

$$\overline{\delta Q_T} = \frac{I_0}{Q_{T0}} \left(\frac{\partial Q_T}{\partial I} \right)_0 \overline{\delta I}. \quad (1.11.10)$$

С учетом (1.11.10) уравнение (1.11.9) приведем к следующему виду:

$$C_p M_{г0} \frac{d\bar{\delta T}_к}{dt} = \frac{I_0}{T_{0к}} \left(\frac{\partial Q_{г}}{\partial I} \right)_0 \bar{\delta I} - \frac{Q_{т0}}{T_{0к}} \bar{\delta Q}_{ж}. \quad (1.11.11)$$

При определении количества тепла, передаваемого от газовой смеси к охлаждающей жидкости, пренебрежем тепловым сопротивлением стенки и ее аккумулирующими возможностями тепла. Температуру охлаждающей жидкости будем принимать равной средней между входным и выходным сечениями.

Принятые условия дают возможность записать два следующих уравнения:

$$Q_{ж} = \alpha_{г} F_{г} (T_{к} - T_{ст}), \quad (1.11.12)$$

$$Q_{ж} = \alpha_{ж} F_{ж} (T_{ст} - T_{ж}), \quad (1.11.13)$$

где $\alpha_{г}$, $\alpha_{ж}$ — соответственно коэффициенты теплоотдачи от газа к стенке и от стенки к жидкости; $F_{г}$, $F_{ж}$ — площади поверхностей теплообмена с газом и жидкостью; $T_{ж}$, $T_{ст}$ — температура охлаждающей жидкости и стенки.

Решая совместно (1.11.12) и (1.11.13), получим

$$Q_{ж} = \frac{\alpha_{г} \alpha_{ж} F_{г} F_{ж}}{\alpha_{г} F_{г} + \alpha_{ж} F_{ж}} (T_{к} - T_{ж}). \quad (1.11.14)$$

В соответствии с (1.11.14) для малых относительных отклонений при условии $\alpha_{г} = \text{const}$, $\alpha_{ж} = \text{const}$ будем иметь:

$$\bar{\delta Q}_{ж} = \frac{T_{0к}}{T_{0к} - T_{ж0}} \bar{\delta T}_{к} - \frac{T_{ж0}}{T_{0к} - T_{ж0}} \bar{\delta T}_{ж}. \quad (1.11.15)$$

Подставив полученное выражение для $\bar{\delta Q}_{ж}$ в уравнение (1.11.11), приведем его к виду

$$C_p M_{г0} \frac{d\bar{\delta T}_к}{dt} = \frac{I_0}{T_{0к}} \left(\frac{\partial Q_{г}}{\partial I} \right)_0 \bar{\delta I} - \frac{Q_0}{T_{0к} - T_{ж0}} \bar{\delta T}_к + \frac{T_{ж}}{T_{0к}} \frac{Q_0}{T_{0к} - T_{ж0}} \bar{\delta T}_{ж}. \quad (1.11.16)$$

Вводя обозначения

$$\tau_{т} = \frac{C_p M_{г0}}{Q_0} (T_{0к} - T_{ж0}), \quad K_I = \frac{I_0}{T_0} \left(\frac{\partial Q_{г}}{\partial I} \right)_0 \frac{T_{0к} - T_{ж0}}{Q_0}, \quad K_T = \frac{T_{ж0}}{T_{0к}},$$

уравнение (1.11.16) преобразуем к следующему:

$$\tau_{т} \frac{d\bar{\delta T}_к}{dt} + \bar{\delta T}_к = K_I \bar{\delta I} + K_T \bar{\delta T}_{ж}. \quad (1.11.17)$$

Система из двух уравнений (1.11.7) и (1.11.17) описывает динамику газового тракта лазера с диффузионным охлаждением

ем в малых отклонениях. Решая систему, получим уравнения движения по каждому из параметров. Так, для отклонений давления уравнение будет таково:

$$\begin{aligned} & \tau_p \tau_T \frac{d^2 \delta \bar{P}_k}{dt^2} + (\tau_p + \tau_T) \frac{d \delta \bar{P}_k}{dt} + \delta \bar{P}_k = K_F \tau_T \frac{d \delta \bar{F}_p}{dt} + K_F \delta \bar{F}_p + \\ & + K_I \tau_p \frac{d \delta \bar{I}}{dt} + 0,5 K_F K_I \delta \bar{I} + K_T \tau_p \frac{d \delta \bar{T}_ж}{dt} + 0,5 K_T K_F \delta \bar{T}_ж. \end{aligned} \quad (1.11.18)$$

В операторной форме записи имеем:

$$\begin{aligned} & [\tau_p \tau_T p^2 + (\tau_p + \tau_T) p + 1] \delta \bar{P}_k = K_F (\tau_T p + 1) \delta \bar{F}_p + \\ & + K_I (\tau_p p + 0,5 K_F) \delta \bar{I} + K_T (\tau_p p + 0,5 K_F) \delta \bar{T}_ж. \end{aligned} \quad (1.11.19)$$

Из рассмотрения полученного уравнения следует, что изменение давления в тракте (можно показать и температуры) зависят не только от величины переменных, характеризующих внешние воздействия, но и от скорости их изменения. Для того, чтобы давление в тракте не превышало определенной величины, в процессе неустановившегося движения необходимо ограничивать не только величины $\delta \bar{F}_p$, $\delta \bar{I}$, $\delta \bar{T}_ж$, но и скорости их изменения.

1.12. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ЛАЗЕРА ПО КАНАЛУ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

Данные о динамических характеристиках лазера по каналу питания током необходимы для выбора параметров и обеспечения эффективной работы источника электропитания, систем стабилизации и управления током разряда. Физические явления, определяющие протекание тока в газоразрядном промежутке, сложны и многообразны, их точное описание практически невозможно. В статике для интегральной оценки процессов в газоразрядной камере по токовому каналу используют вольт-амперные характеристики, описывающие связь силы тока, протекающего через разрядный промежуток, с напряжением на его концах. Динамические свойства лазера по токовому каналу могут быть описаны импедансом

$$Z(p) = \frac{U(p)}{I(p)}, \quad (1.12.1)$$

где $U(p)$ — изображения по Лапласу напряжения на концах разрядного промежутка; $I(p)$ — изображения тока через разрядный промежуток.

При построении расчетной модели для определения импеданса $Z(p)$ следует учитывать, что характерные времена уста-

новления значений параметров, описывающих разряд, сильно отличаются для различных групп процессов. Так, время релаксации объемного разряда составляет величины от 10^{-12} до 10^{-9} с, времена прихода в равновесие процессов рождения и исчезновения $10^{-6} \dots 10^{-4}$ с, характерные времена изменения газодинамических величин $10^{-4} \dots 10^{-1}$ с. Поэтому определяющими закон изменения тока во времени для низких частот, соответствующих частотам управления, можно принять изменения газодинамических параметров. Экспериментальные данные показывают, что при фиксированном напряжении ток через разрядный промежуток зависит от температуры, давления, состава газовой смеси и скорости ее движения в газоразрядной камере, т. е.

$$I = I(U, T_k, P_k, z_k, v_k) \quad (1.12.2)$$

или для малых относительных отклонений

$$\overline{\delta I} = K_{IU} \overline{\delta U} + K_{IT} \overline{\delta T}_k + K_{IP} \overline{\delta P}_k + K_{Iz} \overline{\delta z}_k + K_{Iv} \overline{\delta v}_k. \quad (1.12.3)$$

Отклонения параметров $\overline{\delta T}_k$, $\overline{\delta P}_k$, $\overline{\delta z}_k$, $\overline{\delta v}_k$ определяются из расчета процессов в газодинамическом тракте. Так, для лазеров диффузного охлаждения, в соответствии с моделью, изложенной в предыдущем разделе, можно положить $\overline{\delta z}_k = 0$ и $\overline{\delta v}_k = 0$, т. е. принять

$$\overline{\delta I} = K_{IU} \overline{\delta U} + K_{IT} \overline{\delta T}_k + K_{IP} \overline{\delta P}_k. \quad (1.12.4)$$

Значения $\overline{\delta T}_k$ и $\overline{\delta P}_k$ определяются из (1.11.17) и (1.11.18) при $\overline{\delta T}_J = 0$ и $\overline{\delta F}_p = 0$. Используя операторную форму записи, в соответствии с наложенными условиями имеем из (1.11.17) и (1.11.18):

$$\overline{\delta T}_k = \frac{K_I}{\tau_T p + 1} \overline{\delta I}, \quad (1.12.5)$$

$$\overline{\delta P}_k = \frac{K_I (\tau_p p + 0,5 K_F)}{\tau_p \tau_T p^2 + (\tau_p + \tau_T) p + 1} \overline{\delta I}. \quad (1.12.6)$$

Подставляя данные зависимости в (1.12.4), получим выражение для динамического сопротивления в виде

$$Z(p) = \frac{b_3 p^3 + b_2 p^2 + b_1 p + b_0}{a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + 1}, \quad (1.12.7)$$

где

$$b_3 = \tau_T^2 \tau_p K_{IU}^{-1}; \quad b_2 = (\tau_T^2 + 2\tau_p \tau_T) K_{IU}^{-1};$$

$$b_1 = (2\tau_T + \tau_p - \tau_p K_{IP} K_I) K_{IU}^{-1}; \quad b_0 = (1 - K_{IT} K_I - 0,5 K_{IP} K_I K_F) K_{IU}^{-1};$$

$$a_3 = \tau_T^2 \tau_p; \quad a_2 = \tau_T^2 + 2\tau_p \tau_T; \quad a_1 = 2\tau_T + \tau_p.$$

Анализ результатов экспериментальных исследований газоразрядных лазеров диффузионного охлаждения [5] показывает приемлемую для практики аппроксимацию экспериментальных данных выражением вида (1.12.7).

II

ЭЛЕМЕНТЫ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

В НАСТОЯЩЕЙ главе приведены сведения об элементах систем контроля и управления лазерами. Эти элементы или включаются в конструкцию лазера, или совместно с лазером используются в установках конкретного назначения. Элементы, входящие в состав систем управления и контроля, относятся к различным областям техники, и многие из них были достаточно хорошо разработаны еще до появления лазера.

2.1. ДАТЧИКИ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Несмотря на разнообразие датчиков мощности и энергии лазерного излучения, физический механизм их действия сводится к преобразованию энергии излучения при взаимодействии с веществом в другой вид энергии, удобный для последующего преобразования и измерения. Наиболее широко распространены методы, основанные на преобразовании энергии лазерного луча в теплосодержание (тепловой метод) и в энергию электрического тока или поля (фотоэлектрический и пироэлектрический методы).

Рассмотрим несколько упрощенных конструкций теплопроводящих калориметрических преобразователей, предназначенных для измерения мощности лазерного излучения среднего и большого уровня [7]. Преобразователь, изображенный на рис. 2.1, стержневого типа. Преобразователь имеет полый графитовый конус 1, который вершиной прикреплен к одному концу металлического теплопроводящего стержня 2. Другой конец стержня находится в термическом контакте с массивным металлическим телом 4, охлаждаемым проточной водой через канал 5 в теле 4. Наружная поверхность графитового конуса и теплопроводящего стержня снабжена теплоизоляцией 3. В стационарном состоянии в стержне устанавливается одномерный тепловой поток, пропорциональный мощности лазерного излучения, поглощаемого графитовым конусом. Тепловой поток измеряет-

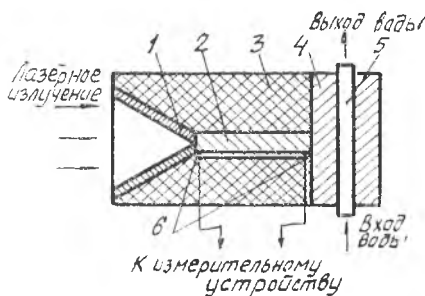


Рис. 2.1. Схема теплопроводящего калориметрического преобразователя стержневого типа

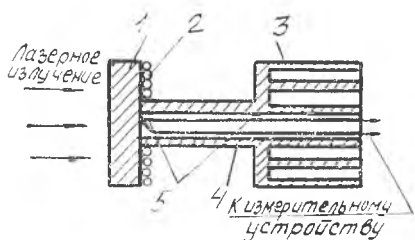


Рис. 2.2. Дисковый преобразователь мощности лазерного излучения

измеряется разность температур в двух крайних точках трубы. На тыльной стороне диска размещен нагреватель 2 для градуировки калориметра.

Калориметрические преобразователи лазерной мощности с теплопроводящим стержнем используют для средних и больших уровней мощности (от сотен мВт до сотен Вт). Погрешность измерения мощности с помощью описанных преобразователей около 5%. Использовать эти измерительные преобразователи для меньших уровней мощности затруднительно из-за малого значения их коэффициента преобразования. Более значительные величины коэффициентов преобразования энергии или мощности лазерного излучения в полезный сигнал достигаются в теплопроводящих калориметрических преобразователях типа Кальве. В этих преобразователях тепловой поток от калориметрического тела на оболочку проходит через большое число спаев термоэлектрической батареи. Если допустить, что вся поверхность калориметрического тела равномерно покрыта одинаковыми термопарами, то сигнал с выхода термобатареи после окончания переходного процесса в режиме преобразования мощности пропорционален тепловому потоку независимо от распределения температуры в калориметре.

ся по градиенту температуры между торцами теплопроводящего стержня. Для измерения градиента используются две термопары 6. Варьируя размерами и значениями теплофизических параметров, можно в широких пределах изменять характеристики стержневых преобразователей лазерного излучения.

На рис. 2.2 показан преобразователь в виде диска для измерения мощности широких лазерных пучков. Преобразователь состоит из диска 1, размещенного на конце полрой трубы 4, другой конец которой соединен с массивным оребренным металлическим телом 3. Для уменьшения теплового сопротивления преобразователя последний следует изготавливать из одной алюминиевой заготовки. На внутренней поверхности трубы размещены термопары 5, посредством которых

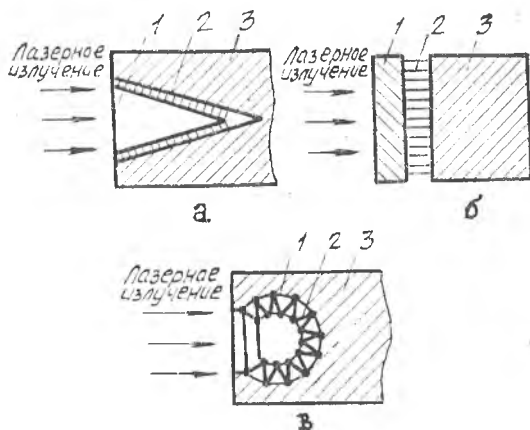
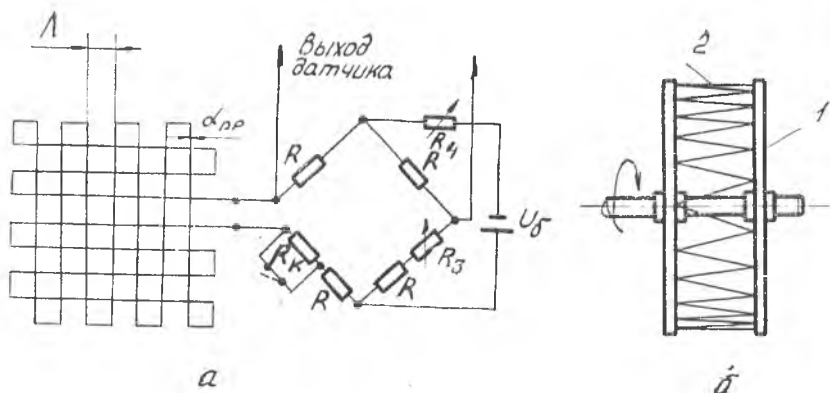


Рис. 2.3. Упрощенные конструктивные схемы калориметрических преобразователей типа Кальевс: а — с конусным приемным преобразователем; б — с приемным преобразователем в виде пластины; в — со сферическим приемным преобразователем; 1 — приемный преобразователь; 2 — термоэлектрическая батарея; 3 — оболочка калориметра

На рис. 2.3 приведено несколько конструкций калориметрических преобразователей типа Кальеве, используемых в серийно выпускаемых средствах измерения энергетических параметров лазерного излучения. В преобразователях на рис. 2.3, а, б использованы в качестве термопреобразователя ленточная медно-константановая термоэлектрическая батарея, содержащая более 2000 последовательно соединенных термопар. Термобатарею изготавливают путем меднения полувитков спирали прямоугольного сечения из константановой проволоки. Таким путем удастся изготовить термоэлектрические батареи, содержащие большое число термопар, которые можно закреплять как на плоских, так и на выпуклых криволинейных поверхностях приемных преобразователей.

Описанные выше преобразователи обладают довольно высокой тепловой инерционностью. Непосредственно в системах управления они не используются и применяются для тарировки измерителей проходного типа. Схема малоинерционного болометрического преобразователя мощности лазерного излучения проходного типа показана на рис. 2.4. Чувствительный элемент преобразователя выполнен в виде двух редких взаимно перпендикулярных решеток из тонких металлических проволок, перекрывающих все сечения пучка излучения. Работа преобразователя основана на болометрическом эффекте, возникающем при частичном поглощении проходящего через решетки лазерного излучения. Для редкой двойной решетки, если ее период Δ значительно превышает диаметр проволоки $d_{пр}$, полные потери



Р и с. 2.4. Болومترические преобразователи мощности лазерного излучения; а — функциональная схема; б — преобразователь типа «беличьего» колеса; 1 — корпус; 2 — микропровод

лазерного излучения, включающие потери на отражение, дифракцию и поглощение в элементах решетки, не превышают $\frac{4d_{np}}{\Lambda}$. Используя в решетках проволоку диаметром несколько

мкм с периодом более 1 мм, можно получить коэффициент пропускания преобразователя мощности более 98%. Наличие двух взаимно перпендикулярных решеток необходимо для устранения зависимости преобразуемой в тепло мощности от поляризации лазерного излучения.

Уменьшение диаметра проволоки ведет к улучшению основных параметров измерительного преобразователя: увеличению коэффициента преобразования, коэффициента пропускания, уменьшению постоянной времени, т. е. росту быстродействия преобразователя и расширению динамического диапазона преобразователя по измеряемой плотности мощности. Значительному уменьшению диаметра проволоки преобразователя препятствуют снижение механической прочности и технологическая сложность изготовления решеток из тонкой проволоки. Наиболее подходящим материалом для проволок решетки преобразователя являются платина, золото, никель. Из платиновой проволоки диаметром 3—5 мкм можно изготовить решетки с поперечным размером более 100 мм.

Типовой образец болومترического преобразователя лазерной мощности проходного типа в виде двойной решетки из платиновой проволоки диаметром 3,8 мкм имеет следующие параметры: диаметр входного окна 25 мм, начальное сопротивление 10 кОм, коэффициент пропускания более 99%, коэффициент преобразования 0,39 Ом/Вт, постоянная времени около 1 мс.

Микропроволочные болометрические преобразователи сохраняют работоспособность в световых потоках плотностью мощности до 190 Вт/см^2 при сохранении неизменной чувствительности. При больших плотностях мощности (до 10^3 Вт/см^2) применяют конвективное охлаждение измерительной сетки [7]. Соответствующим подбором скорости обдува сетки воздухом обеспечивается ее нагрев не выше нескольких десятков градусов. Так как обдув сетки и вызываемое им увеличение коэффициента теплоотдачи ведет к понижению чувствительности преобразователя, необходимо применение специального электронного усилителя сигналов. Кроме того, наличие потока воздуха приводит к появлению дополнительных пульсаций сигнала, вызванных нестабильностью потока, что требует специальных мер по стабилизации частоты вращения вентилятора обдува, выравнивания профиля потока воздуха, введения в электрическую схему специальных сглаживающих фильтров, так как при мощности луча в несколько киловатт доля рассеиваемого сеткой излучения может достигать сотен ватт. Требуются специальные меры по охлаждению корпуса измерителя. Для исключения дрейфа сигнала, вызываемого изменением температуры окружающей среды, используется компенсационная сетка. Компенсационная сетка идентична по конструкции измерительной, но расположена вне зоны прохождения лазерного луча.

Для обеспечения работоспособности микропроволочных преобразователей в световых потоках высокой плотности чувствительный элемент может выполняться в виде «беличьего» колеса (см. рис. 2.4, б). При вращении колеса последовательно соединенные проволочки попадают в зону действия излучения и нагреваются. Изменение температуры проволочек, находящихся в зоне излучения, вызывает изменение сопротивления чувствительного элемента. Дальнейшее движение проволочек вне зоны действия излучения обеспечивает их охлаждение до температуры окружающего воздуха. Необходимая степень нагрева чувствительного элемента обеспечивается подбором скорости вращения колеса.

Рассмотрим пироэлектрический преобразователь мощности и энергии лазерного излучения. Принцип действия пироэлектрического преобразователя основан на появлении электрического сигнала при изменении температуры сегнетоэлектрического материала. Пироэлектрический эффект проявляется в кристаллах титаната бария, сульфата лития, ниобата лития и др. [7].

Зависимость пироэлектрического тока I , возникающего при изменении температуры пироэлектрика T , имеет вид

$$I = A_0 \gamma \frac{d\Delta T}{dt}, \quad (2.1.1)$$

где γ — пироэлектрический коэффициент; A_0 — площадь приемной поверхности. Из выражения следует, что выходной сиг-

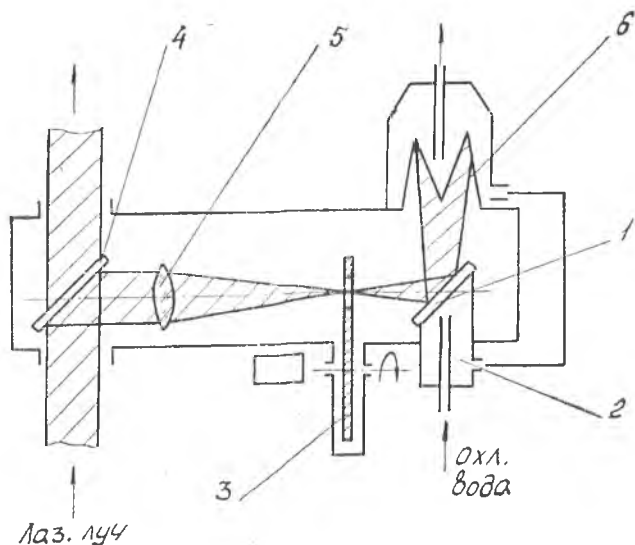


Рис. 2.5. Схема измерения мощности в установке «ЛАТУС-31»

нал преобразователя пропорционален скорости изменения приращения температуры во времени. Это обуславливает высокое быстродействие пирозлектрических преобразователей. Кроме этого, пирозлектрические преобразователи могут работать лишь совместно с модуляторами при преобразовании непрерывного лазерного излучения. Пирозлектрические приемники обладают высокой чувствительностью, широким спектральным интервалом, от крайней ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра; они могут иметь сложную форму и большие размеры. Кроме того, в работе они не требуют специальных источников питания.

Известны пирозлектрические преобразователи двух типов: продольные, у которых направление потока излучения совпадает с направлением пирозлектрического тока, и поперечные, у которых они взаимно перпендикулярны. Продольные преобразователи имеют относительно большую емкость, определяемую площадью электродов, что обуславливает, с одной стороны, большую постоянную времени (10^{-5} — 10^{-6} с), а с другой стороны — более высокую чувствительность. В поперечных пирозлектрических преобразователях при меньшей чувствительности достигается большее быстродействие (постоянная времени 10^{-7} — 10^{-8} с).

На рис. 2.5 в качестве примера приведена специальная схема измерения мощности в установке «ЛАТУС-31». На кварцевую пластину 1, приклеенную к устройству охлаждения 2, направляется часть потока лазерного излучения с помощью дели-

тельной пластины 4. Ответвленная часть потока проходит через фокусирующую линзу 5 и модулируется вращающимся с частотой 50 об/с диском 3. На обкладках кварцевой пластины 1 появляются импульсы напряжения с амплитудой, пропорциональной мощности падающего на нее потока излучения [25]. Полученный сигнал поступает для обработки в измеритель мощности. Отраженная от кварцевой пластины часть мощности излучения рассеивается в поглотителе 6.

Фотоэлектрический метод измерения энергетических параметров лазерного излучения основан на переходе носителей заряда под действием фотонов измеряемого излучения на более высокие энергетические уровни. Переход осуществляется при поглощении отдельных квантов, следовательно, фотоэлектрические преобразователи являются квантовыми приборами. Энергия излучения превращается в них непосредственно в электрическую.

Фотопреобразователи создаются на использовании внешнего и внутреннего фотоэффекта. Явление внешнего фотоэффекта состоит в испускании электронов с поверхности катода под действием электромагнитного излучения. Энергия электронов, испущенных катодом, при этом определяется по формуле

$$E = h\omega - \pi, \quad (2.1.2)$$

где ω — частота излучения; π — константа, зависящая от материала катода; фотоэффект проявляется при выполнении порогового условия

$$h\omega > \pi = h\omega_0, \quad (2.1.3)$$

где ω_0 — пороговая частота, ниже которой фотоэффект невозможен. Длину волны $\lambda_0 = \frac{c}{\omega_0}$ называют длинноволновой границей фотоэффекта. Коротковолновая граница фотопреобразователя обычно ограничена пропусканием окна преобразователя [7].

Наиболее известны фотопреобразователи с сурьмяно-цезиевыми, мультищелочными и серебряно-кислородно-цезиевыми катодами. Фотопреобразователи с внешним фотоэффектом линейны при малых потоках излучения. Частотные свойства преобразователей характеризуются диапазоном частот модуляции светового потока до 10^9 — 10^{10} Гц. Временное разрешение составляет 10^{-9} — 10^{-10} с.

В настоящее время разработаны и начинают выпускаться серийно фотоэлектронные умножители (ФЭУ) на основе двойных и тройных полупроводниковых соединений. ФЭУ с катодами на основе полупроводников обладают высокой квантовой эффективностью и более равномерной спектральной характеристикой примерно до 1,5 мкм.

Рассмотрим фотопреобразователи с внутренним фотоэффектом. К этим преобразователям относятся фотоспротивления

или фоторезисторы, фотодиоды, фототриоды и другие полупроводниковые приборы. Работа фотоспротивлений базируется на явлении фотопроводимости, состоящей в появлении свободных носителей заряда в некоторых полупроводниках и диэлектриках при воздействии на них оптического излучения. Фотопроводимость уменьшает электрическое сопротивление, следовательно, увеличивается ток, протекающий через фотоспротивление. Фотоспротивления различных типов перекрывают широкий спектральный диапазон (0,3—40 мкм). Некоторые из фоторезисторов требуют охлаждения до температуры жидкого азота или жидкого гелия. Характеристики фотоспротивлений существенно нелинейны. Относительное изменение электропроводности $\bar{\gamma}$ пропорционально мощности излучения P в степени λ ($\lambda > 1$).

Наиболее широко известны кремниевые и германиевые фотодиоды или фотовентили. Спектральная чувствительность кремниевых фотопреобразователей составляет 0,4...1,2 мкм. Наибольшая чувствительность к оптическому излучению лежит около 0,85 мкм для кремниевых фотодиодов. Для германиевых фотодиодов диапазон спектральной чувствительности лежит в пределах 0,3—1,8 мкм (максимум чувствительности лежит в области 1,5 мкм). Кремниевые фотодиоды в основном рассчитаны на облучение, перпендикулярное $p-n$ переходу (со стороны базы).

Для преобразования слабых потоков лазерного излучения используют лавинные фотодиоды (ЛФД). ЛФД имеют $p-n$ структуру, низкоомный коллектор, при этом напряжение лавинного пробоя составляет 15—60 В. Фотодиоды производят с размерами фоточувствительной площадки от долей миллиметра до 10 мм. Высокочастотные фотодиоды имеют малую площадку от 0,25—1 мм, низкочастотные — до 3—10 мм. Быстродействие фотодиодов определяется временем диффузии неосновных носителей, продуцируемых оптическим излучением, временем пролета носителей в $p-n$ переходе, а также временем RC релаксации. Фотодиоды с $p-n$ структурой имеют временное разрешение 10^{-6} — 10^{-8} с в зависимости от размера площадки $p-n$ перехода и глубины его залегания. Временное разрешение лавинных фотодиодов составляет 10^{-9} с.

2.2. ДАТЧИКИ ПАРАМЕТРОВ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА И КОНСТРУКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВОК

Для построения систем автоматического управления температурой отдельных элементов и узлов лазера необходимо располагать чувствительными элементами и датчиками температуры. В практике управления лазерными установками измеряется температура газовых сред, жидкостей и твердых тел. При этом

осуществляется измерение локальных температур или температурных полей как на установившихся, так и на нестационарных режимах. Основными объектами измерения температуры в лазерах являются: охлаждающая жидкость, газовая смесь на входе в разрядную камеру и выходе из нее в быстроточных газовых лазерах, зеркала резонаторов.

При проведении научных исследований с лазерными установками сфера применения температурных датчиков становится более обширной.

Погрешность измерения температуры в установившихся процессах не должна превышать 0,5—1%. Поскольку прямые методы измерения температуры при эксплуатации лазерных установок не реализуемы, широкое применение получили различные косвенные методы, основанные на физических принципах измерения некоторых электрических и неэлектрических величин — термоЭДС, электрического сопротивления, скорости распространения звука и т. п.

По виду взаимодействия термометрической аппаратуры с исследуемой средой методы измерения температуры делятся на две группы. Это бесконтактные (акустические, термодинамические, ионизационные и др.) и контактные методы (терморезисторные, термоэлектрические, манометрические, биметаллические и др.).

Бесконтактные методы отличаются отсутствием искажающего воздействия датчиков на измеряемое температурное поле и практической безынерционностью.

Наиболее широкое применение в настоящее время получили температурные датчики, реализующие методы контактной термометрии, в частности, термометрические и терморезисторные методы [8].

Рассмотрим указанные методы подробнее. В основу способа измерения температур с помощью термопар положено известное явление, заключающееся в том, что в цепи, состоящей из двух или любого числа разнородных металлических проводников, когда температуры мест их соединений не одинаковы, возникает термоэлектродвижущая сила (ТЭДС), величина которой зависит от значения этих температур. Верхняя граница применения термопар определяется температурой плавления материала термопар. Наибольшее распространение получили термопары, работающие в следующем интервале температур: хромель-копель (от -200 до $+800^{\circ}\text{C}$), хромель-алюмель (-200 — 1300°C), платинородий-платина (0 — 1600°C). ТЭДС, развиваемая термопарами при изменении температуры на 100°C , составляет, например, для термопары хромель-копель 6,9 мВ. Абсолютная погрешность измерения температуры с помощью термопар в диапазоне 200 — 1500°C составляет 1 — 10°C . Термопары платинородий-платина обладают высокими стабильностью и точностью ($\pm 0,25\%$). Термопары золото-палладий при

$t = 1200^{\circ}\text{C}$ могут работать непрерывно до 1000 часов с погрешностью $\leq 0,15\%$.

ТЭДС температуры регистрируется непосредственно или перед регистрацией предварительно усиливается. В замкнутой цепи термопары справедлив закон промежуточных проводников: ТЭДС, возникающая в цепи последовательно соединенных нескольких различных термоэлектродов при равенстве температур всех мест их соприкосновения, равна ТЭДС двух оконечных термоэлектродов цепи. Поэтому включение в цепь термопары компенсационных проводов, выполненных из одноименных материалов, не оказывает влияния на величину ТЭДС термопары, если места соединения проводников имеют одинаковую температуру. Как правило, термопары удлиняются с помощью медных или медно-никелевых проводов. Совокупная погрешность измерения температуры термопарой определяется, в основном, неоднородностью материала термопары, изменением температуры свободных концов линии связи, пластическими деформациями термоэлектродов в процессе производства термопар и теплоотводом по термоэлектродам. Основную роль играют две первых составляющих погрешности. Поскольку погрешность, вызываемая неоднородностью материала, велика и достигает, например, 1% для хромель-алюмелевой термопары, необходима выборочная проверка и периодический контроль термоэлектродов [18].

Для снижения погрешности, вызываемой изменением температуры свободных концов термопары, применяются методы термостатирования или введения поправки. Сущность второго метода заключается в том, что в цепь одного из термоэлектродов термопары включается последовательно неравновесный измерительный мост (рис. 2.6). Резистор R_1 выполняется из меди и располагается в зоне свободных концов термопары. Резисторы $R_2...R_4$ выполнены из манганина. Характеристики мостовой схемы подбирают так, чтобы изменение ТЭДС от колебаний температуры свободных концов термопары компенсировалось электрическим сигналом электрического моста [8].

Свойство проводников и полупроводников менять свое сопротивление в зависимости от температуры положено в основу

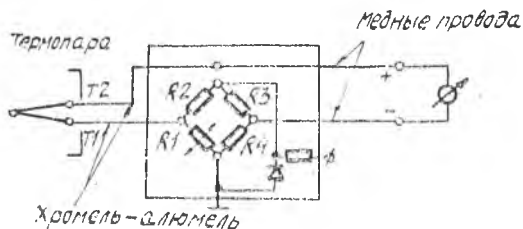


Рис. 2.6. Схема, предназначенная для снижения температурной погрешности термопары

работы терморезисторов. Широкое применение нашли полупроводниковые терморезисторы, имеющие положительный температурный коэффициент сопротивления. У ряда металлов при изменении температуры на 1°C сопротивление изменяется на $0,4\%$. Наиболее распространены терморезисторы из платины (до 600°C), никеля (до 200°C) и меди (до 150°C). Вообще выбор терморезистора зависит от чувствительности $\frac{dR_T}{dT}$,

линейности зависимости $R_T(T)$ и стойкости к окислению. Для большинства металлов в рабочем диапазоне температур сопротивление является практически линейной функцией температуры:

$$R_T = R_0 [1 + \beta(T - T_0)], \quad (2.2.1)$$

где R_T и R_0 — сопротивления терморезистора, соответствующие температурам T и T_0 ; β — термический коэффициент сопротивления материала терморезистора.

Обычно терморезистор выполняется с открытыми или закрытыми чувствительными элементами в виде цилиндрических, спиральных или плоских петлевых решеток из тонкой проволоки или фольги. Терморезистор измеряет среднее значение температуры. Открытые чувствительные элементы находятся в контакте с исследуемой средой. Закрытые чувствительные элементы обычно находятся под слоем диэлектрика. Указанные чувствительные элементы обладают большей тепловой инерцией по сравнению с открытыми, но более надежны в эксплуатации.

Обычно терморезистор выносится с помощью кабельной линии связи в зону измерения температуры и включается в одно из плеч измерительного моста. Три других плеча, выполненные в виде катушек с постоянным термическим коэффициентом сопротивления, располагаются в усилителе. По сравнению с термопарами терморезисторы обладают более высокой точностью измерения, составляющей $0,2\text{--}5^{\circ}\text{C}$ в диапазоне температур $50\text{--}300^{\circ}\text{C}$, более высокой чувствительностью. Кроме этого, терморезисторы не нуждаются в системе термостатирования.

Основными недостатками терморезисторов являются сравнительно малый диапазон измерения высоких температур, меньшая эксплуатационная надежность и наличие источника питания.

Общая погрешность измерения температуры терморезистором определяется наличием источника питания, вызывающего самонагрев терморезистора, изменением сопротивления линий связи под действием изменения температуры, нелинейностью градуировочной характеристики измерительного моста, а также тепловым эффектом. Погрешность от самонагрева обычно минимизируется правильным выбором напряжения источника питания. Сведение к минимуму температурной погрешности линий связи осуществляется включением терморезистора по трехпроводной

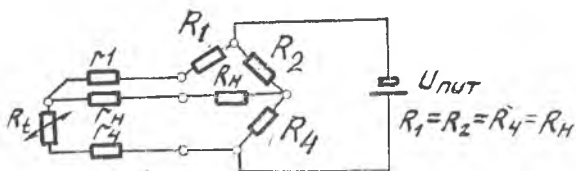


Рис. 2.7. Схема, минимизирующая температурную погрешность линий связи терморезистора

схеме (рис. 2.7). Схема компенсирует изменение сопротивлений r_1 , r_4 , r_{II} линии связи при следующих условиях:

$$(R_T + r_4) R_2 = (R_1 + r_1) R_4. \quad (2.2.2)$$

Измерительный мост с терморезистором питается от автономного стабильного источника питания. Линейность градуировочной характеристики измерительного моста достигается выбором отношения $\frac{R_T}{R_M}$ и сопротивления нагрузки R_H .

Дополнительная погрешность мостовой схемы, связанная с изменением температуры окружающей среды, минимизируется путем использования сопротивлений плеч моста из марганциновой проволоки. Наклеиваемые терморезисторы следует применять на малодеформируемых элементах для снижения погрешности из-за тензоэффекта.

Датчики температуры газовых потоков. В быстропротекающих CO_2 -лазерах, а также ряде других лазеров находят применение датчики температуры газовых потоков. Контактные методы измерения температуры газового потока основаны на том, что в движущуюся среду вводится датчик, который, взаимодействуя с ней, принимает некоторую равновесную температуру. Наиболее широко известны датчики температуры торможения. Эти датчики представляют собой преобразователи, термочувствительные элементы которых выполнены в виде терморезисторов или термопар и помещены соответственно в камеры торможения (рис. 2.8) [8].

Конструктивно датчик температуры газового потока представляет термочувствительный элемент, установленный в прочную камеру с помощью деталей, обеспечивающих повышенную термозоляцию. Датчик температуры обычно размещается на стойке, которая необходима для помещения рабочей части камеры в требуемую точку сечения газового потока. Стационарная величина выходного сигнала датчика определяется теплосодержанием его чувствительного элемента, которое, в свою очередь, зависит от суммарного воздействия заторможенного потока у поверхности чувствительного элемента, теплообмена за счет теплопроводности и лучеиспускания в узлы и детали конструкций датчиков, конвективного теплообмена с окружающей

датчик средой, а также наличием внутренних источников тепловыделения.

При нестационарном теплообмене теплосодержание чувствительного элемента зависит от величины и закона изменения температуры, скорости, плотности окружающей газовой среды, динамических характеристик чувствительного элемента и элементов конструкции датчиков. Полезная информация о температуре газовой среды передается к датчику температуры за счет конвективного теплообмена, теплообмен за счет теплопроводности и излучения служит источником регулярной погрешности, поэтому особое внимание следует уделять снижению влияния названных видов теплообмена на точность измерения температуры. Полностью исключить влияние лучистого теплообмена и теплообмена за счет теплопроводности при измерениях не удастся, поэтому при обработке результатов измерения необходимо учесть влияние указанных воздействий. При малых скоростях газового потока (числа Маха M меньше 0,1) температура датчика принимается равной температуре потока. При больших скоростях ($M \geq 0,1 \dots 0,2$) датчик регистрирует температуру торможения газового потока в измерительной камере с чувствительным элементом. Температура датчика T_d при этом всегда лежит между статической температурой потока T , набегающего на датчик, и температурой торможения T^* . То есть имеет место неравенство $T^* > T_d > T$, так как в тепло превращается не вся кинетическая энергия движущегося потока. Разность $T^* - T$ есть динамическая составляющая температуры торможения, которая воспринимается датчиком не полностью.

Степень торможения потока в датчике характеризуется коэффициентом восстановления α , определяющим долю кинетической энергии потока, перешедшей в теплосодержание газа:

$$\alpha = \frac{T_d - T}{T^* - T} \quad (2.2.3)$$

При этом температура датчика определяется в виде

$$T_d = T \left(1 + \alpha \frac{k-1}{2} M_d^2 \right), \quad (2.2.4)$$

где M_d — число Маха потока в точке установки датчика; k — показатель адиабаты. Чем ближе коэффициент восстановления

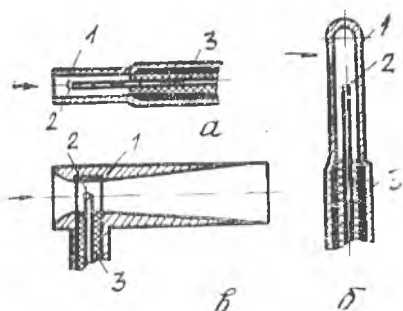


Рис. 2.8. Конструктивная реализация датчиков температуры газовых потоков:

a — с продольно обтекаемой камерой торможения; *б* — с поперечно обтекаемой камерой; *в* — с камерой критической температуры; 1 — камера; 2 — чувствительный термозлемент; 3 — термоизоляция

α к предельной величине, и также стабильнее его величина при изменении параметров потока, тем выше качество датчика. В зависимости от конструкции камеры торможения коэффициент восстановления может достигать 0,96...0,99, в открытых чувствительных элементах температуры потока коэффициент восстановления сравнительно низок (0,6...0,85). Существуют зависимости, связывающие температуру заторможенного потока с температурой датчика:

$$T^* = T_d + (1 - \alpha) \frac{k-1}{2} M_d^2 T, \quad (2.2.5)$$

$$T^* = T + \frac{1}{\alpha} (T_d - T). \quad (2.2.6)$$

Из зависимостей следует очевидное равенство: при $\alpha = 1$ $T^* = T_d$. Указанные выше зависимости требуют для определения T^* знания статической температуры потока газа T , что в отдельных случаях определить затруднительно. Поэтому широкое применение находит формула вида

$$T^* = \frac{T_d}{A}.$$

Здесь A — коэффициент качества датчика:

$$A = \frac{1 + \alpha \frac{k-1}{2} M_d^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_d^2}. \quad (2.2.7)$$

Значения коэффициентов восстановления α и качества датчиков определяются экспериментально и фиксируются в паспорте датчика. При использовании датчика для измерения быстроменяющейся температуры T^* к описанным ранее погрешностям следует добавить динамическую погрешность, обусловленную тепловой инерцией датчика, зависящей от конструкции и условий теплообмена.

Известный путь уменьшения динамической погрешности заключается в снижении тепловой инерции датчика путем выбора материала с малой теплоемкостью. Уменьшение диаметра проволоки чувствительного элемента позволяет минимизировать тепловую инерционность, дальнейшее уменьшение которой может вызвать снижение надежности датчика. Поэтому более эффективным путем снижения динамической погрешности можно считать использование способов коррекции динамических характеристик датчиков температуры.

Если последовательно с датчиком, имеющим передаточную функцию

$$W_1(p) = \frac{K_d}{\tau_d p + 1}, \quad (2.2.8)$$

соединить корректирующее устройство с передаточной функцией $W_2(p)$, для полной коррекции необходимо

$$W_1(p)W_2(p) = \text{const} = K_0 \quad (2.2.9)$$

или

$$W_2(p) = \frac{K_0}{W_1(p)} = \frac{K_0}{K_x} (\tau_d p + 1). \quad (2.2.10)$$

Следовательно, в общем случае передаточная функция корректирующего устройства для датчика должна иметь вид

$$W_2(p) = \tau_k p + 1. \quad (2.2.11)$$

Если $\tau_k = \tau_d$, то получается полная компенсация динамических погрешностей датчика, при $\tau_d < \tau_k$ получается перкомпенсация и в переходной функции системы — выброс (рис. 2.9). При $\tau_d > \tau_k$ имеет место недокомпенсация, и переходная функция системы аналогична переходной функции апериодического звена. Осуществить полную температурную компенсацию практически нельзя, так как невозможно создать систему с передаточной функцией вида (2.2.11). Для получения передаточной функции, близкой к требуемой, применяют корректирующий контур, показанный на рис. 2.10. Для этого контура передаточная функция имеет вид

$$W(p) = K_k \frac{\tau_k p + 1}{K_k \tau_k + 1}, \quad (2.2.12)$$

где $K_k = \frac{R_2}{R_1}$.

Если удовлетворить условию $K_k \ll 1$, то получим для медленных процессов

$$W(p) \simeq K_k (\tau_k p + 1). \quad (2.2.13)$$

Из последней формулы следует, что чем точнее осуществляется сигнал по производной, тем больше он ослабляется. По-

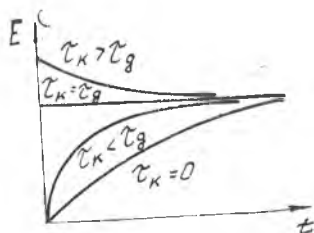


Рис. 2.9. Переходные функции датчика температуры с корректирующим контуром

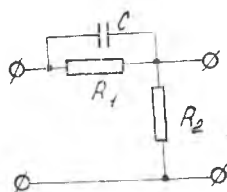


Рис. 2.10. Принципиальная схема корректирующего контура

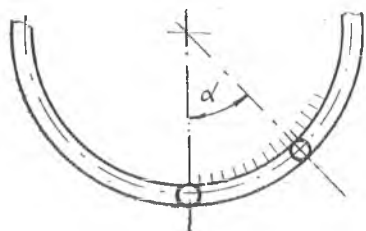


Рис. 2.11. Схема шарикового ротаметра

ной установки, оптимальная компенсация погрешности будет иметь место только для одного режима. Для того, чтобы недокомпенсация не ухудшила процесса регулирования температуры, целесообразно постоянно времени корректирующего контура выбирать из условия полной компенсации того режима, на котором постоянная времени датчика наибольшая. Тогда на других режимах получится перекомпенсация, которая незначительно ухудшает процесс регулирования.

Для контроля расхода газовых компонентов рабочей смеси в быстропротекающих лазерах используются расходомеры переменного перепада давления и расходомеры обтекания (ротаметры). Преобразователями расхода, создающими перепад давления, в расходомерах переменного перепада, как правило, являются комбинированные диафрагмы или жиклеры. Основными достоинствами расходомеров переменного перепада являются: простота конструкции, универсальность применения и удобство массового производства. Недостатки: нелинейная зависимость между расходом и перепадом, относительно узкий диапазон измерения $Q_{\max}/Q_{\min} \approx 3/1$.

Принцип действия ротаметров основан на зависимости от расхода вещества перемещения тела, воспринимающего динамическое давление обтекающего его потока. Ротаметры обладают рядом достоинств. К ним относятся: простота устройства, удобство применения для измерения малых расходов жидкостей и газов, значительный диапазон измерения, достигающий до 10, достаточно равномерная шкала. Принципиальная схема шарикового ротаметра показана на рис. 2.11. В цилиндрической полукольцевой трубке находится шарик, который занимает крайнее нижнее положение при отсутствии движения жидкости. По мере увеличения расхода шарик все выше поднимается по трубке. Угол α , определяющий положение шарика, является мерой расхода. Как показывают опыты, допустимы углы α , которые не превосходят 60° . При больших углах шарик становится неустойчивым.

Среди значительного количества типов датчиков расхода жидкостей и газов можно выделить турбинно-тахометрические

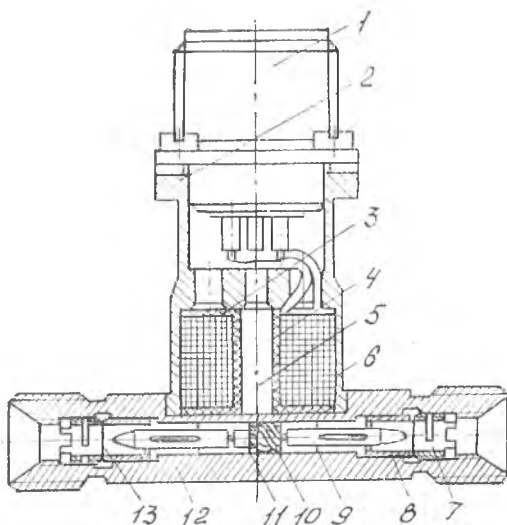


Рис. 2.12. Расходомер с аксиальной турбинкой

расходомеры с индукционной или индуктивной передачей. Эти датчики обладают компактностью, высокой точностью, удобством применения. Их производство освоено отечественной промышленностью.

Турбинный датчик расхода с индукционным преобразователем изображен на рис. 2.12 [11].

Среда, расход которой необходимо измерить, проходит по каналу расходомера слева направо. При этом рабочая среда приводит во вращение аксиальную турбинку 10, выполненную из фторопласта. В свою очередь, турбинка посажена с натягом на ступицу 11 из немагнитной стали X18H9T и закреплена на ней с помощью клея из эпоксидной смолы. Ось ступицы 11 вращается в подшипниках из фторопласта, установленных в обтекателях 9, снабженных струенаправляющими ребрами, выступающие лапки которых прижаты к выступам корпуса 12 с помощью прижимных гаек 7 и втулок 8. Со стороны входа в расходомер устанавливается сетка 13, выравнивающая поток. Ступица 11 имеет диаметральный паз, заполненный пастой из порошка сплава АНК-4 и клея на основе эпоксидной смолы. Затем паста намагничивается. Снаружи корпуса установлен стакан 2 из стали X18H9T, в котором помещена катушка 4 из органического стекла, заполненная обмоткой из провода ПЭЛ. При низкоомном входе сопротивление обмотки 12 Ом, провод ПЭЛ—0,2. При высокоомном входе сопротивление обмотки 10 кОм, провод ПЭЛ—0,06. Внутри катушки установлены пермалловый сердечник 5, снаружи — экранирующая втулка 6 и сверху — прокладка 3, также выполненная из пермаллоя.

Выводы катушки выполнены через штепсельный разъем 1.

Работа преобразователя расхода основана на создании пульсирующего тока в обмотке катушки расходомера с помощью вращающегося вместе с турбинкой магнитного элемента. Частота электрического тока, возникающего в обмотке, пропорциональна частоте вращения турбинки. Измерив частоту турбинки и зная объем среды, проходящей через турбинку за один оборот, определяют и полный секундный расход. Выпускаемый промышленностью турбинный датчик расхода (ТДР) работает по схеме, описанной выше, и имеет ряд типоразмеров, что позволяет определять объемные расходы сред от сотых долей литра в секунду до нескольких литров в секунду. Выходной сигнал этих датчиков может иметь частоту до 500 Гц. Погрешность турбинно-тахометрических серийных датчиков расхода до $\pm 1,5\%$, в случае использования индивидуальной калибровки погрешность может быть снижена в три раза, до $0,5\%$.

Рассмотрим принцип действия турбинно-тахометрических датчиков расхода с индуктивной передачей. Проточная часть этих расходомеров, как правило, мало чем отличается от проточной части рассмотренного выше расходомера с индукционной передачей, за исключением турбинки. Снаружи диамангнитного корпуса у этих расходомеров устанавливается индуктивная катушка с железным сердечником, которая питается от генератора током частотой несколько килогерц. Во время вращения турбинки, которая обычно изготовлена из ферромагнитного материала, при каждом проходе очередной ее лопасти мимо катушки изменяется сопротивление магнитной цепи, а следовательно, и индуктивность катушки. Это вызывает периодическое изменение силы тока, протекающего по обмотке катушки, и соответствующее изменение выходного напряжения. Следовательно, на выходе получается модулированный по амплитуде высокочастотный сигнал. Глубина модуляции при этом неизменна. Для выделения полезной информации о расходе необходимо с помощью демодулятора выделить огибающую высокочастотного сигнала, частота которой есть мерило расхода.

Датчики давления. Для контроля и регулирования параметров газовых и жидкостных потоков в лазерных установках широко применяются датчики и реле давления.

Датчики давления по реакции на входное воздействие можно подразделить на две группы. Первая, значительная группа датчиков предназначена для измерения медленно меняющихся давлений: абсолютного значения, избыточного и перепада давления.

Широкое применение в этой группе получили потенциометрические датчики и индуктивные датчики с автономными или встроенными согласующими устройствами. Лазерная техника постоянно находится в стадии совершенствования, в этой связи

для изучения прочности силовых элементов лазеров, устойчивости газового разряда, влияния нестационарных жидкостных и газовых потоков на параметры лазерного излучения находят применение датчики быстроменяющихся давлений. В группе датчиков быстроменяющихся давлений распространены индуктивные датчики с автономными усилителями на несущей частоте, пьезоэлектрические датчики с усилителями переменного тока и тензорезисторные датчики с дифференциальными усилителями.

С помощью потенциометрических датчиков можно охватить практически весь диапазон величин измеряемых давлений. Они длительно работают при температуре окружающей среды 200°C с погрешностью до 5%, имеют небольшие габариты и массу (около 200 г). Датчики обладают низкой собственной частотой в пределах 2...20 Гц, что объясняется наличием механических связей и значительных присоединенных масс в кинематических цепях датчиков. Другой фактор, снижающий динамические свойства датчиков, заключается в необходимости обеспечения устойчивого контакта между движком и обмоткой измерительного потенциометра. При больших скоростях движения движка возможна потеря контакта. Указанное явление свойственно проволочным потенциометрам, контактная дорожка у которых представляет волнообразную поверхность. Механические вибрации при работе датчика увеличивают вероятность нарушения электрического контакта. Неустойчивая работа датчика может проявиться как на малых частотах и больших амплитудах колебаний давления, так и на больших частотах и малых амплитудах колебаний. Потенциометрические датчики применяют совместно с демферами, позволяющими снизить уровень колебаний давления в измерительной полости датчика до уровня, заметно не влияющего на точность преобразования давления.

Индуктивные датчики входят в группу электромагнитных датчиков, реализующих две основные разновидности функций преобразования — индуктивность и взаимную индуктивность. Существует два типа электромагнитных датчиков — индуктивные и трансформаторные. Принцип работы этих датчиков базируется на связи индуктивности или взаимной индуктивности обмоток на магнитопроводе с величиной воздушного зазора. Индуктивные датчики в настоящее время обладают значительными преимуществами перед трансформаторными в связи с использованием встроенных в датчик микроэлектронных измерительных усилителей [8].

Широкое применение находят индуктивные дифференциальные датчики, обеспечивающие меньшее влияние электромагнитных сил на упругий элемент, увеличение диапазона линейности преобразования, уменьшение температурной погрешности. В дифференциальных датчиках под воздействием давления одновременно и притом с разными знаками изменяются два зазора двух электромагнитов.

Это обеспечивает в сочетании с мостовой измерительной схемой большую чувствительность дифференциальных датчиков. Чувствительным элементом датчиков давления служат круглые плоские мембраны, работающие при малых прогибах. В лучших датчиках материалом мембраны является коррозионно-стойкая сталь 4X13, которая сохраняет упругие свойства до 400°C. Герметичность приемных полостей датчиков осуществляется притиркой соприкасающихся плоскостей корпуса и упругого чувствительного элемента. Герметизация электрических выводов осуществляется с помощью специального герметика. В качестве намоточных проводов используются термостойкие провода в эмаливой изоляции. Эластичность эмалей позволяет изготовить малогабаритные катушки индуктивности, работоспособные при температурах до 200—300°C.

Основную долю в результирующей погрешности датчика составляет уход нуля—«температурная погрешность». Уход нуля определяется в основном асимметрией геометрии магнитных сердечников, активных сопротивлений катушек, воздушных зазоров и расположения катушек в корпусе датчика. Температурная погрешность характеризуется зависимостью модуля упругости материала упругого элемента, проводимости электрических элементов и магнитной проницаемости сердечников от температуры. Компенсация указанных погрешностей осуществляется применением специальных методов и приемов.

При использовании специальных малогабаритных индуктивных датчиков давления типа ДМИ следует помнить о наличии полости противодействия, которую необходимо подключать к полости с измеряемым давлением в объекте через акустический фильтр с такими характеристиками, которые обеспечат измерение давления в желаемом частотном диапазоне. Индуктивные датчики позволяют осуществлять измерение как медленноменяющихся, так и быстропеременных давлений в диапазоне частот до 1000 Гц. При измерении быстроменяющихся давлений необходимо иметь в виду, что самым низкочастотным, передающим давление элементом в измерительной цепи является элемент, подводящий давление к датчику (импульсная трубка, совокупность трубки и полости и т. д.).

Пьезоэлектрические датчики применяют для измерения быстроменяющихся (динамических) давлений. Работа пьезоэлектрического датчика основана на явлении пьезоэффекта, заключающемся в появлении электрических зарядов на гранях некоторых кристаллов при их деформации. Чувствительным элементом датчика служит пьезоэлемент. Все пьезоэлектрические материалы можно подразделить на кристаллы естественного происхождения и искусственную пьезокерамику. Пьезокерамика искусственного происхождения находит широкое применение в конструкции пьезодатчиков благодаря относительной простоте

и дешевизне получения пьезоэлементов сложной формы (диски, шайбы, цилиндры). Основными характеристиками пьезокерамики являются: пьезомодуль, описывающий чувствительность материала и определяющий величину электрического заряда q , генерируемого при приложении силы pS (p — давление, S — площадь мембраны датчика), а также диэлектрическая проницаемость, влияющая на электрическую емкость C датчика, включая емкость кабеля. Основное уравнение для пьезоэлектрического материала имеет вид [8]

$$\alpha_1 = \frac{CU}{pS},$$

где U — напряжение на выходе датчика. Собственную частоту колебаний датчика определяют модуль упругости и плотность материала пьезокерамики.

Электрическое согласование выхода пьезоэлектрического датчика осуществляется с помощью автономных усилителей напряжения или заряда. Важное значение для пьезодатчиков давления имеет виброчувствительность, которая определяется в двух взаимно перпендикулярных направлениях, причем первое направление выбирается по оси датчика. Мерой виброчувствительности датчика является его виброэквивалент, определяемый через эквивалентное давление, соответствующее единице вибронагрузки.

Для уменьшения влияния вибраций на результаты измерения давления применяют виброкомпенсированные датчики давления. Суть виброкомпенсации заключается во введении в состав датчика дополнительного чувствительного пьезокерамического элемента, генерирующего сигнал, пропорциональный только виброускорению. В процессе измерения давление действует на основной чувствительный элемент, а виброускорение — на оба чувствительных элемента. Сигналы чувствительных элементов, пропорциональные виброускорению, взаимно компенсируются в электрической схеме датчика.

В своей конструкции пьезодатчики содержат плоские упругие мембраны чувствительного и виброкомпенсирующего элементов, выполненные из титанового сплава и смонтированные в корпус датчика. К мембранам приклеиваются пьезодатчики, выполненные из пьезокерамического материала, например, ЦТС-19. Электрический сигнал, генерируемый пьезопластинами, по подпаянным к ним проводникам подводится к контактной втулке и далее на микроразъем датчика. Вывод сигнала датчика выполняется по однопроводной схеме. В случае измерения пульсирующих давлений при повышенных температурах применяют датчики с принудительным охлаждением. Динамические свойства датчиков определяются характеристиками всей конструкции датчика в целом. Датчики, как правило, имеют сложный спектр резонансных частот, так как являются многомассовыми механическими системами, объединенными упруги-

ми связями. Введением необходимого механического демпфирования обеспечивают равномерную (в пределах $\pm 1-2$ дБ) частотную характеристику датчика в диапазоне частот от нескольких десятков герц до нескольких килогерц. Основной причиной погрешности пьезоэлектрических датчиков является переменность температуры окружающей среды.

Полупроводниковые датчики входят в группу тензорезисторных датчиков давления. Датчики с приклеиваемыми тензорезисторами выполняются в виде монокристаллической структуры из четырех тензорезисторов, включаемых в схему измерительного моста. Класс точности таких датчиков невысок. В настоящее время в качестве упругих чувствительных элементов датчиков широко применяются интегральные структуры: тензорезисторы, имеющие атомарную связь с материалом мембраны и составляющие с ней единое целое. Наиболее известна структура кремний на кремнии (КНК) и кремний на сапфире (КНС). Тензорезисторы КНК-структуры создаются диффузией в поверхностный слой мембраны. Образуется $p-n$ переход, изолирующий тензорезистор от подложки. Главное ограничение в широком применении p /проводимых датчиков создает температурная погрешность [8].

Датчик абсолютного давления имеет вакуумированный корпус. В некоторых датчиках переменного давления используется щелевой акустический демпфер, разгружающий мембрану от стационарной составляющей давления и повышающий чувствительность датчика.

Находят также применение и датчики перепада давления, снабженные пневматической трубкой для подключения датчика к автономному источнику опорного давления.

Датчики состава газовой смеси. Количественное определение соотношения компонентов газовой смеси осуществляется периодически, хроматографией взятых из контура проб газа. Непрерывный контроль постоянства состава газовой смеси может проводиться измерением концентрации одного из компонентов (углекислого газа). Для измерения используются автоматические оптико-акустические газоанализаторы. Действие этих приборов основано на способности газов избирательно поглощать инфракрасное излучение в отдельных, определенных для каждого газа, полосах спектра. При этом степень поглощения пропорциональна концентрации определяемого газа в исследуемой смеси [10].

Принципиальная схема оптико-акустического анализатора приведена на рис. 2.13. Анализатор содержит два хромоникелевых инфракрасных излучателя 1 и 5, которые расположены в фокусах параболических зеркал 2 и 3, создающих два потока излучения — сравнительный Φ_1 и измерительный Φ_2 . Оба потока постоянно прерываются с частотой 5—20 Гц механическим обтюратором 4, который приводится во вращение электродвигателем.

телем 17. Поток сравнения проходит через фильтровую камеру 16, камеру сравнения 15 и поступает в левый лучеприемник 14 измерительного блока 13. Измерительный поток Φ_2 проходит через фильтровую камеру 6, измерительную камеру 7 и поступает в правый лучеприемник 8 блока 13. Камера сравнения 15 заполнена эталонной смесью, а через измерительную камеру 7 непрерывно пропускается исследуемая смесь газа. Фильтровые камеры 16 и 6 заполняются газовыми смесями, содержащими только неизмеряемые компоненты, и служат для уменьшения влияния на показания газоанализатора неизмеряемых компонентов. Измерительный блок 13 служит для преобразования модулированных потоков Φ_1 и Φ_2 инфракрасного излучения в пропорциональное переменное давление газа, заполняющего камеры лучеприемников и надмембранную полость 12. Измерительный блок 13 содержит тонкую металлическую мембрану 9, управляемую конденсаторным микрофоном 11. При поступлении в лучеприемники 14 и 8 прерывистого инфракрасного излучения возникают колебания температуры и давления газа, заполняющего камеры блока 13. Результирующие механические колебания мембраны 9 преобразуются конденсаторным микрофоном 11 в выходное переменное напряжение.

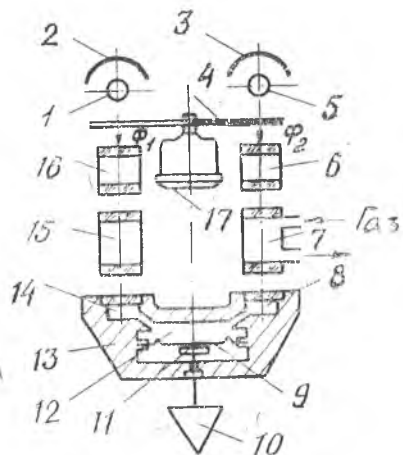


Рис. 2.13. Принципиальная схема оптоакустического газоанализатора

Газоанализатор работает следующим образом. В исходном состоянии, когда измерительная камера 7 заполнена газовой смесью без измеряемого компонента, в ней не происходит поглощения потока излучения Φ_2 , вследствие чего $\Phi_1 = \Phi_2$. В этом случае колебания давления в надмембранной полости отсутствуют, так как потоки сдвинуты по фазе на полпериода за счет того, что obtюратор открывает и закрывает проход излучения от источников 1 и 5 поочередно.

При подаче смеси, содержащей измеряемый компонент, в измерительной камере происходит поглощение части потока излучения. В этом случае в надмембранной камере 6 появляются переменная составляющая давления газа, зависящая от степени поглощения потока Φ_2 , и соответствующее ей переменное напряжение на выходе микрофона. Напряжение, усиленное в электронном блоке 10, подается на регистрирующий прибор.

2.3. ЭЛЕМЕНТЫ МЕХАНИЧЕСКИХ И ГИДРОГАЗОВЫХ СИСТЕМ

В лазерных комплексах широкое применение в настоящее время находят следующие приводы, которые преобразуют сигнал от соответствующих усилительных блоков в пространственные перемещения исполнительных органов (заслонки, дроссельные краны, зеркала оптического резонатора и т. п.).

К исполнительным приводам предъявляют ряд важных требований, главными из которых являются:

а) высокое быстродействие, обеспечивающее высокую динамическую и статическую точность воспроизведения управляющих сигналов, которая может оцениваться микрометрами и долями микрометров;

б) непрерывное регулирование скорости в двух направлениях в диапазоне $1-6 \cdot 10^3$ и выше;

в) скорость должна быть стабильной во всем диапазоне регулирования.

Приводы различают по двум наиболее важным признакам: по структуре — с разомкнутой или замкнутой цепями управления, а также по виду энергии, преобразуемой приводами — электрические, гидравлические и пневматические. В системах с разомкнутой цепью управления движение объекта в процессе управления не контролируется. В системах замкнутого управления движение объекта сопоставляется с заданием программы управления. В принципе системы с обратной связью должны обеспечить большую точность и надежность благодаря тому, что результат управления непрерывно контролируется.

В последние годы в замкнутых системах управления исполнительным приводом обострилась конкуренция между электрическим и гидравлическим приводом. Гидропривод менее удобен в эксплуатации, но он обладает более высоким быстродействием, особенно для приводов повышенной мощности. За последние 20 лет быстродействие электропривода значительно возросло. Промышленностью освоен выпуск маломощных электродвигателей новых конструкций, которые потеснили гидропривод малой мощности вплоть до 5 кВт. Обострилось соревнование также между разомкнутыми и замкнутыми системами. Системы с разомкнутой цепью управления реализуются на базе шаговых электродвигателей. Шаговый электродвигатель запитывается через усилитель управляющими импульсами электрического тока, причем импульс обрабатывает дозированный угловой поворот ротора двигателя [1].

Основными параметрами, характеризующими динамические свойства шаговых двигателей, являются максимальная частота управляющих импульсов, которую может обрабатывать двигатель, и приемистость, под которой подразумевается наибольшая частота, при включении на которую двигатель разгоняется без



Рис. 2.14. Классификация клапанов с электромагнитным приводом

потери шага. Чтобы избежать пропуска импульсов, шаговые двигатели выбираются с двойным и тройным запасом по моменту на валу. Точность отработки отдельного импульса в электроприводах с шаговым двигателем составляет от $\pm 3\%$ до $\pm 5\%$ шагового угла и до $\pm 30\%$ для электрогидравлических приводов. В среднем исполнительные приводы с шаговыми двигателями могут обеспечить точность линейного перемещения исполнительного органа в системах управления до 8—10 мкм, точность систем с замкнутой цепью связи может быть на порядок выше. Как элементы прерывания или распределения потоков жидких и газовых сред в системах автоматического управления лазерных технологических установок широкое применение находят клапаны с электромагнитным приводом.

Классификация клапанов с электромагнитным приводом приведена на рис. 2.14 [26].

Клапаны выпускаются различных типоразмеров и охватывают диапазон изменения диаметров трубопроводов от 3 до 150 мм и давлений от 0,1 до 20,0 МПа. Особое место занимают клапаны с мембранными или поршневыми усилителями, преобразующими энергию рабочей среды в перестановочное усилие, действующее на золотник. В конструкциях таких клапанов (рис. 2.15) имеется основной золотник, перекрывающий отверстие в седле корпуса, и управляющий золотник, который механически связан с сердечником электромагнитного привода.

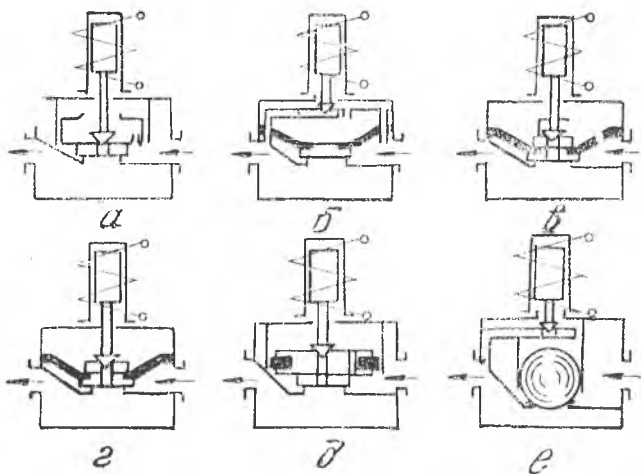


Рис. 2.15. Схемы основных типов запорных электромагнитных клапанов с усилителем:

а, д, е — с поршневым; *б, г* — с мембранным; *в* — с мембранным усилителем и принудительным подъемом затвора

Управляющий золотник, который иногда называют «импульсным клапаном», под действием управляющего электрического сигнала, подаваемого на обмотку электромагнитного привода, открывает или перекрывает проход рабочей среды через разгрузочное отверстие. В современных отечественных и зарубежных конструкциях клапанов площадь сечения разгрузочного отверстия во много раз (до 1000 и более) меньше площади основного сечения клапана. Этим достигается резкое снижение величины тягового усилия, габаритов и потребляемой мощности, необходимой для управления электромагнитом. В качестве управляющего золотника в большинстве случаев используется сердечник электромагнитного привода, который для этой цели снабжается эластичным уплотнителем.

В зависимости от наличия механической связи между основным и управляющим золотниками различают клапаны со свободноплавающим золотником и клапаны с принудительным подъемом золотника. Указанные клапаны могут иметь поршневой (рис. 2.15, а, д, е) или мембранный усилитель (рис. 2.15, б, г). На схемах клапанов с принудительным подъемом золотника роль поршня выполняют: шар (рис. 2.15, е) или диск (рис. 2.15, д). Управляющий запорный орган может иметь подвижное (рис. 2.15, а, в, г, д) или неподвижное седло (рис. 2.15, б, е). Разгрузочное отверстие, перекрываемое золотником управляющего запорного органа, служит для сброса давления из полости над мембраной или поршнем, в результате чего поднимается основной золотник и открывается основной запорный орган.

Кроме этого, в мембране, поршне или непосредственно в корпусе выполняется одно или несколько разгрузочных отверстий, которые предназначаются для подачи давления рабочей среды в полость над мембраной или поршнем для закрытия основного запорного органа. Вместо отверстия может использоваться кольцевой зазор между цилиндрическими поверхностями поршня и направляющей втулки.

В клапане со свободноплавающим золотником открытие и удержание основного золотника в поднятом над седлом положении осуществляется только силами, создаваемыми под действием перепада давления на эффективную площадь мембраны или поршня, возникающего после открытия управляющего запорного органа и прохода рабочей среды через разгрузочное отверстие. Соотношение площадей разгрузочного и обводного калибровочных отверстий зависит от свойств среды и требуемой скорости срабатывания клапана.

В качестве иллюстрации указанных принципов функционирования клапанов с электромагнитным приводом рассмотрим конструкцию запорного бессальникового электромагнитного клапана [26]. Клапан имеет промышленное обозначение Т 26266-015 (рис. 2.16). Герметизация рабочей полости корпуса клапана относительно внешней среды осуществляется с помощью металлической разделительной трубки. Мембрана из резины одновременно служит уплотнением основного запорного органа. Клапан состоит из корпуса 1, мембраны 2, основного золотника 3, крышки 4, сердечника управляющего золотника 5, разделительной трубки 6, катушки 7 и фильтра 10. При обесточенной обмотке катушки 7 сердечник (управляющий золотник 5) перекрывает проход рабочей среды через разгрузочное отверстие 8. Основной золотник торцом мембраны перекрывает отверстие в седле корпуса. Герметичность перекрытия разгрузочного отверстия и основного запорного органа обеспечивается действием давления рабочей среды на неразгруженную поверхность золотника, его весом и усилием пружины. Над- и подмембранные полости сообщаются через жиклер 9 в мембране, диаметр которого меньше диаметра разгрузочного отверстия 8. При подаче управляющего напряжения на обмотку катушки сердечник открывает проход рабочей среде из надмембранной полости в полость выходного патрубка корпуса. Давление в надмембранной полости падает, так как расход среды через отверстие больше, чем ее поступление в надмембранную полость через отверстие

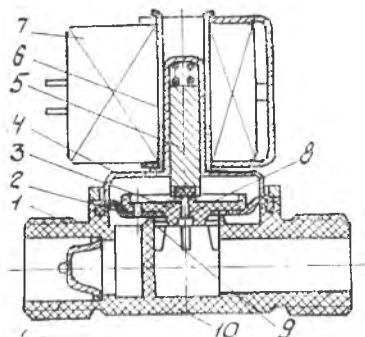


Рис. 2.16. Конструкция бессальникового электромагнитного клапана

9. Под действием разности усилий, действующих на мембрану со стороны надмембранной и подмембранной полостей, золотник поднимается вверх и открывает проходное отверстие в седле 10 корпуса клапана. После обесточивания обмотки сердечник — управляющий золотник движется вниз под действием пружины и перекрывает разгрузочное отверстие, при этом клапан закрывается.

Следует отметить, что в конструкциях клапанов со свободно-плавающим золотником при помощи электромагнита преодолевается только сила, создаваемая давлением рабочей среды на неразгруженную поверхность управляющего золотника. Основной рабочий золотник поднимается над седлом корпуса и удерживается в таком положении силами, возникающими под действием перепада давления рабочей среды на мембране или поршне. Этим достигается уменьшение габаритов, массы и потребляемой мощности электромагнитного привода, расширяется диапазон допустимых давлений рабочей среды и условных диаметров клапанов. В мощных технологических лазерах с быстрой прокачкой и непрерывной подпиткой свежей смесью, а также в газовых мощных экспериментальных лазерах, периодически работающих в отпаянном режиме, находят широкое применение регуляторы давления газа.

Регуляторы делятся на две большие группы: регуляторы, предназначенные для значительного редуцирования высокого давления (до 150 кг/см^2) газов из баллонов, и регуляторы, предназначенные для стабилизации давления газа в газодинамическом контуре лазера или перед дозирующими элементами в системе газонапуска, для поддержания заданного массового расхода компонентов. Наиболее широко распространены пневматические и газовые регуляторы прямого действия. По принципу действия регуляторы делятся на устройства, регулирующие давление «до себя» и «после себя», а также на регуляторы прямого и непрямого действия. Широко распространены регуляторы прямого действия — редукторы давления, которые находят применение для редуцирования давления газов, находящихся под большим давлением. Наиболее типичными представителями этой группы регуляторов являются кислородный редуктор ДКП-1-65 и водородный редуктор ДВП-1-65.

Основные технические характеристики редукторов приведены в табл. 2.1.

Конструктивная схема редуктора приведена на рис. 2.17. Понижение давления газа в редукторе происходит путем одноступенчатого дросселирования в зазоре между седлом и клапаном редуктора. Редуцирующий узел редуктора, состоящий из седла 13, клапана редуцирующего 15, пружины 16 и второго фильтра 14, для повышения надежности в работе, удобства сборки и ремонта выполнен в виде самостоятельного узла. Пружина 6 с регулирующим винтом 5 предназначены для на-

Таблица 2.1

Технические характеристики редукторов

Параметры	ДКП-1-65	ДВП-1-65
Давление газа на входе в редуктор, кгс/см ² (МПа):		
наибольшее допустимое	200(20)	200(20)
наименьшее при наибольшем рабочем давлении	30(3,0)	30(3,0)
наименьшее при наименьшем рабочем давлении	3,0(0,3)	3,0(0,3)
Рабочее давление газа, кгс/см ² (МПа):		
наибольшее	15(1,5)	15(1,5)
наименьшее	1,0(0,1)	1,0(0,1)
Расход газа, приведенный к нормальным условиям, м ³ /ч:		
при наибольшем рабочем давлении	60	80
при наименьшем рабочем давлении	7,5	10
Допустимое изменение установленного рабочего давления при изменении давления на входе от наибольшего до наименьшего, кгс/см ² (МПа):		
при наибольшем рабочем давлении	1,0(0,1)	1,0(0,1)
при наименьшем рабочем давлении	0,7(0,07)	0,7(0,07)
Повышение рабочего давления после прекращения отбора газа (перепад), кгс/см ² (МПа), не более	2,25(0,225)	2,25(0,225)
Габаритные размеры, мм	195×160×170	195×160×170
Масса, кг	2,3	2,3

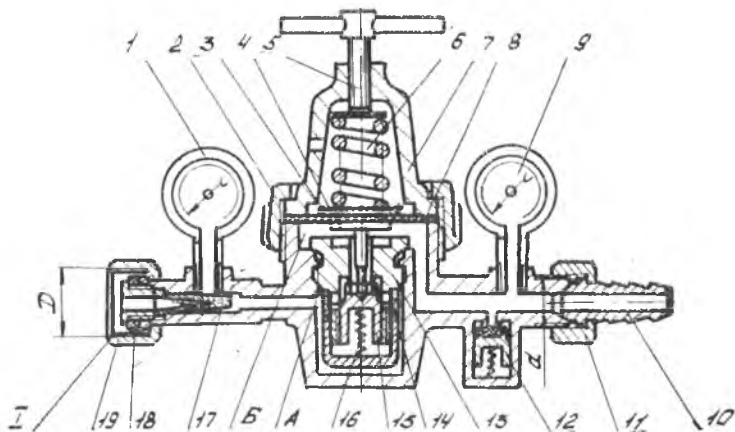
стройки редуктора на требуемое давление. Для контроля давления на входе и выходе из устройства последнее комплектуется манометрами.

Редукторы в системах газонапуска быстропроточных лазеров дополняются регуляторами, позволяющими обеспечить регулирование давления смеси при давлениях, близких к атмосферному и значительно меньших атмосферного.

В быстропроточных лазерах, работающих на низких абсолютных давлениях газовой смеси 20—100 мм рт. ст., находят применение регуляторы абсолютного давления газа. Конструктивная схема регулятора представлена на рис. 2.18 [29].

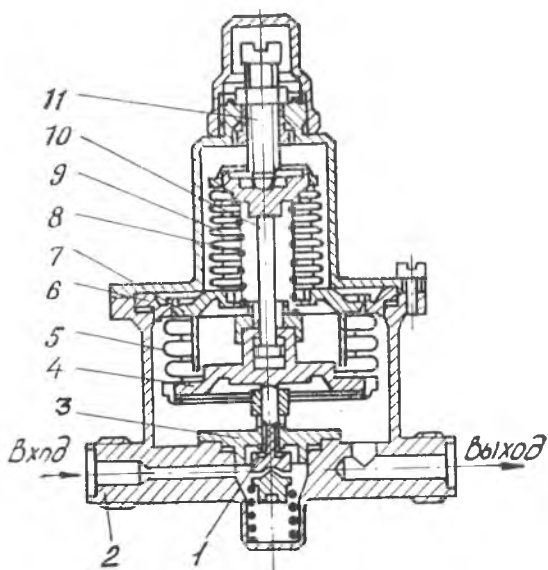
Чувствительным элементом регулятора является вакуумированный сиффон 5, внутренняя полость которого подкреплена пружиной 8. При ввертывании регулировочного винта 11 штоком 10 сжимается пружина 8 и усилие передается на доньшко 4 сиффона 5. Сиффон 5 прикреплен к корпусу 2 посредством жестких колец 6 и 7.

Дросселирование газа при работе регулятора обеспечивается затвором 1, установленным на седле 3. Сиффон 9 регулятора обладает значительно меньшей площадью, чем сиффон 5, по



Р и с. 2.17. Конструктивная схема редуктора:

1, 9 — манометры; 2 — гайка; 3 — диск нажимной; 4 — толкатель; 5 — винт регулирующий; 6, 16 — пружины; 7 — крышка; 8 — мембрана; 10 — ниппель; 11, 19 — гайки; 12 — клапан предохранительный; 13 — седло; 14, 17 — фильтры; 15 — клапан редуцирующий; 18 — прокладка; А — камера высокого давления; Б — камера рабочего давления



Р и с. 2.18. Регулятор абсолютного давления газа

имеет относительно большое осевое перемещение. Такая конструкция уменьшает деформацию чувствительного элемента при настройке редуктора, что должно способствовать увеличению точности и стабильности работы.

На установившемся расходном режиме работы регулятора поддерживается баланс сил на подвижной системе регулятора, при котором устанавливается некоторое проходное сечение на дросселирующих элементах, соответствующее расходу газа в системе. При нарушении баланса сил проходное сечение меняется таким образом, чтобы регулирующее действие, связанное с изменением расхода, повлекло стабилизацию заданного давления.

Описанные редуктор и регулятор относятся к регуляторам обратного хода, в которых высокое давление газа и сила вспомогательной пружины прижимают затвор (клапан) к седлу в корпусе редуктора.

Существуют редукторы прямого хода. Схема редуктора прямого хода приведена на рис. 2.19.

При подводе газа к редуктору входное давление способствует поднятию затвора 2, который удерживается вспомогательной пружиной 1. При нагружении винтом 6 регулировочной пружины 5 толкатели 3 под действием усилия на поршне 4 поднимают затвор 2 и газ протекает в полости низкого давления H_1 и H_2 . По мере нарастания давления в этих полостях затвор начинает прикрываться. Если расхода газа нет, то вспомогательная пружина прижмет затвор к седлу. По мере нарастания расхода давление в полости H_2 уменьшается и толкатель приподнимает затвор.

Конструкция мембранного редуктора описанной схемы приведена на рис. 2.20. В регуляторе подведенный к штуцеру 5 газ через сверление 4 направляется к дросселирующей щели, затем по каналу В проходит в полость низкого давления H , а по каналам, образованным лысками на затворе 18, — в полость Г. В полости Г расположена вспомогательная пружина 2, к этой же полости подключен выходной штуцер 1. Седло регулятора выполнено как одно целое с корпусом регулятора. Сила вспомогательной пружины 2 передается на затвор 18 через опору 19. Сила регулировочной пружины 7 воспринимается затвором 18 через тарелку 11, мембрану 13, опорный элемент 14 и три толкателя 15. Поскольку регулятор предназначен для низких выходных давлений, то для нагружения пружины 7 не требуется больших усилий. Для стопорения регулировочного винта 9 предназначена гайка 8. Пружина сжимается винтом 9 через

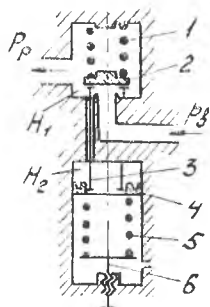


Рис. 2.19. Схема редуктора прямого хода

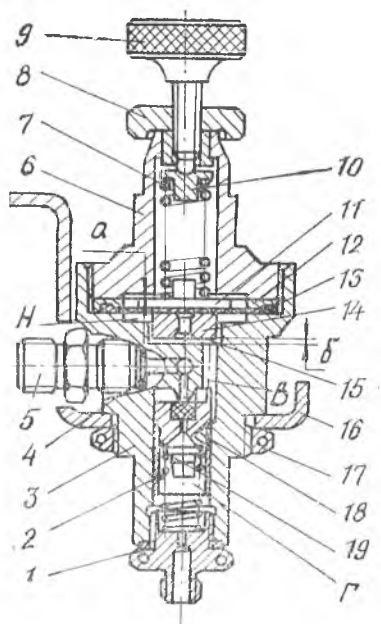


Рис. 2.20. Мембранный редуктор прямого хода

целей измерения и сигнализации избыточного или вакуумметрического давления. Реле (или сигнализаторы) давления для целей измерения не могут быть использованы, так как они не имеют отсчетных устройств.

пята 10 и сферическое сочленение. Кронштейн 16 и гайка 17 предназначены для крепления регулятора. Корпус 3 и затвор изготовлены из алюминиевого сплава, уплотнение затвора из эбонита. В качестве уплотнителя может использоваться фторопласт. Мембрана 13 армирована тканью и обжата кожухом 6 через обойму 12.

В редукторах прямого хода с падением давления на входе выходное давление уменьшается. В редукторах обратного хода — увеличивается.

Как элементы измерения и сигнализации в гидрогазовых системах лазеров находят применение электроконтактные мановакуумметры и реле давления. Электроконтактные мановакуумметры выпускают с показывающим устройством, поэтому они могут быть использованы одновременно для

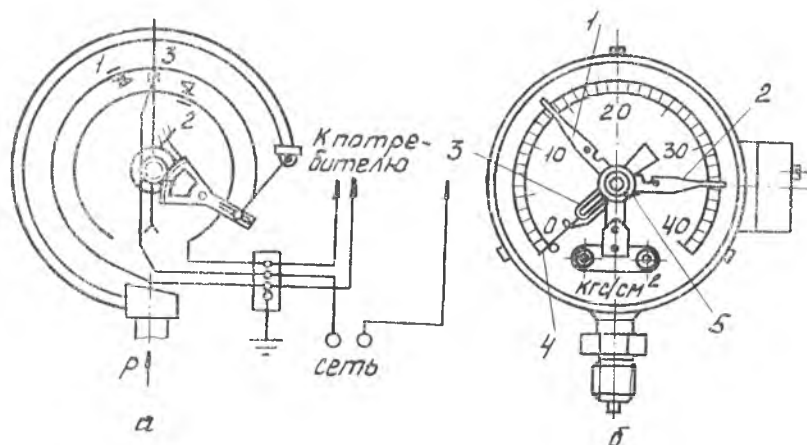


Рис. 2.21. Электроконтактный манометр типа ЭКМ:

1, 2 — установочные контакты; 3 — подвижный контакт; 4 — стрелка; 5 — винт

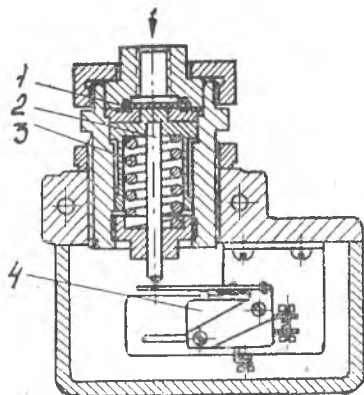


Рис. 2.22. Реле давления мембранного типа

Принципиальная схема (а) и внешний вид электроконтактного манометра (б) типа ЭКМ показаны на рис. 2.21. В этом приборе в качестве упругого чувствительного элемента используется одновитковая трубчатая пружина. По своему устройству прибор типа ЭКМ отличается от обычного манометра лишь наличием специальных электроконтактов 1, 2. Установка контактов 1 и 2 может быть произведена на любые отметки рабочей части шкалы манометра вращением винта в головке 5, находящейся на наружной стороне стекла.

На рис. 2.22 изображено реле давления мембранного типа, в котором давление рабочей среды действует на нагруженную пружиной 3 мембрану 1. При прогибе мембраны через шток 2 приводится в действие электровыключатель 4 цепи управления.

На рис. 2.23 приведена конструкция реле-датчика давления РД-1-ОМ5 общепромышленного назначения, которое находит применение в цепях контроля и управления лазерами. В частности, реле применяется для блокирования цепи включения источника питания лазера в случае недостаточного давления охлаждающей лазер среды [3]. Реле работоспособно в широком интервале температур ($-50...+60^{\circ}\text{C}$) и атмосферных давлений. Реле выдерживает не менее $2 \cdot 10^5$ циклов переменного давления. Нагрузкой на контакты может быть как постоянный, так и переменный ток (50 Гц) напряжением до 380 В и передаваемой мощностью до 150 Вт. Прибор состоит из чувствительной системы, узла настройки уставки, узла настройки зоны нечувствительности, передаточного механизма, демпфера, электрического переключателя и штепсельного разъема. Взаимодействие узлов прибора и демпфирование реле давления ясно из рис. 2.23 и 2.24. На рис. 2.24 сохранена та же нумерация позиций, что и на рис. 2.23.

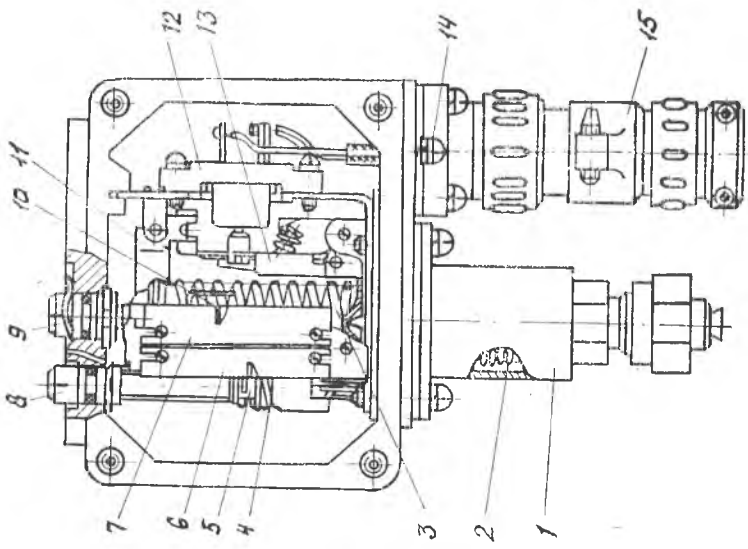


Рис. 2.23. Конструкция прибора РД-1-ОМ5:
 1 — корпус; 2 — сильфон; 3 — пружина настройки уставки
 реле; 4 — пружина узла настройки зоны нечувствительности; 5 — указатель; 6 — шкала узла настройки уставки; 7 — шкала узла зоны нечувствительности; 8, 9 — винты регулировочные; 10 — указатель узла уставки; 11 — демпфер; 12 — электрический переключатель; 13 — передаточный механизм; 14 — винт заземления прибора; 15 — штипельный разъем

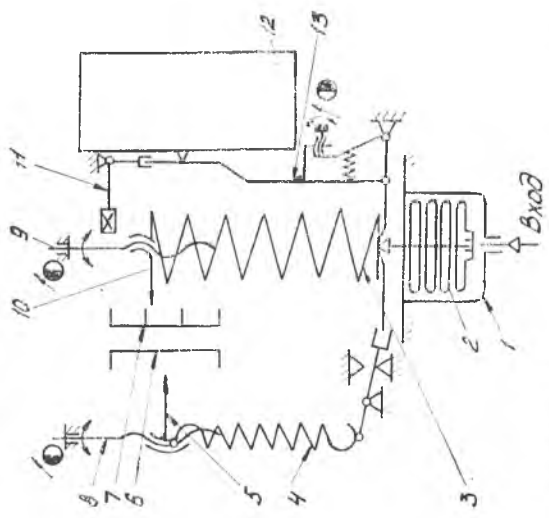


Рис. 2.24. Кинематическая схема прибора РД-1-ОМ5

2.4. ЭЛЕМЕНТЫ АВТОМАТИКИ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ

Для газоразрядных атомарных лазеров напряжение на газоразрядном промежутке изменяется в диапазоне 0,5...2 кВ, для молекулярных может достигать десятков киловольт. Для лампы оптической накачки требуется напряжение от десятков до сотен вольт.

Структурная схема источника электропитания для газовых лазеров непрерывного действия и ламп оптической накачки твердотельных лазеров состоит из преобразователя напряжения, балластного элемента разрядного промежутка газового лазера, устройств зажигания и управления (рис. 2.25) [28].

Назначение преобразователя напряжения состоит в изменении и выпрямлении напряжения сети до требуемого значения, определяемого вольт-амперной характеристикой разрядной камеры или газоразрядной трубки лазера.

Балластный элемент предназначен для согласования выходной характеристики разрядного промежутка лазера с выходной характеристикой источника электропитания. В качестве балластного элемента может использоваться резистор, индуктивность, конденсатор или нелинейный резистор (транзистор, электронная лампа). Реактивный балластный элемент включается в цепь переменного тока, активный балластный элемент может включаться в цепь как переменного, так и постоянного тока. Место включения балластного элемента зависит от диапазона регулирования тока или напряжения, а также от типа применяемого регулирующего элемента. Устройство зажигания или непосредственно входит в состав источника электропитания, или выполняется в виде отдельного функционального узла.

Для газовых лазеров импульсно-периодического действия структура источника электропитания (рис. 2.26) включает преобразователь напряжения сети, зарядный элемент, накопитель энергии, разрядный коммутатор, цепь управления. Зарядный элемент служит для ограничения максимального тока зарядки накопителя энергии. Емкостный накопитель энергии подключается к разрядному контуру лазера через разрядный коммутатор.

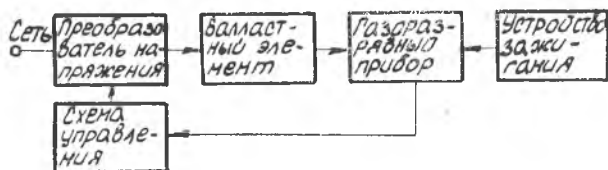


Рис. 2.25. Структурная схема источника электропитания непрерывного действия для газоразрядных лазеров

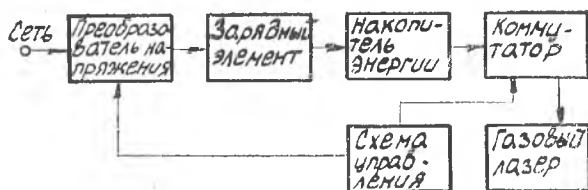


Рис. 2.26. Структурная схема источника электропитания для газовых лазеров, работающих в импульсном режиме

Структурная схема источника электропитания твердотельного лазера, работающего в импульсном режиме и предназначенного для питания трубчатых ксеноновых ламп, изображена на рис. 2.27.

В отличие от предыдущей схемы, между преобразователем напряжения и зарядным элементом включается зарядный коммутатор, режим работы которого задается схемой управления. Для зажигания ламп оптической накачки в схему источника последовательно в цепь разряда лампы или параллельно ей вводится устройство импульсного зажигания.

В целях обеспечения требуемой циклограммы работы лазера, достижения высоких энергетических показателей электрической накачки, а также стабилизации и управления параметрами лазерных установок в системы электропитания вводятся соответствующие устройства автоматики. Эти устройства содержат в своей структуре измерительные, вычислительные, усилительные, корректирующие и исполнительные элементы. Поскольку принцип действия большинства указанных элементов широко освещен в литературе, рассмотрим непосредственно ряд схем, обеспечивающих автоматическую стабилизацию и управление током разряда и другими параметрами систем лазера.

На рис. 2.28 показана принципиальная схема стабилизатора постоянного тока лазера ЛГ-56 [28].

В состав стабилизатора входят трехфазный выпрямитель напряжения Tr_1-Tr_3 , D_1-D_6 с емкостным фильтром C_2 ,

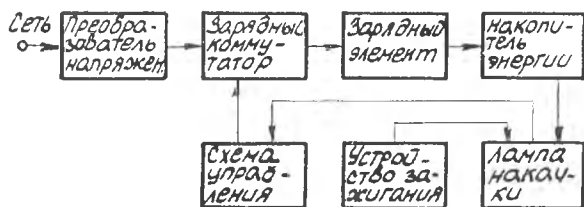


Рис. 2.27. Структурная схема источника электропитания твердотельного импульсного лазера

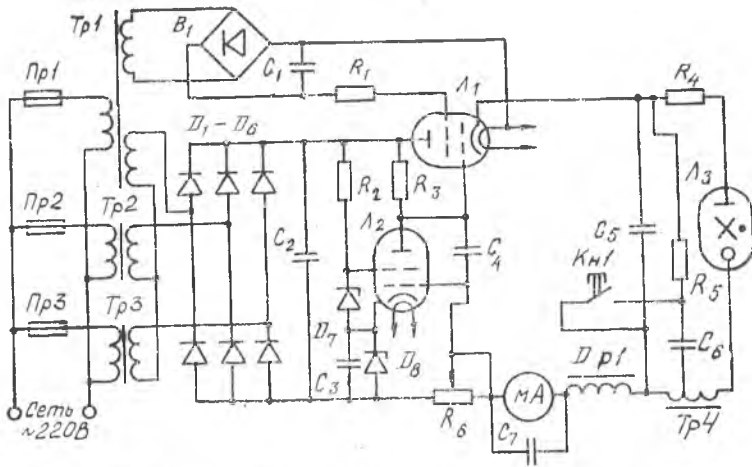


Рис. 2.28. Схема стабилизатора постоянного тока лазера ЛГ-56

электронный регулирующий элемент L_1 , включенный последовательно через $R_{\text{бал}}$ (R_4) с активным элементом L_3 газового лазера, усилитель постоянного тока L_2 и схема зажигания на конденсаторе C_6 и импульсном автотрансформаторе Tr_4 .

На управляющей сетке лампы L_2 напряжение отсутствует до зажигания лазера, т. е. до появления тока разряда, создающего падение напряжения на резисторе R_6 . В связи с этим лампа L_2 закрыта, следовательно, напряжение с выпрямителя B_1 подключено к управляющей сетке лампы L_1 . Лампа L_1 полностью открыта, следовательно, полное напряжение холостого хода выпрямителя подключено к электродам лазера. Зажигание активного элемента лазера осуществляется в результате разрядки конденсатора C_6 через коммутатор $Kn1$ и первичную обмотку импульсного автотрансформатора Tr_4 . После зажигания лазера на резисторе R_6 возникает сигнал обратной связи, пропорциональный току разряда в лазере. Усиленный сигнал рассогласования с усилителя поступает на управляющую сетку лампы L_1 . Регулятор, таким образом, обрабатывает изменения тока как при колебаниях напряжения в питающей сети, так и при изменении напряжения на $R_{\text{бал}}$ и газоразрядном промежутке при регулировании тока разряда в лазере.

Широкодиапазонное регулирование тока питания лазера позволяет осуществлять компенсационные схемы управления. Принципиальная схема системы электропитания на основе индуктивно-емкостного преобразователя с регулятором компенсационного типа показана на рис. 2.29 [5]. Принцип действия этой схемы поясняется на рис. 2.30.

Поскольку ток на выходе индуктивно-емкостного преобразователя в идеальном случае не зависит от величины полного при-

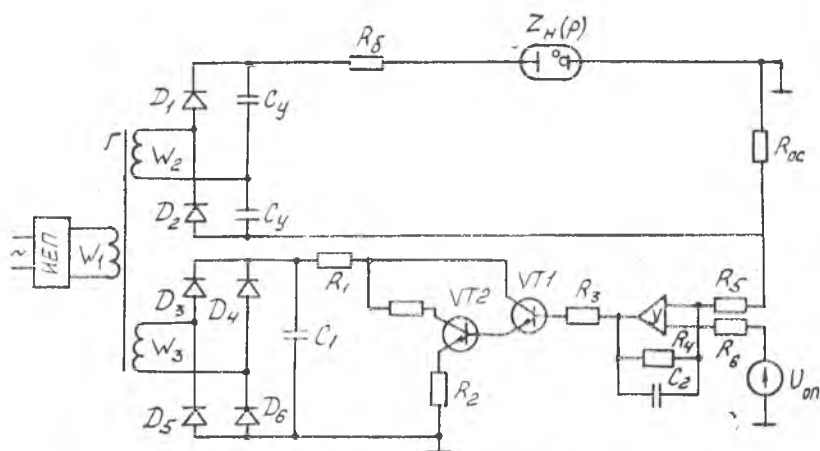


Рис. 2.29. Схема регулятора тока лазера

веденного сопротивления на его выходе, токи в цепях нагрузки и регулирующего органа обратно пропорциональны величинам сопротивления в них и коэффициенту трансформации каждой из обмоток. Изменяя величину добавочного сопротивления в цепи регулирующего органа, можно тем самым «отсасывать» или «восполнять» ток в цепи нагрузки и таким образом поддерживать его на заданном стабилизируемом уровне.

В схеме на рис. 2.29 питание активного элемента лазера осуществляется с обмотки трансформатора с числом витков W_2 через выпрямитель (D_1, D_2, C_y), выполненный по схеме удвоения напряжения, и резистор R_6 . Датчик обратной связи представляет собой резистор R_{0C} . Операционный усилитель U одновременно является элементом сравнения. Сигнал с выхода операционного усилителя подается на усилитель тока, собранный по схеме составного транзистора. Для предотвращения полного запираания транзистора VT_2 между входом и выходом неуправляемого выпрямителя D_3-D_6 включена емкость C_1 .

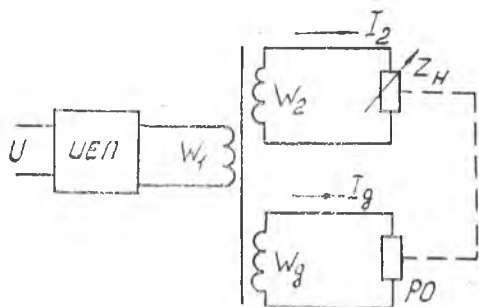


Рис. 2.30. Принципиальная схема регулятора

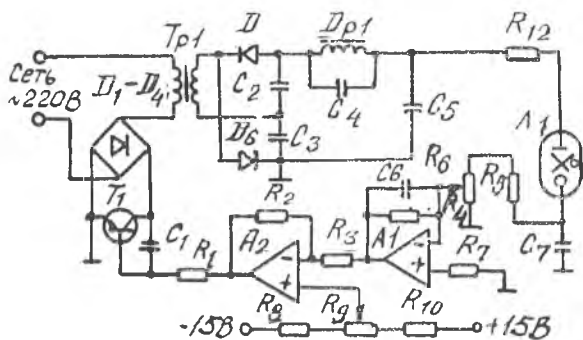


Рис. 2.31. Схема источника с регулирующим элементом в цепи питания трансформатора

При отклонении тока через разрядный промежуток от заданного значения изменяется напряжение на входе в операционный усилитель вследствие изменения падения напряжения на сопротивлении R_{oc} . Поскольку появляется разность между опорным напряжением $U_{оп}$, определяющим заданный уровень тока, и напряжением обратной связи, на выходе из операционного усилителя формируется соответствующего знака сигнал, пропорциональный рассогласованию. Наличие тока на выходе из операционного усилителя приводит к такому изменению сопротивления цепи транзисторов $VT1$ и $VT2$, что ток через разрядный промежуток приводится к заданному значению.

Для газовых лазеров, напряжение питания которых превышает 3...5 кВ, применяются источники с низковольтным регулятором. Низковольтный регулятор располагается между сетью 220 В и выходным повышающим трансформатором. Как показано на рис. 2.31 [5], низковольтный регулятор состоит из выпрямительного моста D_1 — D_4 , регулирующего транзистора T_1 , включенного в диагонали указанного моста, цепи обратной связи (усилители A_1 , A_2) и датчика тока разряда на резисторах R_5 , R_6 . Так, при увеличении тока разряда в активном элементе L_1 растет напряжение на резисторах R_5 , R_6 , усилитель A_2 закрывает транзистор T_1 , тем самым уменьшая ток через первичную обмотку высоковольтного трансформатора T_1 , и наоборот, при уменьшении тока разряда транзистор T_1 открывается.

В регуляторах систем электропитания мощных лазеров широкое применение находят управляемые вентили-тиристоры [16].

Простейшим тиристором с двумя выводами является диодный тиристор (динистор). Триодный тиристор (тринистор) имеет, в отличие от динистора, дополнительный третий управляющий электрод. Тиристоры обладают четырехслойной структурой с тремя p — n переходами Π_1 , Π_2 и Π_3 (рис. 2.32). Напряжение

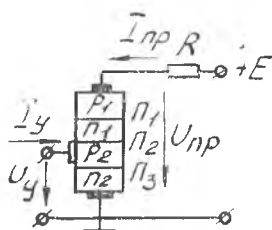


Рис. 2.32. Структура тиристора

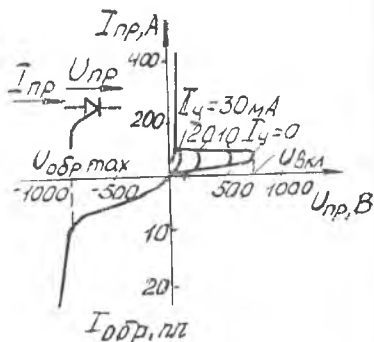


Рис. 2.33. Вольт-амперные характеристики тиристора

питания подается на вентиль таким образом, что переходы Π_1 и Π_3 открыты, а переход Π_2 закрыт. Сопротивления открытых переходов тиристора малы. Поэтому практически все напряжение питания $U_{пр}$ приложено к закрытому переходу Π_2 , имеющему высокое сопротивление. Как следствие, ток через тиристор мал. При повышении ЭДС источника питания E растет напряжение на тиристоре $U_{пр}$, при этом ток через тиристор повышается незначительно до тех пор, пока напряжение на тиристоре не приблизится к некоторому критическому значению, равному напряжению включения тиристора $U_{вкл}$ (рис. 2.33).

По достижении критического напряжения происходит лавнообразное увеличение числа носителей заряда в переходе движущимися электронами и дырками. С возрастанием числа носителей заряда ток в переходе нарастает лавнообразно, поскольку электроны из n_2 -слоя и дырки из p_1 -слоя устремляются в p_2 - и n_1 -слой и насыщают их неосновными носителями заряда, что приводит к существенному снижению сопротивления. Напряжение в цепи с тиристором перераспределяется; напряжение на резисторе (нагрузке) возрастает, а на тиристоре — падает, происходит переключение тиристора. При переключении напряжение на тиристоре снижается до значения 0,5—1 В.

При дальнейшем увеличении ЭДС источника питания ток в приборе нарастает в соответствии с вертикальным участком вольт-амперной характеристики тиристора (рис. 2.33). При снижении тока восстанавливается высокое сопротивление перехода Π_2 . Время восстановления сопротивления запирающего перехода составляет 10—30 мкс. Напряжение включения $U_{вкл}$ тиристора может быть существенно уменьшено привлечением неосновных носителей заряда в любой из слоев, прилегающих к переходу Π_2 . Добавочные носители заряда вводятся в p_2 -слой вспомогательной цепью, получающей питание от независимого источника управляющего напряжения U_y .

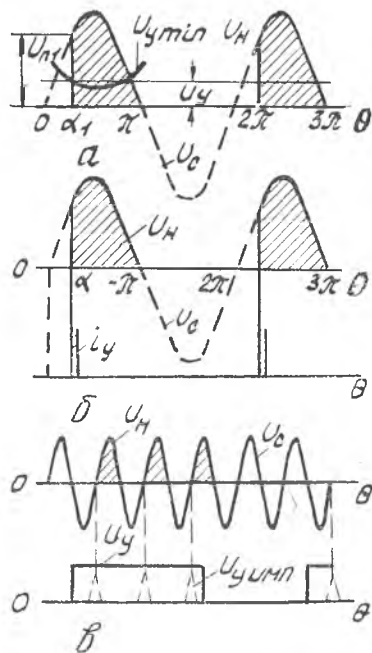


Рис. 2.34. Диаграмма изменения переменных тиристорного преобразователя при различных методах управления:

a — амплитудный; *б* — фазовый; *в* — широтно-импульсный; U_c — напряжение сети; U_{U1} — напряжение включения тиристора при угле включения α_1 ; $U_{y min}$ — минимальное значение напряжения управления; U_{U2} — напряжение на нагрузке; $U_{y min}$ — импульсное напряжение управления

Зависимость напряжения включения тиристора от тока управления иллюстрирует группа кривых на рис. 2.33. При подаче на тиристор обратного напряжения возникает слабый ток, так как в этом случае заперты переходы Π_1 и Π_2 . Обратное напряжение необходимо ограничивать величиной $U_{обр max}$, чтобы не вызвать пробой вентиля. Промышленность выпускает тиристоры на ток 1—2000 А и напряжения включения 100—4000 В.

Как было указано выше, тиристор имеет два состояния — открытое и закрытое. Состояние тиристора определяется наличием командного сигнала на управляющем электроде. Разработано несколько методов управления тиристорами: амплитудный, фазовый и коротко-импульсный. Рассмотрим суть указанных способов управления проводимостью тиристора [24].

Амплитудное управление тиристором базируется на изменении управляющего напряжения при протекании тока через управляющий переход. Увеличение тока управления приводит к уменьшению величины напряжения переключения. Таким образом, каждому уровню тока управления соответствует определенное значение напряжения переключения (рис. 2.33). Рассмотренный способ управления применим при питании системы с тиристором переменным напряжением, причем в течение полупериода мгновенное значение напряжения должно изменяться. На рис. 2.34 изображена диаграмма, с помощью которой можно пояснить принцип амплитудного управления для случая си-

нусоидального питающего напряжения и однополупериодного выпрямления. Кривая $U_{y \min}$ представляет собой зависимость требуемого управляющего напряжения включения от напряжения, подведенного к тиристор, прямая $U_{н1}$ — располагаемое управляющее напряжение. Тиристор включается при $U_{y \min} < U_{н1}$.

Амплитудный метод обеспечивает только двукратное изменение напряжения на нагрузке и имеет ряд недостатков:

существенный разброс зависимости выходного напряжения тиристорного преобразователя от величины сигнала управления;

зависимость характеристик тиристора от температуры;

увеличение потерь в тиристоре за счет протекания тока через управляющий переход в течение всего периода изменения питающего напряжения.

Фазовый метод управления основан на регулировании фазы управляющего сигнала относительно фазы питающего анодную цепь тиристора переменного напряжения. В свою очередь, фазовое управление подразделяется: на амплитудно-фазовое управление, при котором управляющее напряжение является синусоидальным, фаза которого регулируется относительно фазы питающего анодную цепь напряжения, а также фазово-импульсное управление, когда рабочая проводимость тиристора устанавливается импульсом тока с регулируемой фазой. Первый случай аналогичен амплитудно-фазовому управлению, но при этом расширяется диапазон регулирования выходного напряжения. Фазово-импульсный способ управления обеспечивает наилучшие характеристики тиристорных преобразователей.

В фазово-импульсном способе управления в качестве управляющего сигнала используются электрические импульсы, длительность которых не превышает полупериода питающего напряжения. Поскольку время включения тиристора незначительно, то для управления им используются короткие импульсы длительностью до сотен микросекунд. Амплитуда управляющих импульсов тока должна превышать ток управления (см. рис. 2.33).

На диаграмме, приведенной на рис. 2.34, иллюстрируется фазовый метод управления тиристором. Регулируя фазу импульса в пределах угла $0-\pi$, изменяют выходное напряжение на тиристорной нагрузке от 0 до максимального значения. При этом способе управления исключается влияние разброса параметров, температурной зависимости, формы питающего напряжения на выходные характеристики тиристорного преобразователя.

Широтно-импульсный способ управления тиристором заключается в варьировании соотношения между длительностью открытого и закрытого состояния. Этот способ используется для тиристорных преобразователей с выходом как на постоянном, так и переменном токе.

Описанный способ поясняется соответствующей схемой на

рис. 2.34. Управляющие сигналы могут вырабатываться в виде серий кратковременных импульсов с переменной скважностью, подаваемых на управляющий электрод в начале полупериодов питающего напряжения. Когда тиристор установлен в сети постоянного напряжения, после каждого управляющего импульса должно производиться отключение тиристора. Этот способ наиболее эффективен в цепях с источником питания постоянного напряжения.

В качестве примера (рис. 2.35), иллюстрирующего достоинства регулируемого выпрямителя переменного напряжения, приведена схема простейшего однофазного управляемого выпрямителя на тиристоре [16]. В данном выпрямителе на тиристоре управление выпрямленным напряжением сводится к задержке во время момента включения тиристора по отношению к моменту его естественного включения. В этом выпрямителе используется амплитудно-фазовый способ управления, т. е. сдвиг фазы между фазой управляющего и питающего напряжений. Такой сдвиг называют углом управления α . Управление фазовым сдвигом осуществляют с помощью фазовращающей R_1, R_2, C цепочки. Угол управления может изменяться между 0 и 90° , что обеспечивает двукратное изменение выпрямленного напряжения (рис. 2.35).

Блок-схема источника питания мощного газоразрядного лазера с тиристорным регулятором в цепи питания трансформатора показана на рис. 2.36. Достоинством фазового регулирования является естественная коммутация тока тиристора, которая происходит в момент прохождения тока через нуль и не требует дополнительных устройств. Изменение момента открытия тиристора приводит к изменению среднего значения на входе источника электропитания. При больших диапазонах регулирования напряжения резко возрастает коэффициент пульсаций, что требует применения мощных сглаживающих фильтров [19].

Схемы с активным балластным сопротивлением (см. напр. рис. 2.36) нашли широкое применение в практике. Однако такие источники имеют серьезные недостатки, заключающиеся в том, что на балластном сопротивлении теряется до 30% мощности, вкладываемой в разряд.

Существенно уменьшить энергетические потери позволяют схемы с индуктивным балластом (рис. 2.37). Ток разряда регулируется в приведенной схеме тиристорным регулятором, шунтирующим первичные обмотки

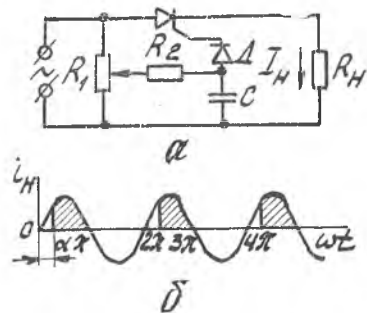


Рис. 2.35. Схема (а) и временная диаграмма выходного напряжения (б) однофазного однополупериодного управляемого выпрямителя

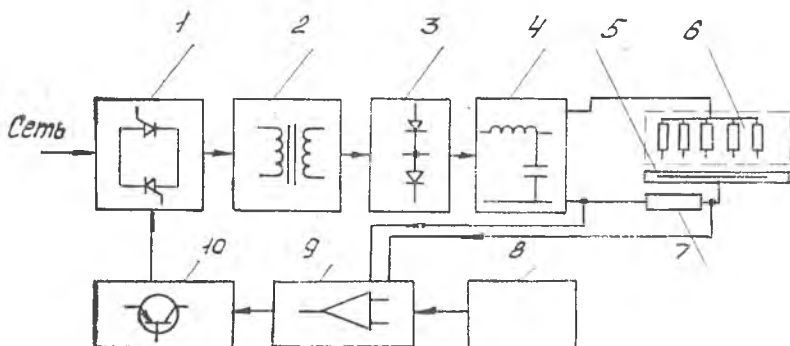


Рис. 2.36. Блок-схема источника питания мощного газоразрядного лазера: 1 — фазовый тиристорный регулятор; 2 — трансформатор; 3 — высоковольтный неуправляемый выпрямитель; 4 — сглаживающий фильтр; 5 — разрядная камера; 6 — блок балластных резисторов; 7 — резистор обратной связи; 8 — датчик режима; 9 — схема сравнения; 10 — блок фазового управления

трансформатора. При минимальном угле регулирования ток в нагрузке мал, поскольку в течение большей части периода тока обмотки шунтированы тиристорами регулятора. По мере роста угла регулирования ток в нагрузке нарастает до значения, определяемого сопротивлением балластных дросселей. Наличие балластных дросселей снижает требования к системе управления, поскольку при любых изменениях напряжения нагрузки и первичного источника питания максимальное значение тока ограничено величиной, не очень резко отличающейся от рабочего тока.

Общим недостатком схем источников, приведенных на рис. 2.36 и 2.37, является большая масса и габариты магнитных эле-

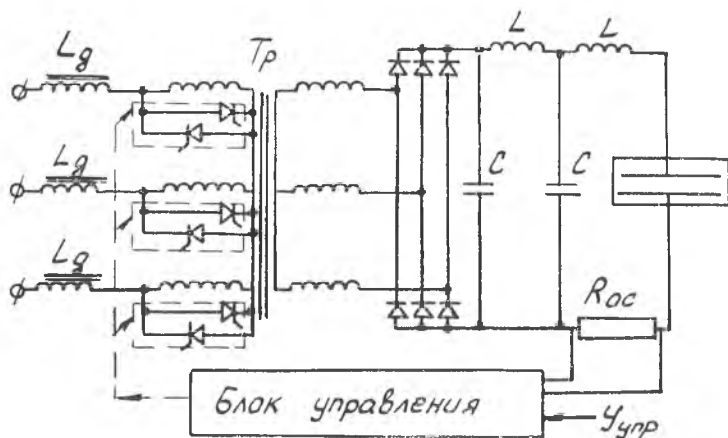


Рис. 2.37. Схема источника питания лазера с индуктивным балластом

ментов (дроссели фильтра, балластные дроссели, трансформатор). Избежать этих недостатков можно в схеме, включающей инвертор напряжения. Напряжение на выходе инвертора имеет форму меандра и частоту, существенно превышающую частоту цепи питания. Регулятор, включенный на выходе инвертора, осуществляет широтно-импульсное регулирование мощности.

Как пример реализации указанного принципа построения системы управления током разряда рассмотрим схему источника питания лазера ЛОК-3М (рис. 2.38) [19].

Преобразователь состоит из выпрямительного моста, собранного на вентилях $V_1—V_9$, емкостного фильтра $C_1—C_5$, инвертора напряжения, выполненного на вентилях $V_{10}—V_{33}$, двух регуляторов напряжения $V_{34}—V_{37}$ и двух трансформаторно-выпрямительных блоков, каждый из которых разбит на четыре секции $B_1—B_8$. На выходе преобразователя включены Т-образные фильтры L_9, C_7, L_{10} и L_{11}, C_8, L_{12} . На схеме показаны также датчики напряжения на конденсаторах низковольтного и высоковольтного фильтров ($R_2—R_4, R_5—R_7, R_8—R_{10}$) и датчики токов нагрузки ($Шн1, Шн2$). Использование двух выходных каналов в преобразователе обусловлено тем, что лазер ЛОК-3М имеет два разрядных промежутка.

В низковольтном выпрямителе вентили V_1, V_3, V_5 выбраны управляемыми. Это позволяет выпрямителю работать в качестве статического ключа, обеспечивая быстросрабатывающую защиту преобразователя при опрокидывании инвертора и другого рода аварийных ситуациях. В нормальном режиме на эти тиристоры поступает постоянный сигнал управления и они работают в диодном режиме. Во избежание больших ударных токов при включении преобразователя вентили катодной группы дублированы маломощными диодами $V_7—V_9$, через которые происходит предварительный заряд буферного конденсатора $C_1—C_5$. При этом ток ограничивается сопротивлением $R1$. Крутизна нарастания тока в аварийных режимах ограничивается дросселями $L_1—L_3$. Инвертор, выполненный на тиристорах $V_{10}—V_{25}$ и диодах $V_{26}—V_{33}$ по мостовой схеме, представляет собой инвертор напряжения с коммутирующим LC-контуром, подключенным параллельно нагрузке [19].

Инвертор работает следующим образом: при включении накрест лежащих тиристоров, например V_{10}, V_{22} , происходит колебательный перезаряд коммутирующего конденсатора C_6 , который заряжается до двойного напряжения питания, а затем разряжается до некоторого остаточного напряжения. При высокой добротности контура через обратные диоды $V_{26}, V_{27}, V_{32}, V_{33}$ на выходе инвертора формируется импульс напряжения прямоугольной формы с амплитудой, равной величине напряжения источника питания. Время проводящего состояния обратных диодов представляет тиристорам возможность восстановления их управляющей способности. Время проводящего состояния об-

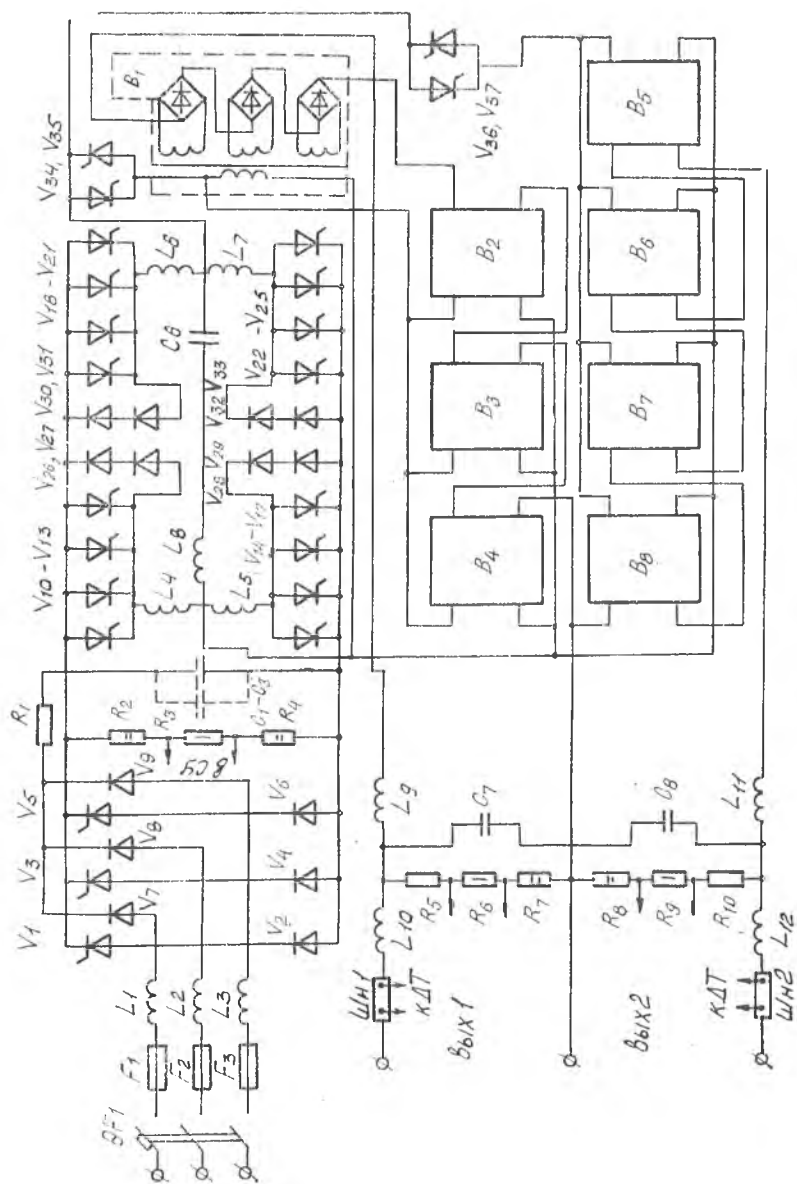


Рис. 2.38. Принципиальная схема источника питания ЛОК-3М

ратных диодов зависит от тока нагрузки, который в первом приближении можно считать постоянным по величине, и параметров коммутирующего LC -контура. В следующий полупериод выходной частоты работают тиристоры и диоды противоположной накрест лежащей группы ($V_{18}, V_{14}, V_{28}, V_{30}, V_{31}$).

Таким образом, на выходе инвертора формируется знакопеременное напряжение прямоугольной формы. Частота инвертирования составляет 3000 Гц. Так как коммутирующая LC -цепочка и инвертор в целом должны быть рассчитаны на максимальный ток нагрузки, соответствующий режиму контракции разряда, тиристорный мост собран из четырех ячеек. Многоячеековое построение инвертора позволяет при параллельном соединении тиристоров обойтись без токовыравнивающих цепей и снизить потери в них, поскольку в этом случае каждая ячейка работает с частотой 750 Гц. Система управления обеспечивает поочередное включение ячеек инвертора в работу.

Вентили инвертора защищены от чрезмерно большой крутизны нарастания анодного тока дросселями L_4-L_7 .

Регулятор тока разряда представляет собой два встречно-параллельно включенных тиристора V_{34}, V_{35} (V_{36}, V_{37}). Регулирование осуществляется широтно-импульсным способом. Система обратной связи по току обеспечивает его стабилизацию на заданном уровне. В схеме предусмотрена возможность плавного изменения тока от 0 до 16 А.

Каждый из трансформаторно-выпрямительных блоков состоит из четырех секций, соединенных параллельно по входу и последовательно по выходу. Такое построение позволяет использовать сравнительно маломощные трансформаторы. Сигнал обратной связи по току снимается с шунта Шн1 (Шн2) и подается на регулятор, поддерживающий ток разряда на заданном уровне путем изменения угла проводимости тиристоров регулятора в надлежащих пределах.

Характерной особенностью импульсно-периодических лазеров (ИПЛ) является импульсный ввод энергии в рабочую среду с временами $10^{-7} \dots 10^{-4}$ с и периодом повторения $10^{-2} \dots 10^{-3}$ с. В связи с этим в системе питания ИПЛ, помимо регулятора тока, необходим и другой элемент автоматики — мощный коммутатор, работающий в совокупности с накопителем электрической энергии. Коммутаторы выполняются на водородных тиратронах или тиристорах. В качестве накопителей энергии используются конденсаторы. Блок-схема системы электропитания мощного импульсно-периодического лазера приведена на рис. 2.39. Принципиальные схемы зарядных цепей показаны на рис. 2.40. Основным достоинством цепи на рис. 2.40, а является ее простота, но эта цепь имеет малый КПД в сравнении с цепью, представленной на рис. 2.40, б. Цепь на рис. 2.40, в позволяет получить напряжение на конденсаторе, вдвое превышающее напряжение питания.

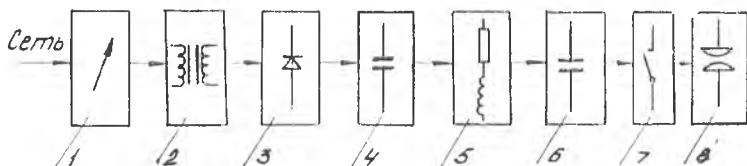


Рис. 2.39. Блок-схема системы электропитания ИПЛ:
 1 — регулятор; 2 — трансформатор; 3 — выпрямитель; 4 — сглаживающий фильтр; 5 — зарядная цепь; 6 — накопитель; 7 — коммутатор; 8 — разрядная камера

Принципиальная схема питания ИПЛ представлена на рис. 2.41. В начальный момент времени конденсатор C заряжен до напряжения U , напряжение на разрядном промежутке равно нулю. После открытия тиратрона пробивается искровой промежуток между конденсаторами подсветки $C_{п}$, одновременно искры являются источниками ультрафиолетовой предыонизации. После достижения пробивного напряжения на электродах происходит развитие разряда в межэлектродном промежутке и конденсаторы C и $C_{п}$ разряжаются через него. Напряжение на конденсаторе C и тиратроне падает до нуля и через зарядную цепь начинается зарядка конденсатора C . Пока происходит зарядка конденсатора C через резистор R и индуктивность L , в тиратроне идут процессы деионизации газа и он успевает восстановить электрическую прочность. После зарядки конденсатора цикл повторяется.

Рассмотрим импульсные источники электропитания твердотельных лазеров. Максимальный КПД импульсного источника достигается при зарядке накопительного конденсатора неизменным во времени током. Это можно обеспечить, применяя импульсное регулирование напряжения на входе зарядной цепи. Импульсные регуляторы напряжения автоматически изменяют ширину импульсов напряжения таким образом, что среднее значение зарядного тока в каждом периоде сохраняется неизменным.

Электрическая схема источника электропитания ламп твердотельных лазеров, работающих в импульсном режиме от сети постоянного напряжения $U_n = 24$ В, показана на рис. 2.42 [28]. Она состоит из преобразователя постоянного напряжения в переменное (генератора на транзисторах T_1, T_2 и усилителя мощ-

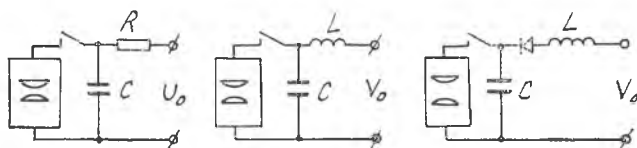


Рис. 2.40. Типы зарядных цепей ИПЛ

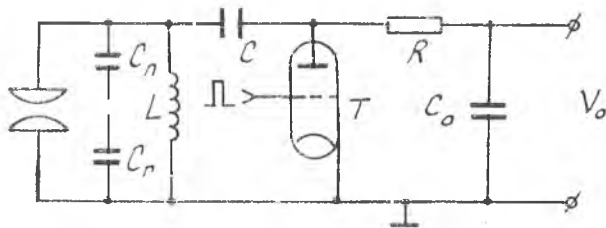


Рис. 2.41. Схема питания ИПЛ

ности на транзисторах T_3, T_4), выпрямительного моста B_1 , зарядного дросселя Dp_1 , накопительного конденсатора C_1 с разрядной индуктивностью L_p и лампы L_1 . В цепь обратной связи по току зарядки входят датчик тока зарядки R_1 , устройство сравнения и ключ для включения и отключения напряжения электропитания преобразователя напряжения при отсутствии тока зарядки конденсатора C_1 . При отсутствии напряжения на конденсаторе C_1 сигнал на резисторе R_1 равен нулю, устройство сравнения включает ключ, подающий напряжение V_n на преобразователь (Т1—Т4).

Формы выходного напряжения преобразователя и тока зарядки показаны на рис. 2.43. При достижении тока зарядки $I_{зар\ max}$ устройство сравнения отключает преобразователь и ток зарядки уменьшается до $I_{зар\ min}$. При этом происходит плавное нарастание напряжения на конденсаторе C_1 . Уменьшение тока зарядки ниже $I_{зар\ min}$ вызывает открывание ключа и включение преобразователя напряжения. Таким образом, в процессе зарядки конденсатора C_1 до необходимого значения ток зарядки изменяется в диапазоне $I_{зар\ min} < I_{зар} < I_{зар\ max}$. Для сужения диапазона изменения тока необходимо увеличить чувствитель-

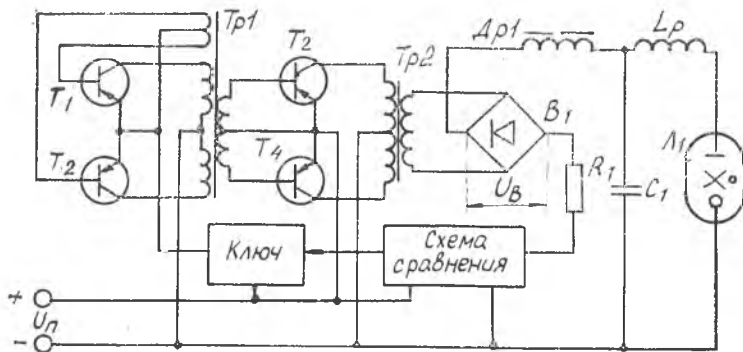


Рис. 2.42. Схема источника электропитания импульсных ламп твердотельного лазера

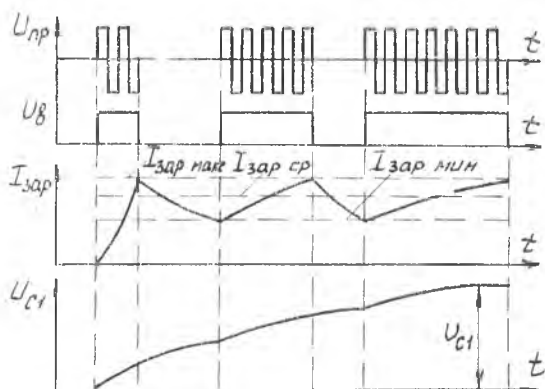


Рис. 2.43. Формы напряжения и тока зарядки емкостного накопителя

ность устройства сравнения. Одним из основных элементов электроавтоматики лазера, обеспечивающим требуемую циклограмму работы лазера, является зажигающее устройство. К настоящему времени имеется большое число схем зажигания лазеров и ламп оптической накачки, использующих различные виды напряжения: постоянное медленновозрастающее, переменное, пульсирующее, импульсное. В качестве примера рассмотрим схему автоматического импульсного зажигания газового лазера, показанную на рис. 2.44 [28].

Схема включает конденсатор фильтра напряжения питания C_{Φ} , балластный резистор R_1 , генератор импульсов (динистор D_1 , конденсатор C_1 , резистор R_2), импульсный высоковольтный трансформатор $Tr1$. Вторичная обмотка трансформатора включена в цепь разряда активного элемента L_1 лазера.

Принцип действия схемы заключается в том, что при наличии напряжения $V_{\text{вых}}$ источника электропитания заряжаются конденсатор C_{Φ} и через резисторы R_1 и R_2 конденсатор C_1 до напряжения пробоя динистора D_1 ($V_{C1} = V_d$). При пробое динистора D_1 в первичной обмотке импульсного трансформатора $Tr1$ возникает разрядный импульс тока, а в его вторичной обмотке трансформируется высоковольтный импульс напряжения, так что $V_{\text{вых}} + V_{\text{имп}} > V_{\text{зж}}$. При полном разряде конденсатора C_1 динистор D_1 закрывается, а конденсатор C_1 снова начинает заряжаться через резисторы R_1 и R_2 до напряжения пробоя динистора D_1 . Если не произошло зажигания газоразрядного про-

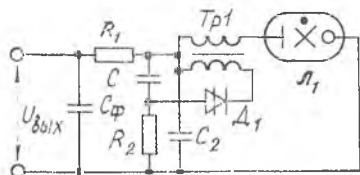


Рис. 2.44. Схема автоматического импульсного зажигания газового лазера

Если не произошло зажигания газоразрядного про-

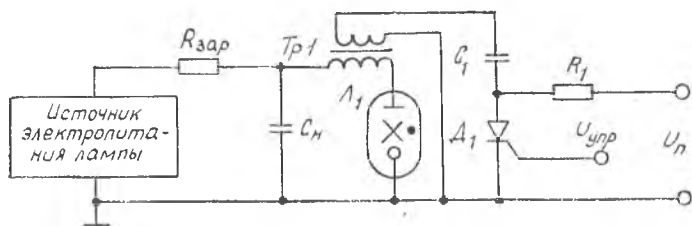


Рис. 2.45. Схема последовательного зажигания ламп

межутка в лазере, то возникает серия импульсов до возникновения зажигания. При зажигании напряжение на обкладках конденсатора C_1 становится меньше напряжения динистора и генератор не возбуждается.

На рис. 2.45 показана схема включения лампы оптической накачки твердотельного лазера [28], состоящая из источника электропитания лампы с накопительным конденсатором C_n и зарядным резистором $R_{зар}$. В цепь разряда конденсатора C_n на лампу включена вторичная обмотка импульсного трансформатора $Тр1$. Вторичная обмотка трансформатора через тиристорный коммутатор D_1 подключена к разрядному конденсатору C_1 , заряжаемому через резистор R_1 от внешнего источника напряжения U_n .

При наличии напряжения на конденсаторах C_n , C_1 подается импульс управления на тиристор D_1 . Конденсатор C_1 , разряжаясь через первичную обмотку импульсного трансформатора $Тр1$, создает в его выходной обмотке импульс высокого напряжения. Цепь зажигания состоит из вторичной обмотки $Тр1$, конденсатора C_n и межэлектродного промежутка лампы L_1 . При зажигании лампы происходит разряд накопительного конденсатора C_n и формируется световой импульс.

III

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ И ДИНАМИКА СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

АНАЛИЗ физических процессов в лазерах различного типа показывает, что приемлемые показатели стабильности и требуемый диапазон изменения параметров лазерного излучения могут быть достигнуты только в том случае, когда рабочий процесс и выходные характеристики лазера контролируются на основе принципов обратной связи. Создание автоматических систем, надежно и стабильно управляющих всем циклом работы современного лазера, является сложной технической задачей. Это вызвано зависимостью излучения от большого числа параметров лазера: электрических, газодинамических, химических, тепловых и оптико-механических. Более того, некоторые процессы, протекающие в лазере, еще не имеют четких математических моделей.

Условно всю систему управления лазерной установкой можно разделить на две части: первую, предназначенную для управления основными режимами работы лазера и их стабилизации, и вторую, которая предназначена для осуществления процессов розжига, вывода лазера на заданный режим, выполнения различного рода защитных функций и т. п.

В настоящей главе рассматриваются принципы действия и анализируется динамика процессов для систем первого типа, ибо при построении этих систем в первую очередь необходим учет специфики протекания рабочего процесса в лазере.

3.1. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

На практике используются системы стабилизации мощности лазерного излучения, построенные на принципе регулирования по отклонению мощности от заданного значения, на принципе

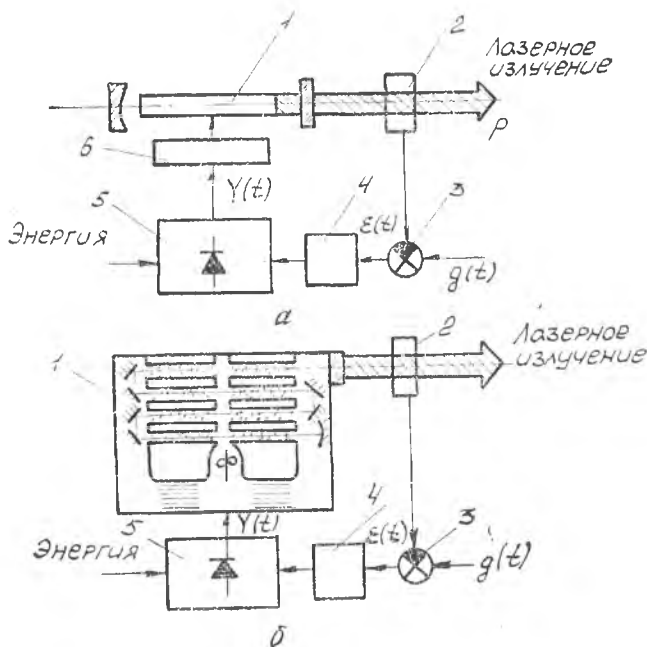


Рис. 3.1. Блок-схемы стабилизации мощности излучения лазера:
 а — твердотельного; б — газоразрядного; 1 — активный элемент лазера; 2 — датчик мощности излучения; 3 — элемент сравнения; 4 — блок формирования управляющих команд; 5 — источник питания; 6 — лампа накачки

компенсации возмущений (тока в газоразрядной камере, давления и состава смеси в газодинамическом тракте и т. д.), и комбинированные системы.

Блок-схемы систем стабилизации по отклонению мощности (замкнутых систем) для твердотельного и газоразрядного лазеров показаны на рис. 3.1. Схемы включают малоинерционный датчик мощности того или иного типа, устройство сравнения и блок формирования команд, который при возникновении разности между заданным и измеренным значением мощности соответствующим образом управляет или током лампы накачки (схема 3.1, а), или током в разрядной камере (схема 3.1, б).

Известны также замкнутые системы [28], в которых стабилизация мощности осуществляется изменением положения одного из зеркал резонатора. На рис. 3.2 показана блок-схема системы, в которой сигналом обратной связи мощности лазерного излучения является интенсивность бокового излучения света активным элементом лазера. Система стабилизации мощности включает фотоприемник 2 и управляющий усилитель 5, выход которого подключен к пьезоэлементу 4.

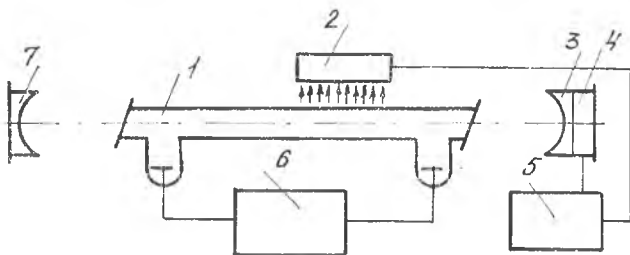


Рис. 3.2. Блок-схема система стабилизации мощности лазера:

1 — активный элемент; 2, 3 — зеркала; 4 — пьезоэлемент; 5 — фотоприемник; 6 — управляющий усилитель; 7 — источник питания лазера

При изменении интенсивности накачки одновременно с изменением мощности луча изменяются и другие его параметры — модовый состав излучения, распределение интенсивности по поперечному сечению луча, направление оптической оси излучения. Для компенсации изменения направления оптической оси может производиться автоматическая подъюстировка выходного зеркала резонатора в реальном масштабе времени [15]. Электрические сигналы для формирования управляющих воздействий приводами устройства подъюстировки снимают с квадрантного приемника излучения, который измеряет распределение мощности излучения относительно введенной виртуальной системы координат. Начало ее помещают в центр сечения пучка, которое при этом оказывается разбитым на 4 квадранта (рис. 3.3). Выходные сигналы приемника AI, AII, AIII, AIV пропорциональны мощности излучения, приходящейся на каждый квадрант. В случае совпадения направления оптической оси излучения с заданным выходные сигналы приемника имеют равные величины. При изменении направления оптической оси центр пучка не совпадает с началом системы координат, и выходные сигналы AI, AII, AIII, AIV становятся неравными.

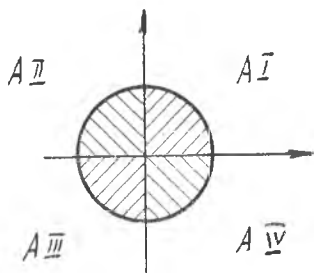


Рис. 3.3. Схема измерения распределения мощности излучения

Возникшее рассогласование используется для выработки управляющих воздействий, возвращающих направление оптической оси к заданному. В системах стабилизации мощности компенсационного типа обычно реализуется принцип регулирования разряда (тока питания лампы накачки) и ряда других параметров, оказывающих наиболее сильное влияние на мощность излучения. В газоразрядных лазерах это,

как правило, давление и соотношение компонентов рабочей смеси. Схемы стабилизации электрического тока достаточно подробно описаны в предыдущей главе (разд. 2.4). Схема регулирования давления в газодинамическом контуре лазера изображена на рис. 1.9. Устройство регуляторов давления газа описано в разд. 2.3. По имеющимся из практики данным влияние состава смеси на выходные параметры CO_2 -лазера в несколько раз меньше в сравнении с влиянием тока разряда. Тем не менее, без управления составом смеси не функционирует ни один мощный CO_2 -лазер. Расход каждого из компонентов в настоящее время, как правило, поддерживается за счет регулирования перепада давления на калиброванном жиклере, диафрагме или ротаметре, включенных в цепь подачи компонента за редуктором низкого давления. Создание точных систем регулирования состава смеси требует использования быстродействующих датчиков концентрации отдельных газовых компонентов. Такие датчики должны быть достаточно точными, быстродействующими и надежными.

Каждый из рассмотренных принципов стабилизации мощности излучения имеет свои достоинства и недостатки. Регулирование по отклонению отличается тем, что позволяет уменьшить отклонение мощности от заданного значения независимо от того, какими причинами оно вызвано, т. е. устраняет влияние любых возмущений без измерения их. Но при таком регулировании одновременно выполнить условия точности, устойчивости и быстродействия очень трудно. Системы, работающие по принципу компенсации возмущения, отличаются большими устойчивостью и быстродействием. К их недостаткам относятся трудность измерения и неполный учет возмущений, действующих на рабочий процесс в лазере. Весьма эффективно и имеет место в практике комбинированное регулирование: по возмущению и отклонению. Такие схемы объединяют преимущества обоих способов регулирования.

3.2. ДИНАМИКА СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ МОЩНОСТИ НЕПРЕРЫВНОГО ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫМ РЕГУЛЯТОРОМ

Приципиальная схема системы приведена на рис. 3.1, а. Источник питания 5, блок формирования управляющей команды 4, элемент сравнения 3 и датчик 2 представляют регулятор мощности. Активный элемент 1 с оптическим резонатором является объектом регулирования, лампа накачки 6 служит исполнительным элементом системы стабилизации мощности.

Регулятор работает по принципу измерения рассогласования $\epsilon(t)$ и выработки управляющей команды $Y(t)$, пропорциональной $\epsilon(t)$ и направленной на устранение возникшего рассогласо-

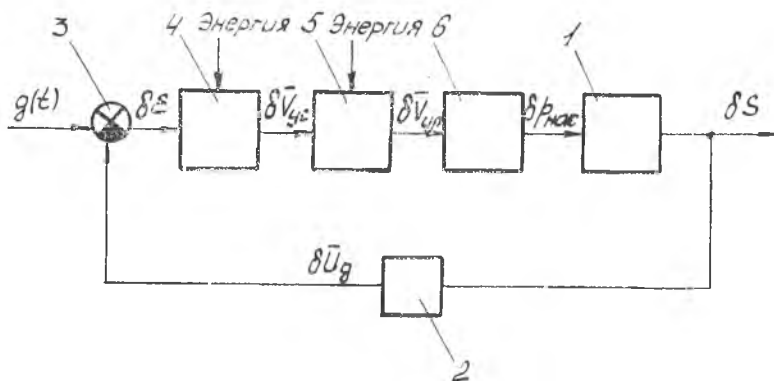


Рис. 3.4. Функциональная схема САР мощности излучения твердотельного лазера:

1 — активный элемент; 2 — датчик мощности лазерного излучения; 3 — сумматор; 4 — усилитель; 5 — источник питания; 6 — лампа накачки

вания. Исходная настройка регулятора обеспечивается входным воздействием на регулятор $g(t)$.

Для вывода уравнения динамики составим функциональную схему САР (рис. 3.4).

При составлении системы уравнений динамики системы примем следующие допущения: уравнение твердотельного активного элемента с оптическим резонатором принимается в виде, представленном формулой (1.4.10). Для описания динамики лампы накачки непрерывного действия принято уравнение апериодического звена. Источник питания, усилитель и датчик мощности описаны для простоты как пропорциональные звенья. Таким образом, регулятор мощности в целом представляется пропорциональным звеном, реализующим пропорциональный закон регулирования (П-регулирование).

Запишем уравнения динамики элементов системы в операторной форме:

1. Уравнение активного элемента

$$(\tau_2^2 p^2 + \tau_1 p + 1) \overline{\delta S} = K \overline{\delta N_0}. \quad (3.2.1)$$

2. Уравнение лампы накачки

$$(\tau_n p + 1) \overline{\delta N_0} = K_n \overline{\delta U_n}. \quad (3.2.2)$$

3. Уравнение регулятора

$$\overline{\delta U_n} = K_{ус} \cdot K_{ин} [\overline{g}(p) - K_d \overline{\delta S}], \quad (3.2.3)$$

где τ_2^2 , τ_1 — постоянные времени активного элемента; $\overline{\delta S}$ — изображение нормированного малого отклонения плотности потока излучения от стационарного значения; $\overline{\delta N_0}$ — изображе-

ние нормированного отклонения мощности оптической накачки; K — коэффициент усиления активного элемента лазера по мощности накачки; τ_L — постоянная времени лампы оптической накачки; $\delta \bar{U}_n$ — изображение нормированного малого отклонения напряжения на выходе источника питания от стационарного значения; K_d — коэффициент усиления датчика мощности; K_{yc} — коэффициент усиления усилителя; $K_{ип}$ — коэффициент усиления источника питания, K_L — коэффициент усиления лампы накачки.

Решая совместно (3.2.1)...(3.2.3), получим

$$\begin{aligned} [(\tau_L p + 1)(\tau_2^2 p^2 + \tau_1 p + 1) + K K_L K_{yc} K_{ип} K_d] \bar{\delta S} = \\ = K K_L K_{yc} K_{ип} \bar{g}(p). \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

Собственный оператор системы стабилизации мощности лазера

$$D(p) = (\tau_L p + 1)(\tau_2^2 p^2 + \tau_1 p + 1) + K K_L K_d K_{yc} K_{ип}. \quad (3.2.5)$$

Введем обозначение: $K_0 = K \cdot K_L \cdot K_d \cdot K_{yc} \cdot K_{ип}$ — коэффициент усиления разомкнутой системы.

Запишем уравнение движения САР лазера без внешних возмущений с учетом обозначения K_0 :

$$\tau_L \tau_2^2 p^3 + (\tau_L \tau_1 + \tau_2^2) p^2 + (\tau_L + \tau_1) p + (1 + K_0) = 0, \quad (3.2.6)$$

Уравнение (3.2.6) является уравнением 3-го порядка вида

$$a_0 p^3 + a_1 p^2 + a_2 p + a_3 = 0, \quad (3.2.7)$$

где $a_0 = \tau_L \tau_2^2$; $a_1 = \tau_L \tau_1 + \tau_2^2$; $a_2 = \tau_L + \tau_1$; $a_3 = 1 + K_0$.

Оценим устойчивость системы стабилизации. Для уравнения третьего порядка наиболее простым критерием устойчивости является критерий Гурвица, согласно которому необходимым и достаточным условием устойчивости САР 3-го порядка является выполнение неравенства

$$a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0, \quad (3.2.8)$$

и также положительность всех коэффициентов характеристического уравнения (3.2.7).

Используя неравенство (3.2.8) и соотношения (3.2.7), получим условие устойчивости системы стабилизации мощности лазера в виде

$$(\tau_L \tau_1 + \tau_2^2)(\tau_L + \tau_1) + \tau_L \tau_2^2(1 + K_0) > 0. \quad (3.2.9)$$

Произведя перемножение и преобразование, окончательно получим следующее условие устойчивости:

$$\frac{\tau_1^2}{\tau_2^2} + \frac{\tau_1}{\tau_2} \left(\frac{\tau_L}{\tau_2} + \frac{\tau_2}{\tau_L} \right) > K_0. \quad (3.2.10)$$

На основании условия (3.2.10) можно построить зависимости вида

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = f\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}, K_0\right),$$

которые могут применяться для решения вопроса устойчивости системы. Для последующего анализа зависимость (3.2.10) с помощью соответствующих выражений разд. 1.4 представим в виде

$$\frac{4\xi^2}{\Omega_0^2} + \sqrt{\frac{4\xi^2}{\Omega_0^2} \left(\Omega_0 \tau_a + \frac{1}{\Omega_0 \tau_a}\right)} > K_0. \quad (3.2.11)$$

С учетом равенств

$$\xi = \frac{A}{2T_1}, \quad \Omega_0 = \sqrt{\frac{A-1}{T_1 T}}, \quad A = \frac{N_0}{N_{\text{пор}}} \quad \text{и} \quad K_0 = K K_d K_{\text{д}} K_{\text{ус}} K_{\text{ин}}$$

окончательно получим условие устойчивости по физическим параметрам:

$$\frac{A^2}{(A-1)} \frac{T}{T_1} + \sqrt{\frac{A^2 T}{(A-1) T_1}} \times \\ \times \left(\sqrt{\frac{A-1}{T_1 T}} \cdot \tau_a + \frac{1}{\tau_a} \sqrt{\frac{T_1 T}{A-1}} \right) > K K_d K_{\text{д}} K_{\text{ус}} K_{\text{ин}}. \quad (3.2.12)$$

Анализируя зависимость (3.2.12), приходим к выводу, что повышению устойчивости системы стабилизации мощности способствует: снижение коэффициентов усиления K , K_d , $K_{\text{ин}}$, $K_{\text{ус}}$, $K_{\text{д}}$; повышение величины нормированного параметра накачки A , а также снижение потерь в резонаторе (рост времени жизни фотона в резонаторе T) и снижение времени релаксации инверсной населенности активной среды.

3.3. ДИНАМИКА СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ МОЩНОСТИ МЕДЛЕННОПРОТОЧНОГО ГАЗОРАЗРЯДНОГО ЛАЗЕРА С ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫМ РЕГУЛЯТОРОМ

В соответствии блок-схеме стабилизации мощности излучения газоразрядного лазера на рис. 3.1, б можно поставить функциональную схему, показанную на рис. 3.5.

Как и в предыдущем случае, будем описывать датчик мощности и усилитель уравнениями пропорциональных звеньев. Будем также полагать, что источник питания электроразрядного лазера имеет идеальный быстродействующий стабилизатор тока. Это позволяет считать ток независимым от процессов в разряд-

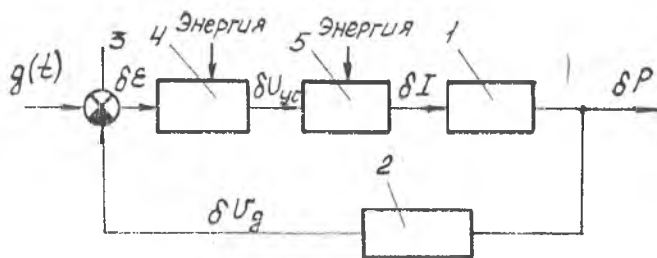


Рис. 3.5. Функциональная схема САР мощности излучения газоразрядного лазера:

1 — газоразрядный лазер; 2 — датчик мощности лазерного излучения; 3 — сумматор; 4 — усилитель; 5 — источник питания

ной камере и рассматривать источник питания как идеальное усилительное звено, т. е.

$$\overline{\delta I} = K_{ин} \overline{\delta U_{ус}}. \quad (3.3.1)$$

Малое нормированное отклонение мощности излучения от номинального режима для газоразрядного лазера описывается зависимостью (1.7.1), в которой для лазера с диффузионным охлаждением можно полагать $\overline{\delta V} = 0$. Кроме того, при малых отклонениях параметров рабочего процесса газоразрядного лазера от номинального режима будем предполагать неизменным состав газовой смеси, т. е. $\overline{\delta \chi} = 0$. С учетом принятых допущений уравнение (1.7.1) примет вид

$$\overline{\delta P} = K_{pl} \overline{\delta I} + K_{pp} \overline{\delta p_k} + K_{pt} \overline{\delta T_k}. \quad (3.3.2)$$

Приращения давления и температуры газовой смеси можно определить из уравнений (1.11.17) и (1.11.19). Если предположить неизменной температуру жидкости в тракте охлаждения лазера ($\delta T_{ж} = 0$) и наличие в системе регулирования давления быстродействующего пропорционального регулятора $\overline{\delta F_p} = -K_{гр} \overline{\delta p_k}$, из (1.11.17) и (1.11.19) получим:

$$\overline{\delta T_k} = \frac{K_I}{\tau_p p + 1} \overline{\delta I}, \quad (3.3.3)$$

$$\overline{\delta p_k} = \frac{K_I (\tau_p p + 0,5K_F) \overline{\delta I}}{\tau_p \tau_T p^2 + [\tau_p + \tau_T (1 + K_F K_{гр})] p + K_F K_{гр} + 1}, \quad (3.3.4)$$

где K_I , τ_p , τ_T , K_F определяются соответствующими выражениями разд. 1.11.

Решая совместно (3.3.2), (3.3.3) и (3.3.4), получим уравнение объекта регулирования

$$(A_3 p^3 + A_2 p^2 + A_1 p + A_0) \overline{\delta P} = (B_3 p^3 + B_2 p^2 + B_1 p + B_0) \overline{\delta I}, \quad (3.3.5)$$

где

$$\begin{aligned} A_3 &= \tau_p \tau_T^2; & A_2 &= 2\tau_p \tau_T + (1 + K_F K_{rp}) \tau_T^2; \\ A_1 &= \tau_p + 2\tau_T (1 + K_F K_{rp}); & A_0 &= 1 + K_F K_{rp}; \\ B_3 &= K_{pI} \tau_p \tau_T^2; & B_2 &= K_{pI} [2\tau_p \tau_T + (1 + K_F K_{rp}) \tau_T^2] + \\ &+ K_{pT} K_I \tau_p \tau_T + K_{pp} K_I \tau_p \tau_T; & B_1 &= K_{pI} [\tau_p + 2\tau_T (1 + K_F K_{rp})] + \\ &+ K_{pT} K_I [\tau_p + \tau_T (1 + K_F K_{rp})] + K_{pp} K_I [0,5 K_F \tau_T + \tau_p]; \\ B_0 &= (K_{pI} + K_{pT} K_I) (1 + K_F K_{rp}) + 0,5 K_{pp} K_I K_F. \end{aligned}$$

Сохраняя обозначения для коэффициентов, введенное в предыдущем параграфе, уравнение регулятора представим так:

$$\overline{\delta I} = K_{yc} K_{ин} [\overline{g}(p) - K_d \overline{\delta p}]. \quad (3.3.6)$$

Уравнение движения системы получим из совместного решения (3.3.5) и (3.3.6):

$$\begin{aligned} &[(A_3 + B_3 K_{yc} K_{ин} K_d) p^3 + (A_2 + B_2 K_{yc} K_{ин} K_d) p^2 + \\ &+ (A_1 + B_1 K_{yc} K_{ин} K_d) p + A_0 + K_{yc} + K_{ин} K_d B_0] \overline{\delta P} = \\ &= K_{yc} K_{ин} [B_3 p^3 + B_2 p^2 + B_1 p + B_0] \overline{g}(p) \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

Так же, как и в предыдущем случае, движение системы описывается уравнением третьего порядка. Исследование устойчивости и влияние на устойчивость параметров рабочего процесса лазера и регулятора можно проводить аналогично изложенному выше. Разница между уравнениями (3.2.4) и (3.3.7) заключается в том, что в правую часть уравнения (3.3.7) входят не только величина внешнего воздействия, но и ее производные. Наличие производных свидетельствует о большей склонности системы к колебаниям в переходных процессах.

Рассматривая замкнутые системы стабилизации мощности, мы полагали безынерционными процессы в системах регулирования тока разряда и давления в газодинамическом контуре как более быстродействующих. Однако выбор параметров регуляторов этих систем тоже должен проводиться на основе динамического анализа. Исследование динамики систем стабилизации тока разряда и давления в газодинамическом контуре необходимо, кроме того, при применении компенсационного метода регулирования мощности излучения.

3.4. ДИНАМИКА СИСТЕМЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ТОКА ГАЗОРАЗРЯДНОГО ЛАЗЕРА

Математическую модель и методику исследования динамических свойств системы стабилизации тока в газоразрядном лазере изложим в соответствии с работой [5] для схемы источника питания, представленной на рис. 2.2, а. Описание принципа действия схемы приведено в разд. 2.4. В соответствии с принципиальной схемой в системе можно выделить следующие функциональные элементы: трехобмоточный трансформатор; блок удвоения напряжения; выходной фильтр; балластное сопротивление (R_6); датчик обратной связи (R_{oc}); усилитель сигнала рассогласования (\mathcal{Y}); усилитель тока; промежуточный фильтр; неуправляемый выпрямитель на диодах D_3 — D_6 ; активный элемент лазера.

Для получения динамической модели всей системы составим уравнения динамики для функциональных элементов.

Трансформатор. Если принять ток намагничивания $I_m = 0$, то для трансформатора справедливо уравнение [5]

$$I_1 W_1 + I_2 W_2 + I_3 W_3 = 0, \quad (3.4.1)$$

где $I_1, I_2, I_3, W_1, W_2, W_3$ — токи и число витков соответствующих обмоток. Согласно уравнению (3.4.1) трансформатор может быть представлен в виде пропорционального звена, выполняющего роль сумматора.

Блок удвоения напряжения служит для преобразования переменного тока вторичной обмотки трансформатора I_2 в постоянное напряжение.

Так как питание осуществляется от источника тока, то входным воздействием будет ток I_2 , а в качестве выходного сигнала примем напряжение U на конденсаторе C_y . Тогда согласно рис. 3.6 в изображениях по Лапласу, можно записать:

$$I_c(p) = \frac{I_2(p)r}{r + \frac{1}{pC_y}}, \quad (3.4.2)$$

$$U(p) = I_c(p) \frac{1}{pC_y} = \frac{I_2(p)r}{1 + rC_y p}, \quad (3.4.3)$$

где r — сумма активного сопротивления вторичной обмотки трансформатора и сопротивления диода в прямом направлении; p — оператор.

Из уравнения (3.4.3) находим

$$\frac{U(p)}{I_2(p)} = \frac{r}{1 + rC_y p}. \quad (3.4.4)$$

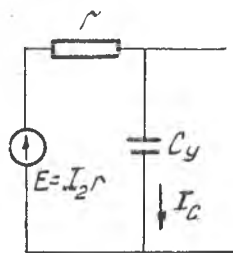


Рис. 3.6. Расчетная схема для блока удвоения напряжения

Поскольку напряжение в схеме складывается из двух одинаковых напряжений U_p , будем иметь на выходе с выпрямителя напряжение $U_2(p) = 2U(p)$. Передаточную функцию схемы удвоения, таким образом, запишем в виде

$$W_{\text{вы}}(p) = \frac{U_2(p)}{I_2(p)} = \frac{2r}{1 + rC_y p} = \frac{2r}{1 + T_1 p}, \quad (3.4.5)$$

где $T_1 = rC_y$.

Выходной фильтр. Схема удвоения не обеспечивает достаточного сглаживания напряжения, поэтому после нее необходимо ставить фильтр, представляющий собой RC -цепочку (на схеме не показан). Передаточная функция такого фильтра соответствует уравнению апериодического звена с передаточной функцией:

$$W_{\text{вф}}(p) = \frac{U_{\text{ф}}(p)}{U_2(p)} = \frac{1}{1 + R_{\text{ф}} C_{\text{ф}} p} = \frac{1}{1 + T_2 p}, \quad (3.4.6)$$

где $T_2 = R_{\text{ф}} C_{\text{ф}}$ — постоянная времени выходного фильтра.

Балластное сопротивление и нагрузка. После фильтрации напряжение $U_{\text{ф}}(p)$ через балластное сопротивление R_6 подается на нагрузку $Z_{\text{н}}(p)$. Если предположить, что величина сопротивления обратной связи пренебрежимо мала по сравнению с R_6 и $Z_{\text{н}}(p)$, то

$$\begin{aligned} U_{\text{ф}}(p) &= I_p(p) R_6 + U_{\text{вых}}(p), \\ U_{\text{вых}}(p) &= Z_{\text{н}}(p) I_p(p), \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

где $I_p(p)$ — ток разряда.

В соответствии с (3.4.7) передаточная функция этой части системы будет

$$W_6(p) = \frac{U_{\text{вых}}(p)}{U_{\text{ф}}(p)} = \frac{Z_{\text{н}}(p)}{R_6 + Z_{\text{н}}(p)}. \quad (3.4.8)$$

Датчик обратной связи $R_{\text{ос}}$ включен последовательно с нагрузкой $Z_{\text{н}}(p)$, его функция — получение напряжения обратной связи, пропорциональное величине тока разряда I_p . Очевидно, что

$$I_p(p) = \frac{U_{\text{вых}}(p)}{Z_{\text{н}}(p)},$$

$$U_{\text{ос}}(p) = I_p(p) R_{\text{ос}} = U_{\text{вых}} \frac{R_{\text{ос}}}{Z_{\text{н}}(p)}.$$

Следовательно, передаточная функция датчика обратной связи имеет вид

$$W_{oc}(p) = \frac{U_{oc}(p)}{U_{вых}(p)} = \frac{R_{oc}}{Z_{н}(p)}. \quad (3.4.9)$$

Усилитель сигнала рассогласования. В качестве усилителя сигнала рассогласования использован операционный усилитель, одновременно являющийся элементом сравнения. Его передаточная функция равна

$$W_y(p) = \frac{U_{вм}(p)}{\Delta U_{oc}(p)} = - \frac{R_4/R_5}{1 + T_3 p}, \quad (3.4.10)$$

где $U_{вм}(p)$ — напряжение на выходе операционного усилителя; $\Delta U_{oc}(p) = U_{оп}(p) - U_{oc}$ — напряжение на входе в усилитель; $U_{оп}$ — опорное напряжение; $T_3 = R_4 C_2$ — постоянная времени обратной связи операционного усилителя.

Усилитель тока. Сигнал с выхода операционного усилителя подается на усилитель тока, собранный по схеме составного транзистора. Для этой части системы можно записать следующие уравнения:

$$\begin{aligned} I_6(p)(R_3 + R_2) + I_6(p)\beta_1\beta_2 R_2 &\simeq U_{вм}(p), \\ I_k(p) &= \beta_1\beta_2 I_6(p), \end{aligned} \quad (3.4.11)$$

где $I_6(p)$ — ток базы транзистора $VT1$; β_1 и β_2 — коэффициенты усиления по току транзисторов $VT1$ и $VT2$; $I_k(p)$ — ток коллектора транзистора $VT2$.

Передаточная функция усилителя тока в соответствии с (3.4.11) и учетом $R_2 \ll R_3$ имеет вид

$$W_{yt}(p) = \frac{I_k(p)}{U_{вм}(p)} = \frac{\beta_1\beta_2}{R_3 + \beta_1\beta_2 R_2}. \quad (3.4.12)$$

Промежуточный фильтр. Для предотвращения полного зашунтирования транзистора $VT2$ между его входом и выходом неуправляемого выпрямителя включен промежуточный фильтр в виде емкости большой величины. Схема замещения этой части системы показана на рис. 3.7.

На основании законов Кирхгофа получим:

$$\begin{aligned} I_{зв}(p) &= I_c(p) + I_k(p), \\ U_n(p) + I_{зв}(p)r_{вн} + \frac{1}{pc_1} I_c(p) &= 0, \end{aligned} \quad (3.4.13)$$

где $r_{вн}$ — сумма сопротивлений диодов в прямом направлении и активного сопротивления обмотки трансформатора.

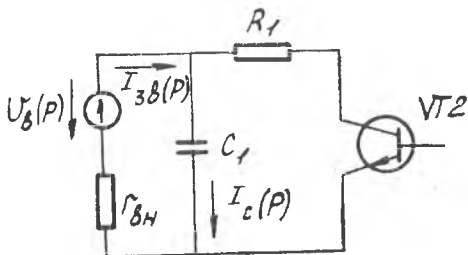


Рис. 3.7. Расчетная схема для промежуточного фильтра

Из (3.4.13) следует

$$I_{3в}(p)(1 + r_{вн} c_1 p) = I_k(p) - U_{в}(p) c_1 p.$$

Для приращений тока получим

$$[I_{3в}(p) + \Delta I_{3в}(p)](1 + r_{вн} c_1 p) = [I_k(p) + \Delta I_k(p)] - U_{в}(p) c_1 p,$$

$$\text{тогда } \Delta I_{3в}(p)[1 + r_{вн} c_1 p] = \Delta I_k(p).$$

Таким образом, передаточная функция промежуточного фильтра равна

$$W_{пф}(p) = \frac{\Delta I_{3в}(p)}{\Delta I_k(p)} = \frac{1}{1 + r_{вн} c_1 p} = \frac{1}{1 + T_4 p}, \quad (3.4.14)$$

где $T_4 = r_{вн} c_1$ — постоянная времени цепи питания транзисторов.

Неуправляемый выпрямитель питается от обмотки управления трансформатора. В динамическом отношении выпрямительные устройства представляют собой пропорциональные звенья. Значение коэффициента передачи k определяется отношением среднего значения выпрямленного напряжения к действующему значению переменного входного напряжения [5]:

$$W_{ив} = \frac{I_3(p)}{I_{3в}(p)} = \beta_i. \quad (3.4.15)$$

Для мостовой схемы, работающей на активную нагрузку, коэффициент выпрямления по току $\beta_i = 1,06$. На основании полученных уравнений звеньев составим структурную схему, которая показана на рис. 3.8. При отсутствии внешних возмущений

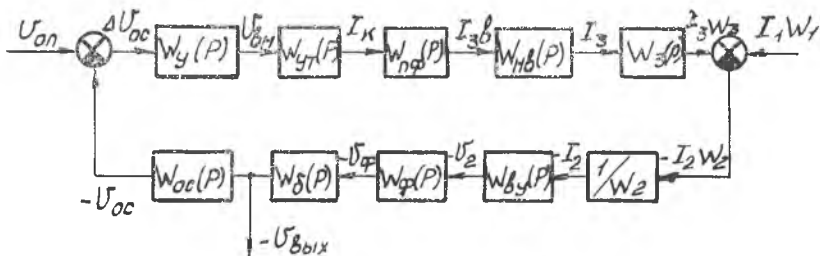


Рис. 3.8. Структурная схема системы регулирования

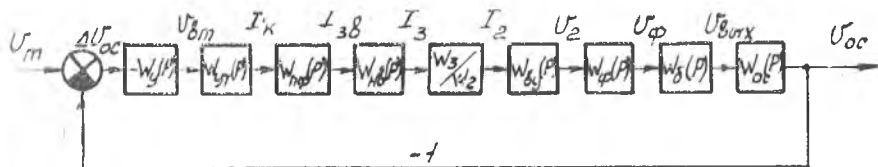


Рис. 3.9. Преобразованная структурная схема системы регулирования

по току питания ($I_1, W_1=0$) структурная схема на рис. 3.8 может быть приведена к схеме, изображенной на рис. 3.9.

Проведем анализ устойчивости системы. Передаточная функция замкнутой системы

$$W(p) = \frac{W_{\text{раз}}(p)}{1 + W_{\text{раз}}(p)}, \quad (3.4.16)$$

$$\text{где } W_{\text{раз}}(p) = -W_y(p) W_{\text{ут}}(p) W_{\text{иф}}(p) W_{\text{нв}}(p) \frac{W_3}{W_2} \times \quad (3.4.17)$$

$$\times W_{\text{вы}}(p) W_{\text{нф}}(p) W_6(p) W_{\text{ос}}(p).$$

Устойчивость системы определяется знаком (3.4.17) корней характеристического уравнения системы:

$$1 + W_{\text{раз}}(p) = 0. \quad (3.4.18)$$

После подстановки значений передаточных функций составляющих звеньев получим

$$1 + \frac{W_3}{W_2} \frac{2r}{1 + T_1 p} \frac{1}{1 + T_2 p} \frac{Z_{\text{н}}(p)}{Z_{\text{н}}(p) + R_6} \frac{R_4/R_5}{1 + T_3 p} \frac{\beta_1 \beta_2}{R_3 + \beta_1 \beta_2 R_2} \times$$

$$\times \frac{1}{1 + T_4 p} \beta_i \frac{R_{\text{ос}}}{Z_{\text{н}}(p)} = 0. \quad (3.4.19)$$

Обозначим

$$K = \frac{2r R_4 \beta_1 \beta_2 \beta_i R_{\text{ос}} W_3}{R_5 (R_3 + \beta_1 \beta_2 R_2) W_2}. \quad (3.4.20)$$

Передаточную функцию газоразрядного лазера примем в виде (1.12.7), т. е.

$$Z_{\text{н}}(p) = \frac{b_3 p^3 + b_2 p^2 + b_1 p + b_0}{a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + 1}. \quad (3.4.21)$$

После подстановки выражений (3.4.20) и (3.4.21) в уравнение (3.4.19) будем иметь

$$(1 + T_1 p)(1 + T_2 p)(1 + T_3 p)(1 + T_4 p) [R_6 (a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + 1) +$$

$$+ b_3 p^3 + b_2 p^2 + b_1 p + b_0] + K (a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + 1) = 0.$$

В результате преобразований получим

$$A_0 p^7 + A_1 p^6 + A_2 p^5 + A_3 p^4 + A_4 p^3 + A_5 p^2 + A_6 p + A_7 = 0, \quad (3.4.22)$$

где $A_0 = T_1 T_2 T_3 T_4 (a_2 R_6 + b_3)$;

$$A_1 = T_1 T_2 T_3 T_4 (a_2 R_6 + b_2) + [T_1 T_2 (T_3 + T_4) + T_3 T_4 (T_1 + T_2)] \times \\ \times (a_3 R_6 + b_3);$$

$$A_2 = T_1 T_2 T_3 T_4 (a_1 R_6 + b_1) + [T_1 T_2 (T_3 + T_4) + T_3 T_4 (T_1 + T_2)] \times \\ \times (a_2 R_6 + b_2) + [T_1 T_2 + T_3 T_4 + (T_1 + T_2) (T_3 + T_4)] (a_3 R_6 + b_3);$$

$$A_3 = T_1 T_2 T_3 T_4 (R_6 + b_0) [T_1 T_2 (T_3 + T_4) + T_3 T_4 (T_1 + T_2)] \times \\ \times (a_1 R_6 + b_1) + [T_1 T_2 + T_3 T_4 + (T_1 + T_2) (T_3 + T_4)] (a_2 R_6 + b_2) + \\ + (T_1 + T_2 + T_3 + T_4) (a_3 R_6 + b_3);$$

$$A_4 = [T_1 T_2 (T_3 + T_4) + T_3 T_4 (T_1 + T_2)] (R_6 + b_0) + \\ + [T_1 T_2 + T_3 T_4 + (T_1 + T_2) (T_3 + T_4)] (a_1 R_6 + b_1) + \\ + (T_1 + T_2 + T_3 + T_4) (a_2 R_6 + b_2) + a_3 R_6 + b_3 + K a_3;$$

$$A_5 = [T_1 T_2 + T_3 T_4 + (T_1 T_2) (T_3 + T_4)] (R_6 + b_0) + \\ + (T_1 + T_2 + T_3 + T_4) (a_1 R_6 + b_1) + a_2 R_6 + b_2 + K a_2;$$

$$A_6 = (T_1 + T_2 + T_3 + T_4) (R_6 + b_0) + a_1 R_6 + b_1 + K a_1;$$

$$A_7 = R_6 + b_0 + K.$$

Определим допустимый, с точки зрения устойчивости, диапазон изменения величины балластного сопротивления R_6 . Нетрудно допустить, что все коэффициенты характеристического уравнения можно представить в виде

$$A_i = a_i K_6 + b_i, \quad (3.4.23)$$

где i — номер соответствующего коэффициента.

Подставляя выражение (3.4.23) в характеристическое уравнение (3.4.22), получим

$$a_0 R_6 p^7 + a_1 R_6 p^6 + a_2 R_6 p^5 + \dots + a_7 R_6 + b_0 p^7 + b_1 p^6 + b_7 = 0. \quad (3.4.24)$$

Для построения областей Д-разбиения заменим $p = j\omega$, тогда

$$R_6 = - \frac{b_0 (j\omega)^7 + b_1 (j\omega)^6 + b_2 (j\omega)^5 + b_3 (j\omega)^4 + b_4 (j\omega)^3 + b_5 (j\omega)^2 + b_6 (j\omega) + b_7}{a_0 (j\omega)^7 + a_1 (j\omega)^6 + a_2 (j\omega)^5 + a_3 (j\omega)^4 + a_4 (j\omega)^3 + a_5 (j\omega)^2 + a_6 (j\omega) + a_7}.$$

После перегруппировки получим

$$R_6 = - \frac{S_1 S_3 + S_2 S_4}{S_3^2 + S_4^2} - j \frac{S_2 S_3 - S_1 S_4}{S_3^2 - S_4^2} = P(\omega) + jQ(\omega). \quad (3.4.25)$$

В формуле (3.4.25) обозначено:

$$P(\omega) = -\frac{S_1 S_3 + S_2 S_4}{S_3^2 + S_4^2}, \quad Q(\omega) = -\frac{S_2 S_3 - S_1 S_4}{S_3^2 + S_4^2}, \quad (3.4.26)$$

$$\begin{aligned} S_1 &= b_7 - b_5 \omega^2 + b_3 \omega^4 - b_1 \omega^6, & S_2 &= b_6 \omega - b_4 \omega^3 + b_2 \omega^5 - b_0 \omega^7, \\ S_3 &= a_7 - a_5 \omega^2 + a_3 \omega^4 - a_1 \omega^6, & S_4 &= a_6 \omega - a_4 \omega^3 + a_2 \omega^5 - a_0 \omega^7. \end{aligned} \quad (3.4.27)$$

Расчет проведем применительно к лазеру ЛГН-105, передаточная функция которого [5] равна

$$Z(p) = \frac{1,02 \cdot 10^{-13} p^3 - 1,1 \cdot 10^{-8} p^2 - 2,5 \cdot 10^{-2} p - 60,7 \cdot 10^3}{1,8 \cdot 10^{-15} p^3 + 4,34 \cdot 10^{-9} p^2 + 3,3 \cdot 10^{-3} p + 1}$$

Параметры системы имеют следующие значения: $R_1=9,1$ Ом; $R_2=30$ Ом; $R_3=6,8$ кОм; $R_4=100$ кОм; $R_5=5,6$ кОм; $R_\Phi=8$ кОм; $r=1,2$ кОм; $R_{oc}=510$ Ом; $r_{вн}=370$ Ом; $C_y=200$ мкФ; $C_\Phi=2,5$ мкФ; $C_1=100$ мкФ; $C_2=0,1$ мкФ; $\beta_1=12$; $\beta_2=10$; $\beta_4=1,06$. При данных численных значениях функции S_i (см. 3.4.27) описываются зависимостями:

$$S_1 = -2,32 \cdot 10^4 + 67,97 \omega^2 - 1,08 \cdot 10^{-3} \omega^4 + 1,95 \cdot 10^{-16} \omega^6;$$

$$S_2 = -3,38 \cdot 10^3 \omega + 4,98 \cdot 10^{-1} \omega^3 - 4,44 \cdot 10^{-10} \omega^5 - 1,83 \cdot 10^{-21} \omega^7;$$

$$S_3 = 1 - 1,31 \cdot 10^{-3} \omega^2 + 4,48 \cdot 10^{-8} \omega^4 - 7,71 \cdot 10^{-17} \omega^6;$$

$$S_4 = 6,1 \cdot 10^{-2} \omega - 1,19 \cdot 10^{-5} \omega^3 + 5,86 \cdot 10^{-11} \omega^5 - 3,2 \cdot 10^{-23} \omega^7.$$

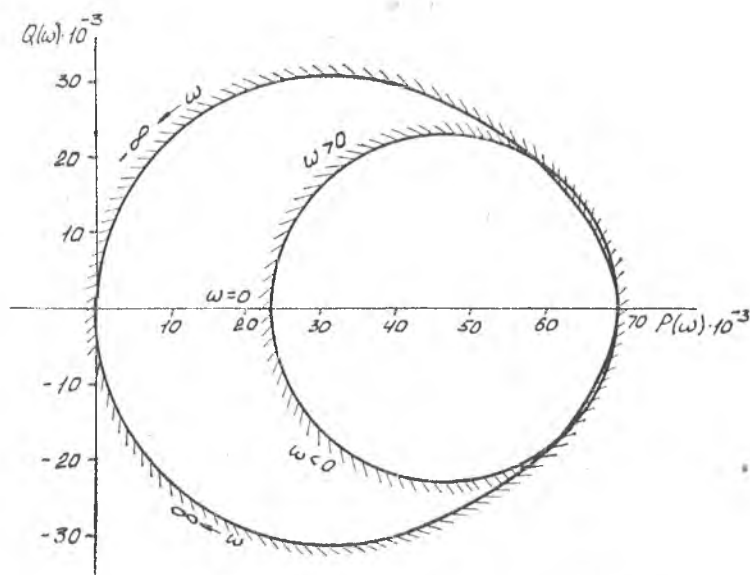


Рис. 3.10. Кривая Д-разбиения по параметру R_6 .

Кривая Д-разбиения, построенная в соответствии с формулой (3.4.25) и принятыми значениями параметров, показана на рис. 3.10. Вся область плоскости R_0 , находящаяся справа от заштрихованной стороны кривой Д-разбиения, эквивалентна левой полуплоскости плоскости корней. Из приведенной на рисунке кривой следует, что система будет устойчивой при всех $R_0 \geq 69500 \text{ Ом}$.

3.5. ДИНАМИКА РЕГУЛИРОВАНИЯ ДАВЛЕНИЯ РАБОЧЕЙ СМЕСИ В ГАЗОВОМ ТРАКТЕ ЛАЗЕРА

Если стабилизация мощности лазерного излучения осуществляется по принципу компенсации возмущений, то, помимо регулирования тока разряда, осуществляется и регулирование давления рабочей смеси в газовом тракте лазера.

Рассмотрим динамику процесса регулирования давления смеси применительно к схеме вентиляции газового тракта, изображенной на рис. 1.9., в.

Математическая модель тракта как объекта регулирования по давлению зависит от типа лазера и для лазеров с конвективным охлаждением может быть представлена уравнением (1.10.20), а для лазеров с диффузионным охлаждением смеси — уравнением (1.11.7). Предположив, что при малых отклонениях давления ток разряда, температура газовой смеси и условия теплоотвода остаются неизменными, уравнения (1.10.20) и (1.11.7) можно упростить и записать в виде:

$$(a_0 p^3 + a_1 p^2 + a_2 p + a_3) \overline{\delta p_k} = (b_0 p^2 + b_1 p + b_2) \overline{\delta F_p} \quad (3.5.1)$$

— для лазера с конвективным охлаждением и

$$(\tau_p p + 1) \overline{\delta p_k} = K_F \overline{\delta F_p} \quad (3.5.2)$$

— для лазера с диффузионным охлаждением.

Примем, что стабилизация давления газовой смеси в тракте осуществляется регулятором, конструкция которого показана на рис. 2.18. Расчетная схема регулятора показана на рис. 3.11. Пренебрегая аэродинамическими силами, действующими на дросселирующий клапан, и силами сухого трения в подвижной системе, запишем уравнение баланса сил для подвижной системы регулятора:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha \frac{dx}{dt} + (C_0 - C_0) x = N_0 + N_0 + p_k F_m - p_0 F_m + \\ + p_{0x} F_k - p_k F_k. \quad (3.5.3)$$

В формуле (3.5.3) обозначено: x — смещение дросселирующего клапана, m — масса подвижной системы регулятора, α — коэффициент вязкого трения, C_0 — эквивалентная жесткость основ-

ной пружины (с учетом жесткости сильфонов), C_B — жесткость вспомогательной пружины, N_0 — начальное усилие основной пружины, N_B — начальное усилие вспомогательной пружины, p_K — давление в мембранной полости, равное давлению в газовом тракте, F_M — эффективная площадь мембраны (эффективная площадь вакуумированного сильфона), p_0 — давление настройки (давление в вакуумированном сильфоне), $p_{вх}$ — давление на входе в регулятор, F_K — площадь дросселирующего клапана.

Полагая, что давление на входе в регулятор и внутри вакуумированного сильфона постоянно, для малых отклонений от стационарного режима получим

$$m \frac{d^2 \delta x}{dt^2} + a \frac{d \delta x}{dt} + (C_3 - C_B) \delta x = (F_M - F_K) \delta p_K. \quad (3.5.4)$$

Будем считать, что проходное сечение в регуляторе линейно связано со смещением дросселирующего клапана, т. е.

$$F_p = F_{p0} - \lambda x, \quad (3.5.5)$$

$$\text{откуда} \quad \delta F_p = -\lambda \delta x, \quad (3.5.6)$$

где λ — коэффициент пропорциональности.

Перейдем в уравнениях (3.5.4) и (3.5.6) к относительным величинам $\delta x = \frac{\bar{\delta x}}{x_0}$, $\delta p_K = \frac{\bar{\delta p}_K}{p_{K0}}$, $\delta F_p = \frac{\bar{\delta F}_p}{F_{p0}}$ и решим их совместно, исключив из рассмотрения $\bar{\delta x}$. В результате получим следующее уравнение, записанное в относительной форме:

$$(T_{2p}^2 p^2 + T_{1p} p + 1) \bar{\delta F}_p = -K \bar{\delta p}_K, \quad (3.5.7)$$

$$\text{где } T_{2p} = \sqrt{\frac{m}{C_3 - C_B}}; \quad T_{1p} = \frac{a}{C_3 - C_B}; \quad K = \frac{\lambda p_{K0} (F_M - F_K)}{F_{p0} (C_3 - C_B)}.$$

В соответствии с (3.5.3) и (3.5.7) характеристическое уравнение системы регулирования давления в тракте лазера с диффузионным охлаждением будет таково:

$$\tau_p T_{2p}^2 p^3 + (\tau_p T_{1p} + T_{2p}^2) p^2 + (1 + T_{1p}) p + 1 + K K_F = 0. \quad (3.5.8)$$

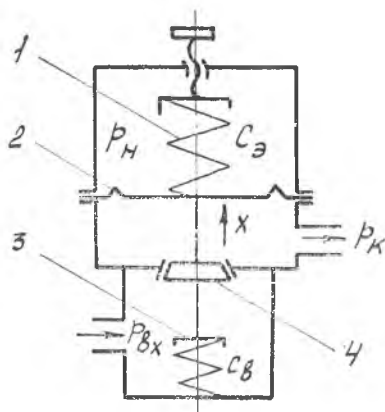


Рис. 3.11. Расчетная схема регулятора давления:

1 — основная пружина; 2 — мембрана; 3 — вспомогательная пружина; 4 — дросселирующий клапан

Условие устойчивости системы:

$$(\tau_p T_{1p} + T_{2p}^2)(\tau_p + T_{1p}) - \tau_p T_{2p}^2 (1 + KK_F) > 0. \quad (3.5.9)$$

Подставив значения коэффициентов из соответствующих формул, будем иметь

$$\alpha \left(\frac{\alpha}{m} + \frac{1}{\tau_p} + \tau_p \frac{C_v - C_n}{m} \right) > \lambda \frac{P_{к0} (F_m - F_k) K_F}{F_{p0}}. \quad (3.5.10)$$

Из последнего соотношения видно, что коэффициент λ , определяющий характеристику регулирующего органа (ее крутизну), играет существенную роль. При достаточно крутой характеристике регулятора (большое значение λ) система может оказаться неустойчивой. В этом случае увеличивающиеся амплитуды колебаний возрастут до значений, ограничивающих ход дросселирующего клапана и, следовательно, в системе установится режим автоколебаний. Снижению запаса устойчивости системы способствуют также увеличение массы подвижных частей регулятора и площади чувствительного элемента (сильфона), уменьшение коэффициента вязкого трения.

Характеристическое уравнение системы регулирования быстропроточного лазера получим на основе совместного решения уравнений (3.5.1.) и (3.5.7):

$$\begin{aligned} a_0 T_{2p}^2 p^5 + (a_1 T_{2p}^2 + a_0 T_{1p}) p^4 + (a_2 T_{2p}^2 + a_1 T_{1p} + a_0) p^3 + \\ + (a_3 T_{2p}^2 + a_2 T_{1p} + a_1 + b_0 K) p^2 + \\ + (a_3 T_{1p} + a_2 + b_1 K) p + a_3 + b_2 K = 0. \end{aligned} \quad (3.5.11)$$

Исследование устойчивости и качества регулирования проводится известными методами. Так, например, для определения допустимого с точки зрения устойчивости диапазона изменения параметров газодинамического тракта и регулятора может быть использован метод Д-разбиений. Покажем это на примере построения областей Д-разбиения по параметру K — коэффициенту усиления регулятора.

Представим уравнение (3.5.11) в виде

$$\begin{aligned} [a_0 T_{2p}^2 p^5 + (a_1 T_{2p}^2 + a_0 T_{1p}) p^4 + (a_2 T_{2p}^2 + a_1 T_{1p} + a_0) p^3 + \\ + (a_3 T_{2p}^2 + a_2 T_{1p} + a_1) p^2 + (a_3 T_{1p} + a_2) p + a_3] + \\ + K [b_0 p^2 + b_1 p + b_2] = 0, \end{aligned} \quad (3.5.12)$$

откуда

$$K = - \frac{a_0 T_{2p}^2 p^5 + (a_1 T_{2p}^2 + a_0 T_{1p}) p^4 + (a_2 T_{2p}^2 + a_1 T_{1p} + a_0) p^3 + (a_3 T_{2p}^2 + a_2 T_{1p} + a_1) p^2 + (a_3 T_{1p} + a_2) p + a_3}{b_0 p^2 + b_1 p + b_2}.$$

После подстановки $p=j\omega$ и перегруппировки получаем

$$R = P(\omega) + jQ(\omega), \quad (3.5.14)$$

$$\text{где } P(\omega) = \frac{[(a_1 T_{2p}^2 + a_0 T_{1p}) \omega^4 - (a_3 T_{2p}^2 + a_2 T_{1p} + a_1) \omega^2 + a_3] (b_2 - b_0 \omega) - [a_0 T_{2p}^2 \omega^5 - (a_2 T_{2p}^2 + a_1 T_{1p} + a_0) \omega^3 + (a_3 T_{1p} + a_1) \omega] b_1}{(b_2 - b_0 \omega)^2 + b_1^2},$$

$$Q(\omega) = \frac{[a_0 T_{2p} \omega^5 - (a_2 T_{2p}^2 + a_1 T_{1p} + a_0) \omega^3 + (a_3 T_{1p} + a_2) \omega] (b_2 - b_0 \omega) - [(a_1 T_{2p}^2 + a_0 T_{1p}) \omega^4 - (a_3 T_{2p}^2 + a_2 T_{1p} + a_1) \omega^2 + a_3] b_1}{(b_2 - b_0 \omega)^2 + b_1^2}.$$

Задаваясь значениями частоты ω от $-\infty$ до $+\infty$, можно построить кривую, определяющую границы Д-разбиения по параметру K или после некоторых простейших преобразований расчетных формул по конструктивным параметрам регулятора (например, λ или F_M , входящих в выражение для K).

3.6. УПРАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЕНИ [22]

Излучение реального лазера имеет довольно сложную структуру. Спектр излучения может состоять из большого числа дискретных частот, а ход генерации во времени выглядит как последовательность нерегулярных пучков. В режиме свободной генерации твердотельный лазер излучает импульс малой мощности, поскольку длительность генерации примерно равна длительности накачки. Намного большей мощности генерация достигает в режиме модулирования добротности резонатора.

Если накачка активной среды осуществляется при наличии больших потерь в резонаторе (низкая добротность Q), на верхнем лазерном уровне может запасаться значительная энергия. При устранении потерь (высокая добротность Q) индуцированное излучение быстро приводит к выделению этой энергии через выходной согласователь в виде лазерного излучения [4]. При этом запасенная энергия высвечивается в виде светового импульса. Пиковая мощность в таком импульсе может быть большой, так как выделяется значительная энергия за относительно короткое время (обычно 10—100 нс).

Рассмотрим балансные уравнения лазера с периодически изменяющейся добротностью резонатора. Примем, что добротность резонатора изменяется по гармоническому закону с частотой ω_M , тогда

$$Q(t) = Q_0(1 - \mu \cdot \cos \omega_M \cdot t), \quad (3.6.1)$$

где Q_0 — максимальная амплитуда модуляции добротности резонатора; μ — коэффициент глубины модуляции добротности [22].

Предположим, что имеет место малая глубина модуляции, т. е.

$$\mu \ll 1. \quad (3.6.2)$$

Воспользуемся первым уравнением системы (1.3.50), в котором сделаем замену T по формуле

$$T = \frac{Q}{\omega}, \quad (3.6.3)$$

где Q — добротность резонатора; ω — круговая частота генерации. Тогда

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_1 \bar{S} (\bar{N} - 1)}{\frac{Q_0}{\omega} (1 - \mu \cdot \cos \omega_M \cdot t)}. \quad (3.6.4)$$

В выражении (3.6.4) произведем замену Q_0/ω через T_0 . Далее введем нормирующую частоту $\omega_H = 2\pi/T_1$, тогда выражение аргумента косинуса в зависимости (3.6.4) замещается следующим образом:

$$\omega_M t = 2\pi \bar{\omega}_M \bar{t}, \quad (3.6.5)$$

где $\bar{\omega}_M = \omega_M/\omega_H$, $\bar{t} = t/T_1$.

С учетом $T_1/T_0 = \bar{T}_1$, а также соотношения (3.6.5) окончательно получим

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_1 \bar{S} (\bar{N} - 1)}{1 - \mu \cdot \cos 2\pi \bar{\omega}_M \bar{t}}. \quad (3.6.6)$$

Итак, в случае слабой периодической модуляции добротности резонатора система нормированных балансных уравнений может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_1 \bar{S} (\bar{N} - 1)}{1 - \mu \cdot \cos 2\pi \bar{\omega}_M \bar{t}}, \quad (3.6.7)$$

$$\frac{d\bar{N}}{d\bar{t}} = A - \bar{N} [\bar{S} (A - 1) + 1].$$

Вид процессов, описываемых уравнениями (3.6.7), значительно зависит от величины параметра модуляции μ , а также от отношения $\bar{\omega}_M/\bar{\Omega}$, где $\bar{\Omega} = \Omega_0 T_1$ — есть представленная в безразмерной форме частота затухающих пульсаций выходной мощности при $\mu = 0$.

Поскольку в соответствии с (1.4.7)

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{\bar{T}(A-1)}{T_1^2}}, \quad \bar{T} = \frac{T_1}{T},$$

имеем

$$\bar{\Omega} = \sqrt{\bar{T}(A-1)}. \quad (3.6.8)$$

Параметр $\bar{\Omega}$ называется собственной относительной частотой релаксационных осцилляций лазера около положения равновесия.

Представим, что накачка лазера незначительная (параметр накачки $A \gg 1$) и что лазер, лишь часть периода модуляции, находится выше порога генерации ($\mu > (A-1)$). Кроме того, положим, что $\bar{\omega}_M \ll \bar{\Omega}$, т. е. имеет место низкочастотная модуляция добротности резонатора. Зависимость $\bar{S}(t)$, рассчитанная в этих условиях при помощи соотношений (3.6.7), представлена на рис. 3.12. Расчет выполнен при условии $A=1,01$; $\mu=0,1$; $2\pi\bar{\omega}_M=0,45$; $\bar{\Omega}=4,5$; $\bar{T}=2 \cdot 10^3$.

Из рисунка видно, что излучение лазера при такой модуляции потерь в резонаторе реализуется в виде последовательности серий затухающих пиков, причем частота следования этих серий соответствует частоте модуляции. Начало генерации каждой серии сопровождается возбуждением серии затухающих пиков.

Теперь рассмотрим генерацию лазера при наличии модуляции потерь в резонаторе, когда $\mu < (A-1)$. На рис. 3.13 представлены зависимости $\bar{S}(t)$, рассчитанные на основе уравнений (3.6.7) для трех разных значений отношений $(2\pi\bar{\omega}_M)/\bar{\Omega}$:

а) $(2\pi\bar{\omega}_M)/\bar{\Omega} = 0,1$; б) $(2\pi\bar{\omega}_M)/\bar{\Omega} = 2$; в) $(2\pi\bar{\omega}_M)/\bar{\Omega} = 10$.

Во всех расчетных случаях другие параметры уравнений (3.6.7) принимались следующими: $A=2$; $\mu=10^{-3}$; $T_1=2 \cdot 10^{-3}$ с; $\bar{T}=6 \cdot 10^5$.

В рассмотренных на рис. 3.13 случаях реализуются незатухающие пульсации мощности выходного излучения лазера. На рис. 3.13, а, в пульсации имеют две составляющие — низкочастотную и высокочастотную. В случае (а) низкочастотная составляющая соответствует частоте модуляции $\bar{\omega}_M$, а высокочастотная — частоте собственных колебаний выходной мощности лазера $\bar{\Omega}$. В случае (в) реализуется противоположная ситуация,

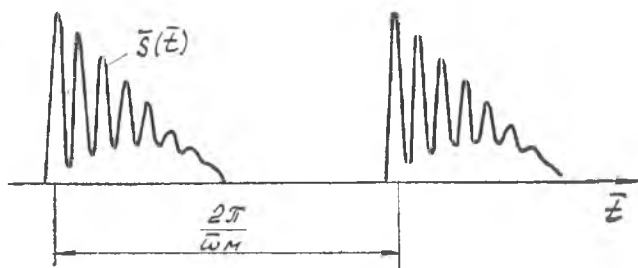


Рис. 3.12. Зависимость нормированной плотности светового потока от нормированного времени при неглубокой модуляции добротности

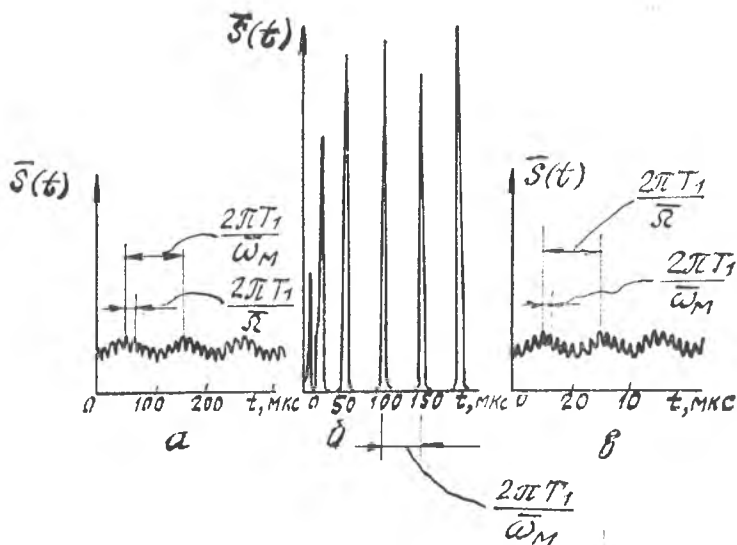


Рис. 3.13. Зависимость $\bar{S}(t)$ при различных условиях генерации с модуляцией добротности

т. е. частота модуляции потерь значительно превосходит частоту релаксационных колебаний выходной мощности лазера.

Естественно, наибольший интерес будет представлять случай (б), в котором частота модуляции резонатора близка к частоте собственных осцилляций выходной мощности лазера, именно в этом случае пульсации выходной мощности достигают наибольшей амплитуды. Во всех случаях, показанных на рис. 3.13, имеет место определенная подстройка частоты пульсаций под частоту модуляции. В частности, отмеченная подстройка происходит в случае (б), где частота $\bar{\omega}_M$ следования пиков оказывается равной

$\frac{2\pi\bar{\omega}_M}{8}$ [как говорится, на частоте $1/8$ ($2\pi\bar{\omega}_M$) наблюдается синхронизация пиков]. Следовательно, гармоническая модуляция добротности резонатора способствует упорядочению процесса лазерной генерации.

Рассмотрим более подробно генерацию мощных импульсов при активной модуляции добротности резонатора.

Развитие импульса удобно исследовать, выделив основные временные этапы генерации. В верхней части рис. 3.14 изображены три зависимости от времени: для плотности инверсной заселенности активной среды $N(t)$, для пороговой плотности инверсной заселенности $N_{\text{пор}}(t)$ и для добротности резонатора $Q(t)$. Два последних параметра взаимосвязаны, поскольку примерно соотношение

$$N_{\text{пор}}(t) = \frac{1}{\beta h Q(t)}$$

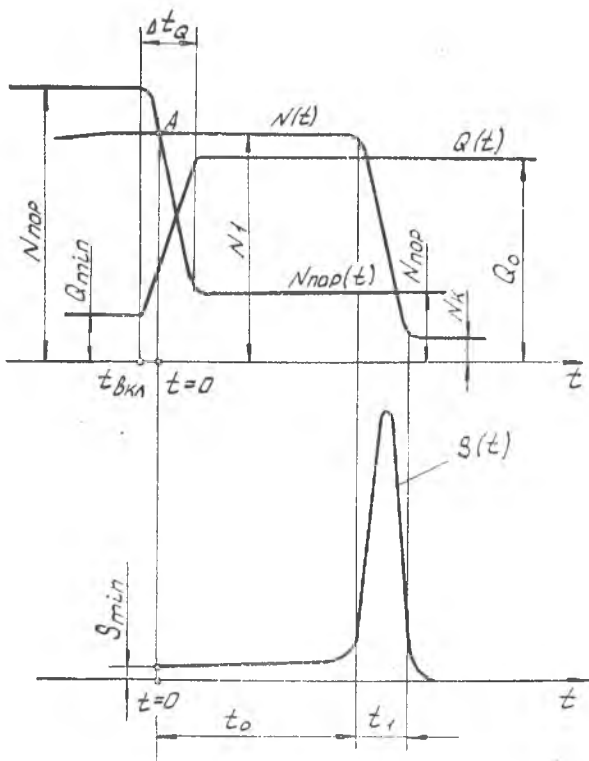


Рис. 3.14. Динамика генерации мощного импульса лазера при активной модуляции

При активной модуляции добротности, как известно, добротность переключается от Q_{\min} (высокие потери) до Q_{\max} (наименьшие потери). Переключение добротности осуществляется за время Δt_Q . В соответствии с изменением $Q(t)$ пороговая плотность инверсной заселенности изменяется от максимального значения $N_{\max \text{ пор}}$ до минимального значения $N_{\min \text{ пор}}$. В нижней части рисунка приведена кривая зависимости плотности светового потока в генерируемом излучении от времени $S(t)$.

На основании графического представления этапов генерации выделим три этапа: этап накачки и этапы линейного и нелинейного развития генерации. Этап накачки предвдуряет этап генерации, при этом $N(t) < N_{\text{пор}}(t)$. Вследствие накачки возрастает плотность инверсной заселенности активной среды $N(t)$. В некоторый момент времени (он обозначен на рис. 3.14 как $t_{\text{вкл}}$) начинает быстро расти добротность резонатора, в соответствии с этим быстро падает порог генерации. Снижение порога генерации приводит в некоторый момент времени к балансу между распо-

лагаемой инверсной заселенностью и пороговой концентрацией. (Точка A на рис. 3.14 обозначает момент пачала генерации и принимается за начало отсчета по координате t).

Рассмотрим этап линейного (медленного) развития генерации. Длительность этапа t_0 (рис. 3.14). Этап характеризуется практически постоянным значением плотности инверсной заселенности [эта величина обозначена через N_1 , естественно, что $N_1 = N(0)$]. В рассматриваемом случае быстрого включения добротности правомерно неравенство $\Delta t_Q \ll t_0$, поэтому уже на начальной стадии этапа линейного развития генерации добротность достигает своей максимальной величины, следовательно, развитие генерации происходит в условиях низких потерь. К началу генерации ($t=0$) плотность светового потока в резонаторе $S(t)$ принимает значение S_{\min} , обусловленное спонтанными процессами. На линейном этапе генерации функция $S(t)$ нарастает с очень низким темпом. В конце этапа начинается быстрое возрастание плотности светового потока, указывающее на переход к нелинейному этапу генерации.

Рассмотрим этап нелинейного развития генерации, который имеет длительность t_1 (рис. 3.14) существенно меньшую, чем длительность этапа генерации. В течение нелинейного этапа плотность инверсной заселенности падает до минимального значения N_k , при этом величина N_k оказывается меньше конечного порогового значения $N_{\text{пор}}$. Нетрудно видеть, что практически вся энергия, сосредоточенная в импульсе, излучается на нелинейном этапе.

Для увеличения энергии импульса необходимо увеличивать разность $\Delta N = N_1 - N_{\text{пор}}$. Для этого необходимо обеспечить достаточно большую разность $N_{0 \text{ пор}} - N_{\text{пор}}$, т.е. выполнить глубокую модуляцию добротности. Кроме этого, нужна высокая интенсивность накачки, позволяющая приблизить величину параметра накачки N_0 [следовательно, и величину $N(t)$] к значению $N_{0 \text{ пор}}$. Необходимо выделить и другое обстоятельство. Момент включения добротности $t_{\text{вкл}}$ должен быть согласован с импульсом накачки. Добротность должна увеличиваться после того, как величина $N(t)$ в результате накачки достаточно приблизится к своему предельному значению N_0 (для данной мощности накачки).

Введем зависимость добротности резонатора от времени:

$$Q(\bar{t}) = Q_0 f(\bar{t}) = \omega T_0 f(\bar{t}), \quad (3.6.9)$$

где Q_0 — максимальное значение добротности; T_0 — соответствующее максимальной добротности время жизни фотонов в резонаторе; $f(\bar{t})$ — функция времени; \bar{t} — безразмерное время, $\bar{t} = \frac{t}{T_1}$; T_1 — время релаксации инверсной заселенности.

Функция времени изменяется от $f(0) = \frac{Q_{\min}}{Q_0}$ до 1. Для простоты положим, что момент включения добротности и начала генерации совпадают.

С учетом (3.6.9) запишем первое уравнение системы Статца-Де Марса (1.3.50) в виде

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{T}_0 \bar{S} (\bar{N} - 1)}{f(\bar{t})}, \quad (3.6.10)$$

где $\bar{T}_0 = \frac{T_1}{T_0}$.

Отметим, что время развития мощного импульса (включая линейный этап) много меньше времени релаксации T_1 , инверсной заселенности активной среды [обычно $(t_0 + t_1) \cong 10^{-7}$ с, см. рис. 3.14]. Поэтому в уравнениях (1.3.49) можно пренебречь членами $-N/T_1$ и N_0/T_1 , т.е. не учитывать процессы релаксации и накачки в течение времени высвечивания импульса. Процесс высвечивания мощного импульса заканчивается раньше, чем произойдет сколько-нибудь заметное изменение плотности инверсной заселенности, обусловленное процессами релаксации и накачки.

С учетом принятого допущения система балансных уравнений существенно упрощается и в нормированном представлении может быть записана так:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} &= \frac{\bar{T}_0 \bar{S} (\bar{N} - 1)}{f(\bar{t})}, \\ \frac{d\bar{N}}{d\bar{t}} &= -(A - 1) \bar{N} \bar{S}. \end{aligned} \quad (3.6.11)$$

Будем полагать, что включение добротности происходит мгновенно. В этом случае временную функцию $f(\bar{t})$ можно представить следующим образом:

$$f(\bar{t}) = \begin{cases} \frac{Q_{\min}}{Q_0}, & \bar{t} \leq 0, \\ 1, & \bar{t} \geq 0. \end{cases} \quad (3.6.12)$$

Следовательно, на этапе генерации ($\bar{t} > 0$) $f(\bar{t}) = 1$. В результате безразмерная система балансных уравнений лазера (3.6.12) преобразуется к следующей системе:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} &= \bar{T}_0 \bar{S} (\bar{N} - 1), \\ \frac{d\bar{N}}{d\bar{t}} &= -(A - 1) \bar{N} \bar{S}. \end{aligned} \quad (3.6.13)$$

Рассмотрим фазовый портрет лазера при мгновенном включении добротности резонатора. Поделив первое уравнение (3.6.13) на второе, получим

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{N}} = -\frac{\bar{T}_0(\bar{N}-1)}{(A-1)\bar{N}}. \quad (3.6.14)$$

Выполним интегрирование уравнения (3.6.14):

$$\int_{\bar{S}_1}^{\bar{S}} d\bar{S} = -\frac{\bar{T}_0}{A-1} \int_{\bar{N}_1}^{\bar{N}} \frac{\bar{N}-1}{\bar{N}} d\bar{N}, \quad (3.6.15)$$

где $\bar{N}_1 = \bar{N}(0) = \frac{N_1}{N_{\text{пор}}}$; $\bar{S}_1 = \bar{S}(0)$.

В результате интегрирования приходим к следующему уравнению для фазовых траекторий лазера при мгновенном включении добротности:

$$\bar{S} = \bar{S}_1 + \frac{\bar{T}_0}{A-1} \left[\bar{N}_1 - \bar{N} - \ln \left(\frac{\bar{N}_1}{\bar{N}} \right) \right]. \quad (3.6.16)$$

Определим значение \bar{N} , при котором реализуется максимальное значение \bar{S} из условия

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{N}} = 0. \quad (3.6.17)$$

Продифференцировав уравнение (3.6.16), получим $\frac{d\bar{S}}{d\bar{N}} = \frac{\bar{T}_0}{A-1} \times \left(-1 + \frac{1}{\bar{N}} \right) = 0$, откуда следует $\bar{N} = 1$. Подставив $\bar{N} = 1$ в выражение (3.6.16), находим максимальное значение плотности светового потока:

$$\bar{S}_{\text{max}} = \frac{\bar{T}_0}{A-1} (-1 + \bar{N}_1 - \ln \bar{N}_1). \quad (3.6.18)$$

В выражении (3.6.18) не учитывается величина \bar{S}_1 , поскольку

$$\bar{S}_{\text{max}} \gg \bar{S}_1.$$

Физически очевидно неравенство $N_1 - N_{\text{пор}} > 0$, откуда следует, что величина \bar{N}_1 должна быть больше единицы ($\bar{N}_1 > 1$), так как $\bar{N}_1 = N_1/N_{\text{пор}}$. Обозначим через \bar{N}_k отношение $N_k/N_{\text{пор}}$, где N_k — конечная плотность инверсной заселенности, реализуемая по окончании процесса генерации импульса. Для оценки величины \bar{N}_k положим $\bar{S} = 0$ в соотношении (3.6.16). При этом получаем

$$\bar{N}_k + \ln \left(\frac{\bar{N}_1}{\bar{N}_k} \right) = \bar{N}_1 + \frac{(A-1)}{T_0} \bar{S}_1. \quad (3.6.19)$$

Второе слагаемое в правой части равенства значительно меньше первого. Пренебрегая им и вводя новый параметр $\gamma = \bar{N}_k / \bar{N}_1$, представим выражение (3.6.19) в виде

$$\gamma = 1 + \frac{1}{\bar{N}_1} \ln \gamma. \quad (3.6.20)$$

На рис. 3.15 приведена зависимость $\gamma \left(\frac{1}{\bar{N}_1} \right)$, определяемая соотношением (3.6.20). Из рисунка видно, что $\gamma < \frac{1}{\bar{N}_1}$ или, другими словами,

$$\bar{N}_k < 1. \quad (3.6.21)$$

Следовательно, $N_k < N_{\text{пор}}$, что говорит о некоторой инерционности процесса генерации мощного импульса. В момент, когда убывающая функция $N(t)$ достигает порогового значения $N_{\text{пор}}$, генерация не прекращается, поскольку находящиеся в резонаторе фотоны еще продолжают инициировать акты индуцированного излучения возбужденных активных центров.

Чем выше отношение $N_1 / N_{\text{пор}}$, тем меньше величина $N_k / N_{\text{пор}}$. Например, для $\bar{N}_1 = \frac{N_1}{N_{\text{пор}}} = 2$ справедливо $\gamma = 0,2$ и, следовательно, $\bar{N}_k = N_k / N_{\text{пор}} = 0,4$. Для $\bar{N}_1 = 3,5$ $\gamma = 0,04$ и $\bar{N}_k = 0,14$.

На основании полученных выше результатов несложно изобразить фазовый портрет лазера в случае мгновенного включения добротности резонатора. Этот фазовый портрет представлен на рис. 3.16. Три различных фазовых траектории, приве-

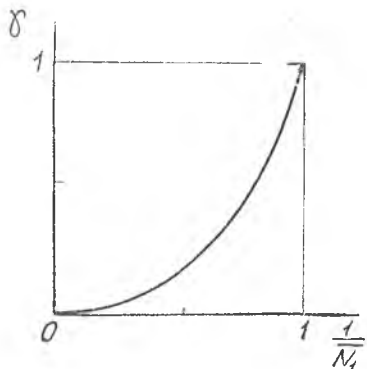


Рис. 3.15. Зависимость $\gamma \left(\frac{1}{\bar{N}_1} \right)$

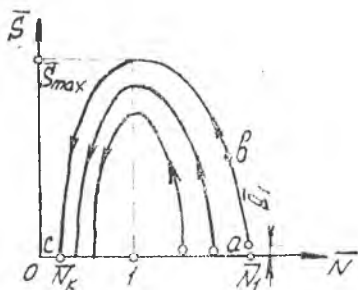


Рис. 3.16. Фазовый портрет лазера при мгновенном включении добротности резонатора

денные на рисунке, соответствуют трем разным значениям \bar{N}_1 , т. е. трем различным отношениям $N_1/N_{\text{пор}}$.

Одна из фазовых траекторий разбита на два участка, соответствующие этапам линейного ($a-b$) и нелинейного ($b-c$) высвечивания мощного импульса. Разбиение на рисунке произведено весьма приблизительно, поскольку четкой границы между этапами не установлено. Скорость движения изображающей точки по фазовой траектории непостоянна. Точка проходит относительно короткий участок ($a-b$) за время t_0 , а относительно длинный участок ($b-c$) за время t_1 , причем $t_1 \ll t_0$.

Приведем энергетические характеристики мощного импульса. Мощность генерируемого излучения может быть представлена в виде

$$P = \bar{S}_{\text{вых}} \cdot S_{\text{ст}} F, \quad (3.6.22)$$

где $\bar{S}_{\text{вых}}$ — нормированная плотность светового потока на выходе из лазера; F — светящая площадь торца активного элемента лазера.

С учетом зависимости для $S_{\text{ст}}$ в виде (1.3.48), а также того, что $\bar{S}_{\text{вых}} = \eta_2 \bar{S}$, $\frac{1}{T} = C(\eta_1 + \eta_2)$ и $\bar{T} = T_1/T$, представим зависимость (3.6.22) в виде:

$$P = \frac{\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \bar{T} \bar{S} \frac{(A-1)}{T_1^2} \frac{1}{\beta B} F. \quad (3.6.23)$$

Введем безразмерную выходную мощность

$$\bar{P} = P \left[\frac{\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \frac{(A-1)}{T_1^2} \frac{1}{\beta B} F \right]^{-1}. \quad (3.6.24)$$

В этом случае зависимость (3.6.23) приобретает вид

$$\bar{P} = \bar{T} \bar{S}. \quad (3.6.25)$$

Воспользуемся зависимостью (3.6.18) и получим выражение для максимальной величины выходной мощности в безразмерной форме:

$$\bar{P}_{\text{max}} = \bar{T} \bar{S} = \frac{\bar{T} \bar{T}_0}{A-1} (\bar{N}_1 - 1 - \ln \bar{N}_1). \quad (3.6.26)$$

Проанализируем возможность увеличения P_{max} . Отметим, что $\bar{N}_1 = N_1/N_{\text{пор}} = B h N_1 Q$. Отсюда просматриваются два пути увеличения \bar{N}_1 : увеличение N_1 и увеличение Q . Так как функция $f(\bar{N}_1) = \bar{N}_1 - 1 - \ln \bar{N}_1$ с возрастанием \bar{N}_1 монотонно растет в интересующей нас области $\bar{N}_1 > 1$, то отсюда вытекает, что с рос-

том мощности накачки N_1 выходная пиковая мощность должна увеличиваться. При этом следует иметь в виду, что рост величины N_1 ограничен величиной n' ($N_1 < n'$), т. е. плотность инверсной заселенности не может превысить предела, когда все без исключения активные центры переведены на верхний энергетический уровень.

Предположим, что зафиксировав величину N_1 , мы продолжаем увеличивать добротность Q . Имея в виду, что $\bar{T} = \frac{T_1 \omega}{Q}$, представим зависимость (3.6.26) в форме

$$\bar{P}_{\max}(Q) = \frac{a^2}{Q_2} (bQ - 1 - \ln bQ) \frac{1}{A - 1}, \quad (3.6.27)$$

где $a = T_1 \omega$; $b = BhN_1$.

Приравняем нулю производную $\frac{d\bar{P}_{\max}}{dQ}$, при этом мы можем найти оптимальное значение добротности резонатора (значение $Q_{\text{опт}}$), которое определяет максимальную пиковую выходную мощность твердотельного лазера. Можно убедиться, что $Q_{\text{опт}}$ определяется уравнением

$$bQ_{\text{опт}} - 1 = 2 \ln bQ_{\text{опт}}. \quad (3.6.28)$$

Откуда следует

$$bQ_{\text{опт}} = n_{\text{опт}1} = 3,5. \quad (3.6.29)$$

Представим выражение для максимальной величины выходной мощности в размерной форме, учитывая зависимость (3.6.27), а также учитывая

$$\eta_2 = \frac{1}{2L} \cdot \ln \frac{1}{R}$$

(L — длина резонатора, R — коэффициент отражения полупрозрачного зеркала, второе зеркало имеет $R=1$), тогда получим

$$P_{\max} = \frac{1}{4} h\omega N_1 c F \ln \frac{1}{R} \left[1 - \frac{N_{\text{пор}}}{N_1} \left(1 + \ln \frac{N_1}{N_{\text{пор}}} \right) \right]. \quad (3.6.30)$$

Положив $N_1/N_{\text{пор}} = 3,5$, находим выражение для максимальной пиковой выходной мощности импульса:

$$P_{\max}^{\max} = 0,1 h\omega N_1 c F \ln \left(\frac{1}{R} \right). \quad (3.6.31)$$

В настоящее время известно довольно большое число устройств модуляции световых потоков: оптико-механические, на управляемом оптическом контакте, электрооптические, акустооптические модуляторы и другие.

3.7. ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ

Этот способ модуляции добротности получил применение раньше всех других способов, поскольку базируется на использовании вращающихся отражающих плоскостей и призм, т.е. оптических систем, конструкция которых была хорошо отработана к моменту появления лазеров. В качестве примера на рис. 3.17 приведены три схемы лазеров с оптико-механической модуляцией добротности [22]. Модуляторы добротности состоят из вращающейся призмы полного внутреннего отражения (рис. 3.17, а), из вращающегося плоского зеркала (рис. 3.17, б)

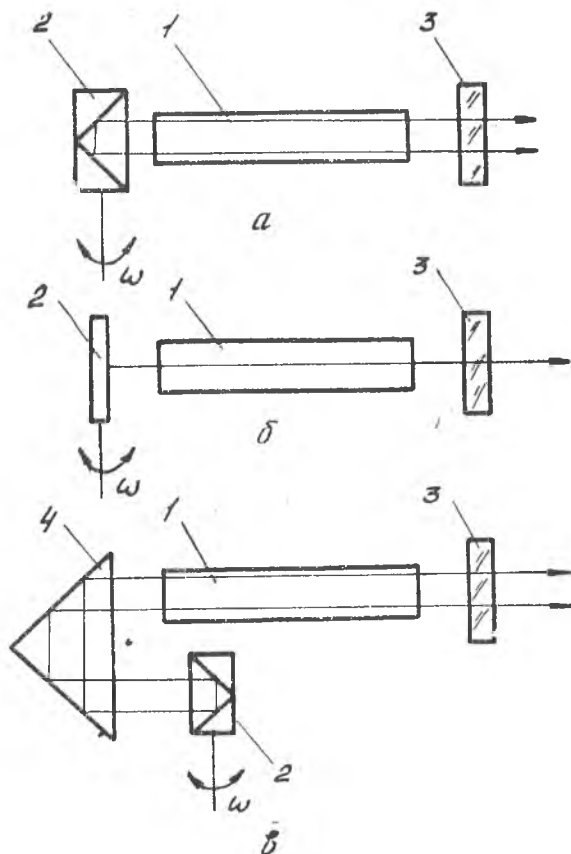


Рис. 3.17. Схема оптико-механических модуляторов добротности в составе твердотельного лазера:
1 — активный элемент лазера; 2 — вращающийся элемент модулятора; 3 — выходное зеркало лазера; 4 — неподвижная призма полного внутреннего отражения

и вращающейся призмы и дополнительной неподвижной призмы полного внутреннего отражения. Ось вращения оптических элементов перпендикулярна оси активного элемента твердотельного лазера. В процессе вращения зеркало или призма полного внутреннего отражения лишь на короткое время обеспечивают высокую добротность резонатора Q_0 . При повороте зеркала или призмы на угловую минуту величина добротности резонатора снижается примерно вдвое. При скорости вращения модулирующего элемента с частотой 10^3 об/с время переключения добротности резонатора с Q_0 до Q_{\min} составляет примерно 100 нс.

Введение дополнительных оптических элементов (помимо вращающегося отражающего элемента) позволяет увеличить эффективную угловую скорость вращения призмы (при постоянной реальной скорости вращения). В случае (в) эффективная скорость вращения призмы в два раза выше, чем в случае (а) и (б).

Боле значительное увеличение быстродействия механического модулятора может быть получено с использованием угловых ускорителей.

Достоинством оптико-механических модуляторов являются высокий коэффициент пропускания, неограниченный спектральный диапазон работы. Недостатки — большая инерционность (быстродействие таких модуляторов не более нескольких килогерц), малая надежность.

3.8. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ [22]

Электрооптическая модуляция добротности резонатора лазера основана на электрооптическом эффекте, который заключается в изменении показателя преломления среды под действием приложенного извне электрического поля. Известно два типа проявления электрооптического эффекта — квадратичный (эффект Керра) и линейный (эффект Погккельса). Эффект Керра характеризуется квадратичной связью между показателем преломления электрооптической среды и напряженностью внешнего электрического поля. В эффекте Погккельса отмеченная выше связь подчинена линейному закону. Эффект Погккельса проявляется лишь в кристаллических средах, не обладающих центром симметрии. Эффект Погккельса наблюдается в таких кристаллах, как, например, одноосный кристалл КДР (химическая формула KN_2PO_4) и ДКДР (формула KD_2PO_4). Другими названиями приведенных веществ являются: КДР — дигидрофосфат калия и KD_2PO_4 — дейтерированный дигидрофосфат калия. Наряду с гидрофосфатами калия находят применение гидрофосфаты аммония.

Вначале ознакомимся с сущностью электрооптического эффекта.

На рис. 3.18 изображена оптическая индикатриса одноосного кристалла, представляющая собой эллипсоид вращения вокруг оптической оси OO . Величины полуосей эллипсоида n_o и n_e характеризуют показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно (n_o и n_e являются главными показателями преломления кристалла). Кристаллы DKDP и KDP имеют $n_o=1,49$ и $n_e=1,46$ для длины волны светового излучения около 1 мкм при температуре кристалла около 20°C.

Если приложить к кристаллу внешнее электрическое поле, направленное по оси OO , то под действием электрического поля оптическая индикатриса кристалла превратится из эллипсоида вращения в трехосный эллипсоид (кристалл превращается из одноосного в двухосный). На рис. 3.19 приведены сечения оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной оси OO (перпендикулярной направлению приложенного поля). Штриховая линия на рисунке соответствует моменту до включения поля, непрерывная — после включения поля. Обозначим главные показатели преломления кристалла после включения поля как n_1 , n_2 и n_e . При этом главные диэлектрические оси обозначены как X , Y и Z (ось Z перпендикулярна плоскости рисунка). Эффект Поккельса в рассматриваемом случае подчиняется следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} n_1 &= n_o + n_o^3 r \frac{E}{2}; \\ n_2 &= n_o - n_o^3 r \frac{E}{2}, \end{aligned} \quad (3.8.1)$$

где E — напряженность электрического поля; r — одна из электрооптических постоянных кристалла. Например, для кристалла DKDP $r=2,6 \cdot 10^{-11}$ м/В, для кристалла KDP $r=1 \cdot 10^{-11}$ м/В.

Рассмотрим модуляцию добротности на основе продольного эффекта Поккельса. При этом свет распространяется вдоль направления поля (или перпендикулярно плоскости рис. 3.19). В рассматриваемом случае внутри кристалла будут распространяться две линейно-поляризованные волны, поляризация которых направлена вдоль осей X (скорость волны C_o/n_1) и Y (скорость волны C_o/n_2). Используя соотношения (3.8.1), найдем разность фаз отмеченных волн после прохождения светом пути l в электрооптическом затворе:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l (n_1 - n_2)}{\lambda_0} = 2\pi n_o^3 r \frac{U}{\lambda_0}, \quad (3.8.2)$$

где λ_0 — длина волны света в вакууме; $U=E \cdot l$ — напряжение,

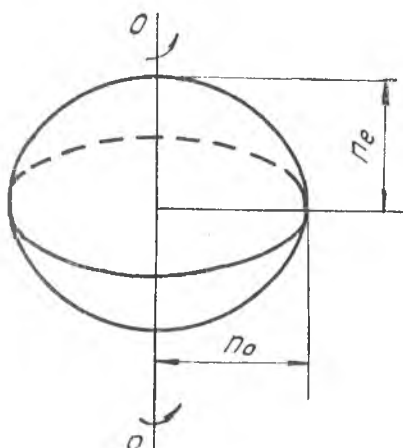


Рис. 3.18. Оптическая индиктриса одноосного кристалла

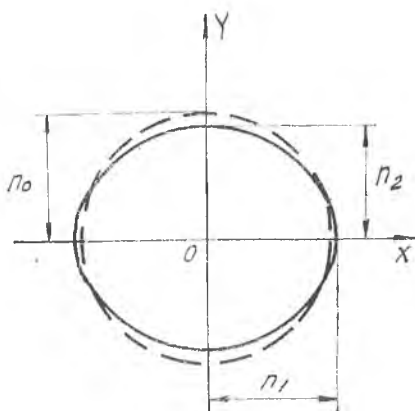


Рис. 3.19. Сечение индиктрисы плоскостью, перпендикулярной направлению приложенного управляющего поля

приложенное к кристаллу (l — длина кристалла по оси OO).

На рис. 3.20 представлена принципиальная схема твердотельного лазера с модуляцией добротности на основе продольного эффекта Поக்கельса. На рисунке использованы следующие обозначения: 1 — активный элемент, 2 — ячейка Поக்கельса (K — кристалл DKDP, \mathcal{E} — электроды), 3 — линейные поляризаторы, 4 — зеркала резонатора. Направление поляризации света, прошедшего через поляризатор (направление на рисунке), составляет угол ψ с направлением главной диэлектрической оси кристалла.

Рассмотрим случай, соответствующий включенной ячейке

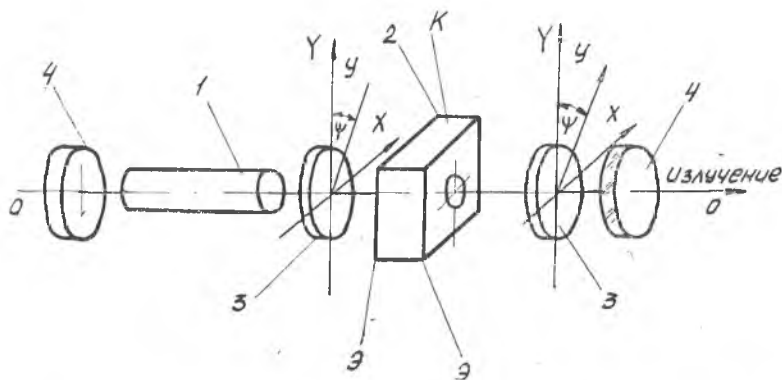


Рис. 3.20. Полуволновая $\frac{\lambda}{2}$ схема включения электрооптической ячейки Поக்கельса

Поккельса (на кристалл подано управляющее напряжение). В этом случае световые волны с поляризациями вдоль осей X и Y окажутся после прохождения ячейки сдвинутыми по фазе относительно друг друга на величину $\Delta\varphi$, определяемую соотношением (3.8.2). Положим, что на ячейку дано управляющее напряжение, обеспечивающее полуволновой фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \pi$. Такое напряжение называется полуволновым и обозначается как $U_{\lambda/2}$. Из зависимости (3.8.2) можно рассчитать величину полуволнового напряжения:

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda_0}{2n_0^3 r}. \quad (3.8.3)$$

При подаче на электрооптическую ячейку полуволнового напряжения поляризация светового пучка на выходе из нее остается линейной, направление поляризации оказывается повернутым на угол 2ψ относительно исходного направления.

На рис. 3.21 показан механизм образования угла поворота плоскости поляризации. На указанном рисунке приняты следующие обозначения: $A = A_1 + A_2$ — амплитудный вектор световой волны на входе в ячейку, $A' = A'_1 + A'_2$ — амплитудный вектор световой волны на выходе из ячейки.

Поскольку при действии полуволнового напряжения $U = U_{\lambda/2}$ рассмотренные волны, проходя через ячейку, сдвигаются относительно друг друга на половину длины волны, то один из составляющих амплитудных векторов (вектор A_1 или вектор A_2) должен изменить свое направление на противоположное.

Поворот плоскости поляризации светового луча на угол приводит к тому, что световая волна сможет лишь частично пройти через второй поляризатор. Интенсивность волны, прошедшей через второй поляризатор ($A_{\text{пр}}^2$), связана с интенсивностью волны, прошедшей первый поляризатор (т.е. интенсивностью A), следующим соотношением:

$$\frac{A_{\text{пр}}^2}{A^2} = \cos^2 2\psi. \quad (3.8.4)$$

Соотношение (3.8.4) вытекает из геометрических построений, приведенных на рис. 3.22.

Следовательно, включение ячейки Поккельса в схеме лазера с электрооптическим затвором (см. рис. 3.20) приводит к увеличению потерь по сравнению со случаем, когда ячейка выключена. Максимальные потери в ячейке реализуются при $\psi = \frac{\pi}{4}$, в этом случае $A_{\text{пр}}^2 = 0$, т.е. затвор полностью заперт. При снятии напряжения с управляющих электродов ячейки Поккельса реализуется быстрое и значительное увеличение добротности резонатора. Время переключения добротности

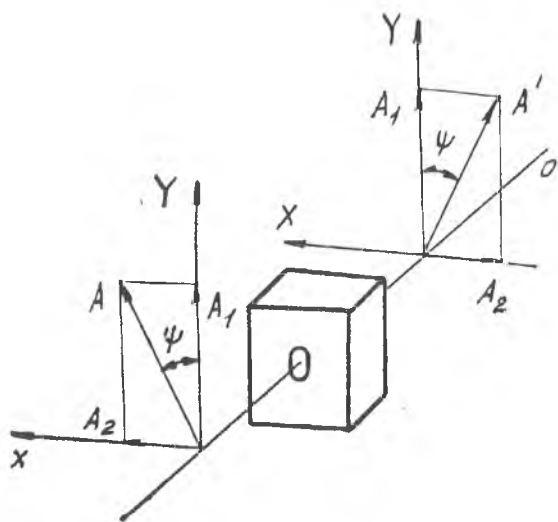


Рис. 3.21. Схема образования угла поворота

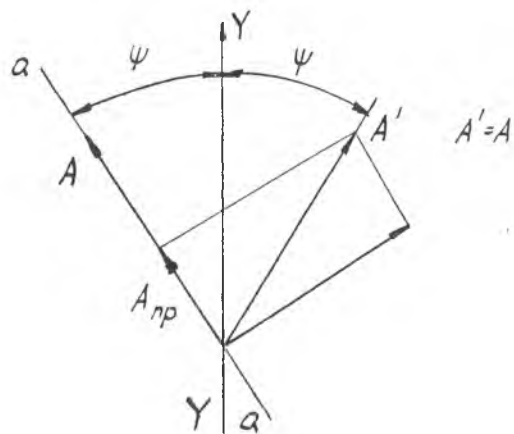


Рис. 3.22. Схема для расчета соотношения интенсивностей падающей и пропущенной волн

Таблица 3.1

Характеристики промышленных электрооптических модуляторов добротности

Материал	Спектральный диапазон, мкм	Время срабатывания, нс	Максимальное напряжение, кВ	Максимальная интенсивность, МВт/см ²	Апертура, мм
KD ₂ PO ₄	0,25—1,2	0,45	9	10 ³	8—15
KH ₂ PO ₄	0,4—0,8	1	7	(3—8)·10 ²	10
LiNbO ₃	1—4	1	3—7	0,08	2—10
CdTe	2—4	1	5	50	3—10
GaAs	2—4	1	5	100	3—10

определяется полосой пропускания частот ячейки Погкельса и обычно составляет несколько наносекунд.

Характеристики ряда промежуточных электрооптических модуляторов добротности приведены в табл. 3.1.

В ряде случаев для снижения управляющего напряжения может использоваться так называемая четвертьволновая схема включения ячейки Погкельса (рис. 3.23).

На выходе из кристалла световой пучок является циркулярно поляризованным. Попадая на глухое зеркало лазера 4, пучок отражается и вторично проходит через четвертьволновую ячейку 2. В результате двукратного прохождения света через четвертьволновую ячейку плоскость поляризации излучения оказывается повернутой на угол $\frac{\pi}{2}$ относительно плоскости поляризации падающего на ячейку Погкельса излучения. Естественно, что излучение, идущее из ячейки Погкельса в активную среду, не может пройти через поляризатор. После

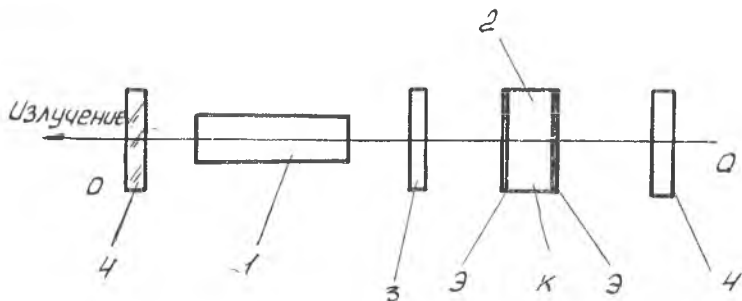


Рис. 3.23. Четвертьволновая $\frac{\lambda}{4}$ схема включения ячейки Погкельса:

1 — активный элемент; 2 — ячейка Погкельса; 3 — линейный поляризатор; 4 — зеркало резонатора

создания инверсной заселенности в лазере управляющее напряжение снимается с ячейки, добротность резонатора восстанавливается до значения Q_0 и высвечивается мощный импульс.

3.9. АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ [22], [9], [4]

Акустооптическая модуляция добротности резонаторов лазеров осуществляется с помощью акустооптических модуляторов. Сущность действия акустооптических модуляторов основана на явлении дифракции световых лучей на ультразвуковой волне. Примем, что в некоторой среде (жидкой или твердой) возбуждается с помощью пьезоэлектрического осциллятора плоская ультразвуковая волна, которая распространяется в рассматриваемой физической среде. При этом в физической среде в силу распространения ультразвука возникают механические напряжения, связанные с образованием локальных сжатий и растяжений. Механические напряжения через фотоупругий эффект воздействуют на показатель преломления среды. В конечном итоге, в среде возникает пространственно-периодическая структура, состоящая из слоев с различным оптическим показателем преломления. Пространственный период этой структуры равняется Λ — длине ультразвуковой волны в веществе. Естественно, что рассмотренная пространственно-периодическая структура перемещается от осциллятора со скоростью звука. При прохождении светового пучка через среду будет происходить дифракция на рассмотренной выше пространственно-периодической структуре, что связано с периодически изменяющимся показателем преломления. Если положить, что $\omega_{ак}$ — частота ультразвуковой волны, распространяющейся в среде в направлении y , то можно представить оптический показатель преломления среды в следующем виде:

$$n(y, t) = n_0 + \Delta n \cdot \sin \left[\left(2\pi \frac{y}{\Lambda} \right) - \omega_{ак} t \right], \quad (3.9.1)$$

где n_0 — показатель преломления невозмущенной среды; Δn — амплитуда изменения показателя преломления. Величина Δn определяется амплитудой упругой деформации фотоупругой среды, с которой она связана через упругооптические постоянные среды. Со своей стороны, амплитуда деформации фотоупругой среды зависит от мощности ультразвуковой волны $P_{ак}$. Существует два варианта применения акустооптических затворов.

На рис. 3.24 представлена схема акустооптического модулятора, основанного на дифракции РАМАНА-НАТА. Падающий световой пучок проходит перпендикулярно направлению распространения ультразвуковой волны в фотоупругой среде I , возбуждаемой ультразвуковым преобразователем 2.

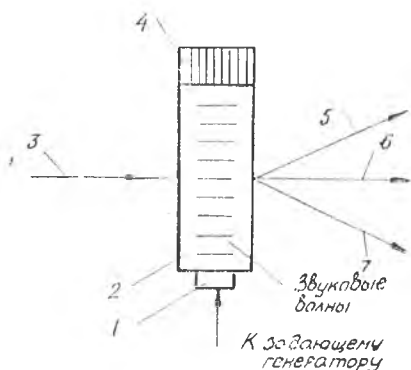


Рис. 3.24. Схема работы акустооптического модулятора на дифракции РАМАНА-НАТА

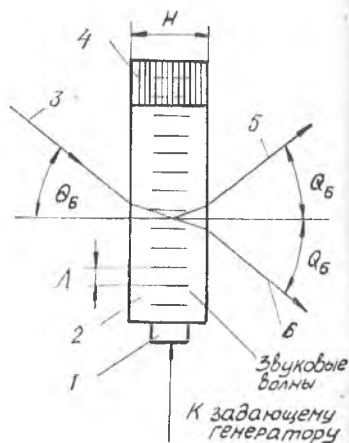


Рис. 3.25. Схема работы акустооптического модулятора на дифракции БРЭГГА

Режим бегущих волн в фотоупругой среде обеспечивается согласованной акустической нагрузкой 4. Падающий пучок света дифрагирует по направлениям 7 и 5, а также частично проходит в исходном направлении 6. Наличие звуковых волн приводит к ослаблению интенсивности прошедшего луча 6.

Более широкое применение находят электрооптические модуляторы, основанные на дифракции Брэгга (рис. 3.25). Пучок света 3 падает под углом Θ_B к фронту ультразвуковой волны, распространяющейся в фотоупругой среде 2. Световой пучок дифрагирует на пространственно-периодической структуре фотоупругой среды. Поэтому на выходе из модулятора будет два луча: дифрагированный луч 5 и недифрагированный луч 6 звукового пучка. Предположим, что выполняется условие

$$\frac{l\lambda}{\Lambda^2} > 1, \quad (3.9.2)$$

где λ — длина световой волны в среде; l — длина акустооптического взаимодействия (путь, проходимый световым лучом в объеме, охваченном ультразвуковой волной). Тогда угол отклонения дифрагированного луча Θ_B определяется соотношением

$$\sin \Theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (3.9.3)$$

Затвор ориентируют внутри резонатора лазера таким образом (рис. 3.26), чтобы обеспечить направление падающего светового пучка в соответствии с соотношением (3.9.3). Когда пьезоосциллятор выключен, световой пучок проходит через за-

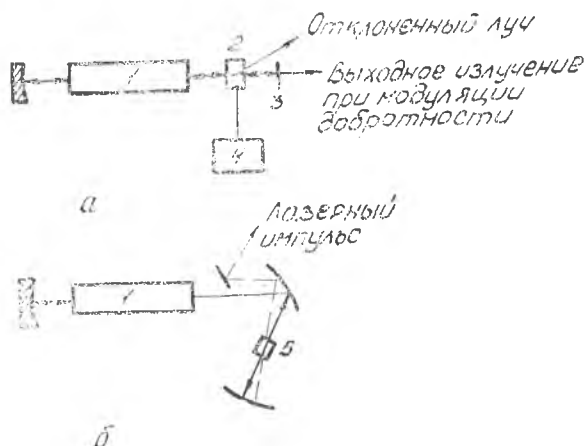


Рис. 3.26. Включение акустооптического элемента в схему лазера:

a — для модуляции добротности; *б* — в качестве модулятора луча; 1 — усиливающая среда; 2 — акустооптический модулятор добротности; 3 — выходной согласователь; 4 — модулирующее питание акустооптического элемента; 5 — акустооптический модулятор

твор, не изменяя своего первоначального направления (затвор открыт). При включении пьезоосциллятора падающий световой пучок (плотность светового потока или интенсивность пучка S_0) будет частично преобразовываться в дифрагированный пучок (интенсивность S_1), направление которого образует угол $2\theta_B$ с направлением падающего пучка. Чем ближе к единице отношение S_1/S_0 , тем меньше пропускание затвора в направлении падающего светового пучка. Отношение S_1/S_0 является критерием эффективности акустооптического затвора. В приближении плоских волн правомерно соотношение

$$\frac{S_1}{S_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_0 \cos \theta_B} \sqrt{\frac{p_{\text{ак}} l}{2H}} M_2 \right), \quad (3.9.4)$$

где λ_0 — длина световой волны в вакууме; M_2 — коэффициент акустооптического качества. В свою очередь,

$$M_2 = \frac{n^6 p_c^2}{\rho a^3}, \quad (3.9.5)$$

где p_c — упругооптическая постоянная среды; ρ — плотность среды; a — скорость звука.

Из соотношения (3.9.4) вытекает, что $S_1/S_0=1$, если акустическая мощность принимает значение

$$P_{0 \text{ ак}} = \frac{\lambda_0^2 \cos^2 \theta_B}{2M_2} \frac{H}{l}. \quad (3.9.6)$$

В этом случае происходит полное преобразование падающего пучка в дифрагированный, т.е. затвор полностью заперт. Соотношения (3.9.4) и (3.9.6) справедливы для плоских волн. На практике, как правило, световые пучки являются расходящимися. При дифракции таких пучков полное отклонение падающего светового пучка в принципе невозможно. Поэтому на практике единичное отношение интенсивностей световых пучков S_1/S_0 не реализуется.

Положим, что световой пучок является гауссовым и акусто-оптический затвор помещен в месте перетяжки пучка, имеющей радиус R_0 . Эффективность такого затвора связана с величиной параметра Π , определяемого выражением

$$\Pi = \left(\frac{2\lambda}{\pi R_0} \right) \frac{H}{\Lambda}. \quad (3.9.7)$$

Множитель $\frac{2\lambda}{\pi R_0}$ является углом расходимости светового гауссова пучка с радиусом перетяжки R_0 . Отношение $\frac{\Lambda}{H}$ и есть угол расходимости ультразвукового пучка. Таким образом, параметр Π есть отношение углов расходимости светового и звукового пучков. На рис. 3.27, а приведена зависимость S_1/S_0 от акустической мощности ультразвукового осциллятора для нескольких значений параметра Π . На рис. 3.27, б показана зависимость отношения интенсивностей световых пучков от параметра Π при оптимальном значении акустической мощности ультразвукового осциллятора.

При заданной акустической мощности эффективность затвора растет с уменьшением параметра Π . На рис. 3.27, а кривая, соответствующая параметру $\Pi=0$, рассчитана по зависимости (3.9.4). Остальные кривые получены на основе анализа дифракции гауссовых световых пучков.

Будем обозначать через Δt время переключения акустического затвора, под которым понимают время возникновения

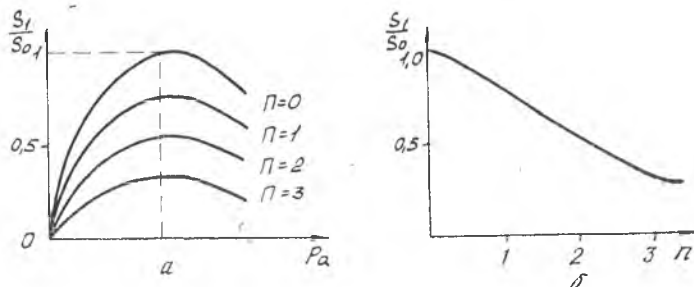


Рис. 3.27. Зависимость относительной интенсивности дифрагированного светового пучка (а) от акустической мощности ультразвукового пучка и от Π (б)

Таблица 3.2

Характеристики некоторых промышленных акустооптических модуляторов добротности

Материал	Спектральный диапазон, мкм	Время срабатывания, мкс	КПД отклонения, % при входной мощности, Вт	Апертура, мм
SiO ₂	0,33—1,0	0,007	15% при 0,1	0,1
Кварц	1,06	0,1	30% при 40	4
Te	6—20,0	1	—	6
Германий	10,6	0,2	— 30,5	—
Молибдат свинца	0,4—1,2	0,05	— 2,25	—

или исчезновения дифрагированного пучка. Это время можно оценить временем пробега звуковой волной расстояния d , равного диаметру лазерного пучка.

Например, при $d=2$ мм, $a=6 \cdot 10^3$ м/с (плавленый кварц) получаем $\Delta t \approx 300$ нс. Для снижения времени переключения затвора необходимо уменьшать диаметр светового пучка. Поэтому акустические затворы следует помещать в области перетяжки падающего пучка света. Чем меньше радиус перетяжки, тем меньше Δt и выше быстрдействие затвора. При этом необходимо помнить, что с уменьшением радиуса перетяжки пучка возрастает расходимость светового пучка (растет параметр Π) и, как следствие, понижается эффективность затвора. На практике стремятся работать при значениях параметра Π , близких к единице. Характеристики некоторых акустических модуляторов добротности приведены в табл. 3.2.

Широкое применение получили акустооптические модуляторы из плавленого кварца. Плавленый кварц обладает высокой прозрачностью для длин волн видимого диапазона, однако кварц имеет низкий коэффициент акустооптического качества. Поэтому для работы затвора на плавленном кварце требуется сравнительно высокая акустическая мощность ($p_{\text{ак}} \approx 40$ Вт при $f_{\text{ак}} = 25\text{—}50$ МГц).

3.10. ЛАЗЕР С ПРОСВЕТЛЯЮЩИМСЯ ФИЛЬТРОМ [22]

Просветляющийся фильтр является нелинейным резонансным поглотителем, способным обратимо изменять коэффициент поглощения излучения под действием интенсивного светового потока определенной частоты. Просветляющийся фильтр содержит молекулы (атомы), резонансно поглощающие излучение на частоте рабочего перехода для рассматриваемого лазера. Эти молекулы (атомы) носят название поглощающих

центров. Работа просветляющегося фильтра базируется на пелинейно-оптическом эффекте просветления среды. Непрозрачная вначале для света данной длины волны среда становится прозрачной при возрастании интенсивности падающего на нее излучения. Напомним, что в качестве просветляющихся сред часто используют растворы органических красителей — цианиновых (фталоцианина и криптоцианина) и полиметиновых. Цианиновые красители используют в лазерах на рубине, полиметиновые — в лазерах, активированных неодимом.

При исследовании взаимодействия излучения с поглощающими центрами применяют обычно либо двухуровневую, либо трехуровневую модель просветляющейся среды. Наиболее проста для рассмотрения двухуровневая модель.

Разность энергии уровней поглощающего центра просветляющегося фильтра должна соответствовать частоте ω рабочего перехода в активной среде лазера. В исходном состоянии все поглощающие центры фильтра находятся на нижнем уровне — фильтр максимально непрозрачен (непросветленное состояние фильтра). В этом состоянии $N_{1a} = n_a$; $N_{2a} = 0$, где n_a — полное число поглощающих центров в единице объема; N_{1a} , N_{2a} — плотности заселенностей нижнего и верхнего уровней поглощающего центра в рамках двухуровневой модели.

При облучении фильтра светом на частоте генерации будет происходить резонансное поглощение и индуцированное испускание, сопровождаемое переходами поглощающих центров между двумя рассматриваемыми уровнями. Поскольку в начальный момент облучения $N_{2a} < N_{1a}$, то будет преобладать резонансное поглощение, в результате которого разность заселенностей уровней ($N_{1a} - N_{2a}$) будет постепенно уменьшаться, т. е. фильтр начнет просветляться. При интенсивном облучении фильтра разность заселенностей ($N_{1a} - N_{2a}$) может стать равной нулю. В указанном случае коэффициент резонансного поглощения фильтра становится равным нулю, фильтр переходит в максимально просветленное состояние:

$$N_{1a} = N_{2a} = \frac{n_a}{2}.$$

Прекращение действия излучения на просветляющийся фильтр обеспечивает возвращение поглощающих центров на нижний уровень за счет действия релаксационных процессов, что соответствует возвращению фильтра в исходное (непросветленное) состояние.

Запишем балансные уравнения для заселенностей энергетических уровней поглощающего центра, которые имеют в приня-

той нами к рассмотрению двухуровневой модели следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dN_{2a}}{dt} = B_a N_{1a} \frac{S}{c_a} - B_a N_{2a} \frac{S}{c_a} - \frac{N_{2a}}{T_{1a}}, \\ \frac{dN_{1a}}{dt} = B_a N_{2a} \frac{S}{c_a} - B_a N_{1a} \frac{S}{c_a} + \frac{N_{2a}}{T_{1a}}, \end{cases} \quad (3.10.1)$$

где S — усредненная по длине просветляющегося фильтра плотность светового потока; B_a — коэффициент Эйнштейна для вынужденных переходов между уровнями поглощающего центра; c_a — скорость света в веществе фильтра; T_{1a} — время продольной релаксации для фильтра ($\frac{1}{T_{1a}}$ — вероятность спонтанных переходов с верхнего уровня на нижний).

Введем в рассмотрение плотность инверсной заселенности для уровней поглощающего центра фильтра: $N_a = N_{2a} - N_{1a}$. Величина N_a отрицательна, так как $N_{2a} < N_{1a}$. Вычитая из первого уравнения (3.10.1) второе и помня, что $N_{1a} + N_{2a} = n_a$, находим:

$$\frac{dN_a}{dt} = -\frac{2B_a N_a S}{c_a} - \frac{(N_a + n_a)}{T_{1a}}. \quad (3.10.2)$$

В начальный момент работы фильтра ($t=0$) $N_a(0) = n_a$.

Введем в рассмотрение линейный коэффициент резонансного поглощения фильтра χ . Тогда можно записать следующее соотношение:

$$\chi = -\sigma_a N_a. \quad (3.10.3)$$

Здесь σ_a — сечение вынужденных переходов между уровнями поглощающего центра,

$$\sigma_a = \frac{B_a h\nu}{c_a}. \quad (3.10.4)$$

Величина

$$\chi_0 = -\sigma_a N_a(0) = \sigma_a n_a \quad (3.10.5)$$

является начальным коэффициентом резонансного поглощения, т.е. коэффициентом поглощения фильтра, находящегося в исходном (непросветленном) состоянии.

С учетом выражений (3.10.3) и (3.10.5) представим соотношение (3.10.2) в виде

$$\frac{d\chi}{dt} = -2B_a \chi \frac{S}{c_a} + \frac{\chi_0 - \chi}{T_a}. \quad (3.10.6)$$

Для стационарного режима $\frac{dz}{dt} = 0$, поэтому

$$z(S) = \frac{z_0}{1 + \frac{S}{S_{\text{пор}}}}, \quad (3.10.7)$$

отсюда

$$S_{\text{пор}} = \frac{c_a}{2B_a T_{1a}} = \frac{h\nu}{2\sigma_a T_{1a}} \quad (3.10.8)$$

является условной пороговой плотностью светового потока, по достижении которой коэффициент резонансного поглощения фильтра уменьшается в два раза.

Зависимость (3.10.8) представлена графически на рис. 3.28.

Полный коэффициент поглощения просветляющегося фильтра складывается из коэффициентов резонансного и нерезонансного поглощения:

$$\eta(S) = z_a(S) + \eta_{1a}, \quad (3.10.9)$$

Коэффициент нерезонансного поглощения η_{1a} не зависит от плотности светового потока. Поглощение излучения происходит теми молекулами или атомами вещества просветляющегося фильтра, которые не являются поглощающими центрами, поэтому η_{1a} может быть назван коэффициентом вредных потерь в фильтре.

Рассмотрим дифференциальное уравнение для усредненной плотности светового потока. На рис. 3.29 представлена принципиальная схема твердотельного лазера с просветляющимся фильтром.

На рисунке приняты следующие обозначения: l , l_a , L — соответственно длины активного элемента, просветляющегося филь-

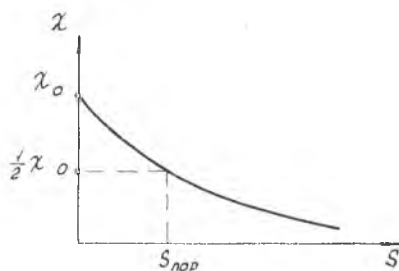


Рис. 3.28. Зависимость коэффициента резонансного поглощения фильтра от плотности светового потока

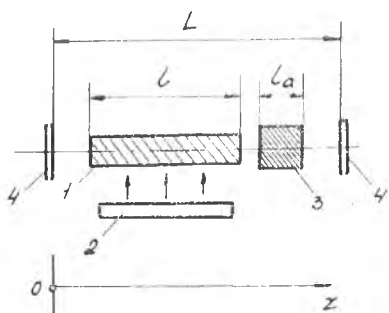


Рис. 3.29. Принципиальная схема твердотельного лазера с просветляющимся фильтром:

1 — активный элемент; 2 — лампа накачки; 3 — просветляющийся фильтр; 4 — зеркало резонатора

тра и резонатора в целом. Обозначим через $c=c_0/n$ — скорость света в активном элементе (n — коэффициент преломления среды активного элемента).

Чтобы получить дифференциальное уравнение для усредненной по длине резонатора плотности светового потока, воспользуемся уравнением (1.3.19), которое перепишем с учетом выражения (1.3.30) в следующем виде:

$$S_{\text{вых}} + \frac{L}{c} \frac{d\langle S \rangle}{dt} = L\sigma \langle N \rangle \langle S \rangle - L\eta_1 \langle S \rangle. \quad (3.10.10)$$

Трансформируя уравнение (3.10.10) на рассматриваемый лазер с просветляющимся фильтром (см. схему на рис. 3.19), учтем, что при усреднении плотности светового потока по длине резонатора необходимо учесть различие характеристик активного элемента и фильтра. В нашем случае имеем:

$$\int_0^L \frac{dS(z, t)}{dt} \frac{dz}{c(z)} = \left[\frac{l}{c} + \frac{l_a}{c_a} + \frac{L - (l + l_a)}{c_0} \right] \frac{d\langle S \rangle}{dt},$$

$$\int_0^L \sigma(z) N(z, t) S(z, t) dz = l\sigma \langle N \rangle \langle S \rangle + l_a \sigma_a \langle N_a \rangle \langle S \rangle,$$

$$\int_0^L \eta_1(z) S(z, t) dz = l\eta_1 \langle S \rangle + l_a \eta_{1a} \langle S \rangle.$$

Отсюда следует, что аналогом уравнения (3.10.10) является следующее уравнение:

$$S_{\text{вых}} + \left[\frac{l}{c} + \frac{l_a}{c_a} + \frac{L - (l + l_a)}{c_0} \right] \frac{d\langle S \rangle}{dt} =$$

$$= l\sigma \langle N \rangle \langle S \rangle + l_a \sigma_a \langle N_a \rangle \langle S \rangle -$$

$$- l\eta_1 \langle S \rangle - l_a \eta_{1a} \langle S \rangle. \quad (3.10.11)$$

Введем в рассмотрение коэффициент заполнения резонатора активной средой:

$$\mu = \frac{ln}{ln + l_a n_a + [L - (l + l_a)] n_0} = \frac{l/c}{\frac{l}{c} + \frac{l_a}{c_a} + \frac{L - (l + l_a)}{c_0}}. \quad (3.10.12)$$

Опуская для упрощения скобки $\langle \dots \rangle$ и учитывая коэффициент μ , перепишем уравнение (3.10.11) в следующем виде:

$$S_{\text{вых}} + \frac{l}{\mu c} \frac{dS}{dt} = l \left(\sigma N + \frac{l_a}{l} \sigma_a N_a \right) S -$$

$$- l \left(\eta_1 + \frac{l_a}{l} \eta_{1a} \right) S. \quad (3.10.13)$$

Согласно выражению (1.3.31) $S_{\text{вых}} = lS\eta_2$, поэтому справедливо соотношение

$$\frac{1}{\mu c} \frac{dS}{dt} = \left(\sigma N - \frac{l_a}{l} \sigma_a N_a \right) S - \left(\eta_1 - \frac{l_a}{l} \eta_{1a} + \eta_2 \right) S. \quad (3.10.14)$$

Уравнение (3.10.14) есть обобщение первого уравнения (1.3.37). Введем параметр T — время жизни фотона в резонаторе:

$$T = \left[\mu c \left(\eta_1 + \frac{l_a}{l} \eta_{1a} + \eta_2 \right) \right]^{-1}. \quad (3.10.15)$$

Теперь уравнение (3.10.14) может быть записано следующим образом:

$$\frac{dS}{dt} = \mu c \sigma N S + \mu c \frac{l_a}{l} \sigma_a N_a S - \frac{1}{T} S. \quad (3.10.16)$$

С учетом (3.10.3) окончательно получим

$$\frac{dS}{dt} = \mu c \sigma N S - \mu c \frac{l_a}{l} \kappa S - \frac{1}{T} S. \quad (3.10.17)$$

Рассмотрим полную систему балансных уравнений для лазера с просветляющимся фильтром. Полная система балансных уравнений должна включать уравнение (3.10.17) для усредненной плотности светового потока в резонаторе лазера, уравнение баланса для активного элемента и уравнение баланса для просветляющегося фильтра. В качестве уравнения баланса для активного элемента возьмем второе уравнение системы (1.3.43). В качестве балансного уравнения для просветляющегося фильтра выберем уравнение (3.10.6). Следовательно, полная система балансных уравнений для лазера с просветляющимся фильтром выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= \mu c \sigma N S - \mu c \frac{l_a}{l} \kappa S - \frac{1}{T} S, \\ \frac{dN}{dt} &= -\beta \frac{\sigma}{h\omega} N S + \frac{N_0 - N}{T_1}, \\ \frac{d\kappa}{dt} &= -2 \frac{\sigma_a}{h\omega} \kappa S + \frac{\kappa_0 - \kappa}{T_{1a}}. \end{aligned} \quad (3.10.18)$$

Искомыми функциями здесь выступают плотность светового потока в резонаторе лазера $S(t)$, плотность инверсной заселенности в активном элементе $N(t)$ и коэффициент резонансного поглощения в фильтре $\kappa(t)$. Очевидно, что вместо функции $\kappa(t)$ можно было бы рассматривать плотность инверсной заселенности в фильтре $N_a(t)$. Как известно, время T_1 определяет

ся вероятностью накачки W_n и вероятностью спонтанных переходов в канале генерации $1/\tau$:

$$\frac{1}{T_1} = W_n + \frac{1}{\tau}. \quad (3.10.19)$$

Параметр накачки N_0 в соответствии с (1.3.44) и (1.3.36) можно определить соотношением

$$N = \frac{n'(W_n \tau - 1)}{W_n \tau + 1}. \quad (3.10.20)$$

Представим систему балансных уравнений лазера с просветляющимся фильтром (3.10.18) в безразмерной форме, для чего введем безразмерное время \bar{t} ($\bar{t} = \frac{t}{T_1}$; $\frac{d}{dt} = \frac{1}{T_1} \frac{d}{d\bar{t}}$) и попутно осуществим замену функции в соответствии с равенством $x = -\sigma_a N_a$:

$$\frac{dS}{d\bar{t}} = \mu c \sigma T_1 S N + \mu c \frac{l_a}{l} T_1 \sigma_a N_a S - \frac{S}{T} T_1, \quad (3.10.21)$$

$$\frac{dN}{d\bar{t}} = -\beta \frac{\sigma}{h\omega} T_1 N S + N_0 - N,$$

$$\frac{dN_a}{d\bar{t}} = -\frac{2\sigma_a T_1}{h\omega} N_a S - \frac{\chi_0 T_1}{\sigma_a T_{1a}} - \frac{N_a}{T_{1a}} T_1.$$

Пронормируем систему уравнений (3.10.21), для чего введем нормирующие параметры:

$$S_{ст} = \frac{A-1}{T_1} \frac{c}{\beta B}, \quad N_{ст} = \frac{1}{T B h \omega},$$

$$S_{нор} = \frac{h\omega}{2\sigma_a T_{1a}} \text{ и } N_a(0),$$

$$\frac{d\bar{S}}{d\bar{t}} = \mu c \sigma T_1 N_{ст} \bar{S} \bar{N} - \mu c \frac{l_a}{l} T_1 \sigma_a N_a(0) \bar{N}_a \bar{S} - \bar{S} \frac{T_1}{T}, \quad (3.10.22)$$

$$\frac{d\bar{N}}{d\bar{t}} = -\beta \frac{\sigma}{h\omega} T_1 S_{ст} \bar{N} \bar{S} + \bar{N}_0 - \bar{N},$$

$$\frac{d\bar{N}_a}{d\bar{t}} = -\frac{2\sigma_a T_1}{h\omega} S_{ст} \bar{S} \bar{N}_a - \frac{\chi_0}{\sigma_a} \frac{T_1}{T_{1a}} \frac{1}{N_a(0)} - \bar{N}_a \frac{T}{T_{1a}}.$$

Введем ряд безразмерных параметров:

$$G = \frac{T_1}{T}, \quad \xi = \frac{T_1}{T_{1a}}. \quad (3.10.23)$$

С учетом параметров (3.10.23) первое уравнение системы (3.10.22) приобретает вид

$$\frac{d\bar{S}}{dt} = \mu c \sigma T_1 N_{ст} \bar{S} \bar{N} - \mu c \frac{l_a}{l} T_1 \sigma_a N_a(0) \bar{N}_a \bar{S} - \bar{S} G. \quad (3.10.24)$$

Введем замены:

$$\begin{aligned} \gamma &= \mu c \sigma T_1 N_{ст}, \\ \rho &= \mu c \frac{l_a}{l} \sigma_a T_1 N_a(0). \end{aligned} \quad (3.10.25)$$

С учетом соотношений (3.10.25) уравнение (3.10.24) выглядит следующим образом:

$$\frac{d\bar{S}}{dt} = \gamma \bar{S} \bar{N} + \rho \bar{N}_a \bar{S} - G \bar{S}. \quad (3.10.26)$$

Преобразуем второе уравнение системы (3.10.22), для чего обозначим через параметр Ψ следующее выражение:

$$\psi = \frac{\beta \sigma}{h \omega} T_1 S_{ст},$$

тогда

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = -\psi \bar{N} \bar{S} - \bar{N} + \bar{N}_0. \quad (3.10.27)$$

И, наконец, преобразуем третье уравнение системы (3.10.22). Обозначим через параметр ν выражение $\nu = \frac{2\sigma_a T_1}{h\omega} S_{ст}$. Помня, что $\xi = \frac{T_1}{T_a}$, получим

$$\frac{d\bar{N}_a}{dt} = -\nu \bar{S} \bar{N}_a - \frac{\chi_0 \xi}{\sigma_a N_a(0)} - \bar{N}_a \xi. \quad (3.10.28)$$

Таким образом, получена следующая система уравнений в нормализованном виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{S}}{dt} &= \gamma \bar{S} \bar{N} + \rho \bar{N}_a \bar{S} - G \bar{S}, \\ \frac{d\bar{N}}{dt} &= -\psi \bar{N} \bar{S} - \bar{N} + \bar{N}_0, \\ \frac{d\bar{N}_a}{dt} &= -\nu \bar{S} \bar{N}_a - \frac{\chi_0 \xi}{\sigma_a N_a(0)} - \bar{N}_a \xi. \end{aligned} \quad (3.10.29)$$

Система балансных уравнений (3.10.29) является исходной для рассмотрения динамики одномодового твердотельного лазера с просветляющимся фильтром. Рассмотрим стационарные решения системы балансных уравнений, для чего примем $d\bar{S}/dt=0$, $d\bar{N}/dt=0$ и $d\bar{N}_a/dt=0$. В этом случае система балансных уравнений трансформируется к следующему виду:

$$\begin{aligned} \gamma\bar{S}\bar{N} + \rho\bar{N}_a\bar{S} - G\bar{S} &= 0, \\ -\psi\bar{N}\bar{S} - \bar{N} + \bar{N}_0 &= 0, \\ -\nu\bar{S}\bar{N}_a - \frac{\chi_0\xi}{\sigma_a N_a(0)} - N_a\xi &= 0. \end{aligned} \quad (3.10.30)$$

Система уравнений имеет три решения:

$$1) \bar{S}_1 = 0, \quad \bar{N}_1 = \bar{N}_0, \quad \bar{N}_{a1} = -\frac{\chi_0}{\sigma_a N_a(0)}; \quad (3.10.31)$$

$$\begin{aligned} 2) \bar{S}_2 &= -\frac{\xi}{\nu} \left[1 - \frac{2\Delta}{-\Phi - \sqrt{\Phi^2 + 4\Delta G\xi\psi}} \right], \\ \bar{N}_2 &= \frac{G}{\gamma} - \frac{\rho}{\gamma} \left[\frac{-\Phi + \sqrt{\Phi^2 + 4\Delta G\xi\psi}}{2\Delta} \right], \end{aligned} \quad (3.10.32)$$

$$\bar{N}_{a2} = \frac{-\Phi + \sqrt{\Phi^2 + 4\Delta G\xi\psi}}{2\Delta};$$

$$\begin{aligned} 3) \bar{S}_3 &= -\frac{\xi}{\nu} \left[1 - \frac{2\Delta}{-\Phi - \sqrt{\Phi^2 + 4\Delta G\xi\psi}} \right], \\ \bar{N}_3 &= \frac{G}{\gamma} - \frac{\rho}{\gamma} \left[\frac{-\Phi - \sqrt{\Phi^2 + 4\Delta G\xi\psi}}{2\Delta} \right], \\ \bar{N}_{a3} &= \frac{-\Phi - \sqrt{\Phi^2 + 4\Delta G\xi\psi}}{2\Delta}, \end{aligned} \quad (3.10.33)$$

где $\Phi = \psi G\xi + \rho\xi - G\nu + \nu\bar{N}_0$, $\Delta = \rho(\nu - \xi\psi)$.

Решение (3.10.31) описывает стационарное состояние, которое является исходным. В этом состоянии генерация отсутствует: $\bar{S}_1=0$, активный элемент характеризуется плотностью инверсной заселенности $\bar{N}_1=\bar{N}_0$, фильтр находится в непросветленном состоянии $\bar{N}_{a1}=-\frac{\chi_0}{\sigma_a N_a(0)}$. Режим генерации могут описывать решения (3.10.32) и (3.10.33). При этом необходимо, чтобы величина \bar{S}_2 или \bar{S}_3 имела физический смысл, т. е. была вещественной и неотрицательной $\text{Re}\bar{S} \geq 0$; $\text{Im}\bar{S} = 0$.

Решения (3.10.31) ... (3.10.33) необходимо исследовать на устойчивость. Если состояние лазера неустойчиво, то небольшие флуктуации плотности светового потока, инверсной заселенности активного элемента или активного вещества фильтра

могут вывести систему из данного состояния. В противном случае лазер будет возвращаться в рассматриваемое исходное состояние. Для исследования устойчивости некоторого стационарного состояния лазера $[\bar{S}]_0$, $[\bar{N}]_0$ и $[\bar{N}_a]_0$ линеаризуем систему уравнений (3.10.29). Для этого введем в рассмотрение малые безразмерные отклонения параметров от стационарного состояния:

$$\begin{aligned}\bar{S} &= \bar{S}_0 + \delta S, \\ \bar{N} &= \bar{N}_0 + \delta N, \\ \bar{N}_a &= \bar{N}_{a0} + \delta N_a.\end{aligned}\tag{3.10.34}$$

Учтем, что стационарные значения параметров (3.10.34) удовлетворяют уравнению (3.10.30) и решению (3.10.32), тогда можно записать:

$$\begin{aligned}\bar{S} &= \delta S, \\ \bar{N} &= \bar{N}_0 + \delta N, \\ \bar{N}_a &= 1 + \delta N_a.\end{aligned}\tag{3.10.35}$$

Подставим выражения (3.10.35) в систему уравнений (3.10.29):

$$\begin{aligned}\frac{d\delta S}{dt} &= \gamma\delta S(\bar{N}_0 + \delta N) + \rho(1 + \delta N_a)\delta S - G\delta S, \\ \frac{d\delta N}{dt} &= -\psi(\bar{N}_0 + \delta N)\delta S - (\bar{N}_0 + \delta N) + \bar{N}_0, \\ \frac{d\delta N_a}{dt} &= -\nu(1 + \delta N_a)\delta S - \frac{\kappa_0\xi}{\sigma_a N_a(0)} - (1 + \delta N_a)\xi.\end{aligned}\tag{3.10.36}$$

После преобразования системы уравнений (3.10.36), в результате которого пренебрегаем произведениями вида $\delta S \delta N$, вводим соотношение $\kappa_0 = -\sigma_a N_a(0)$, получаем линеаризованную систему балансных уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{d\delta S}{dt} &= \delta S(\gamma\bar{N}_0 + \rho - G), \\ \frac{d\delta N}{dt} &= -\psi\bar{N}_0\delta S - \delta N, \\ \frac{d\delta N_a}{dt} &= -\nu\delta S - \xi N_a.\end{aligned}\tag{3.10.37}$$

Характеристическое уравнение, соответствующее данной системе линейных уравнений, может быть записано в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} |(\gamma\bar{N}_0 + \rho - G) - p| & 0 & 0 \\ -\psi N_0 & (-1-p) & 0 \\ -\nu & 0 & (-\xi-p) \end{vmatrix} = 0. \quad (3.10.38)$$

Выражение (3.10.38) является алгебраическим уравнением третьей степени. Обозначим корни этого уравнения через p_1 , p_2 и p_3 . Состояние лазера будет устойчивым, если вещественные части всех трех корней будут отрицательными. Если же хотя бы один из корней будет находиться в правой полуплоскости, то анализируемое состояние лазера будет неустойчивым. Следует отметить, что при определенных значениях параметров G , ρ , ξ , ν , ψ , ν оба стационарных состояния (3.10.32) и (3.10.33) оказываются неустойчивыми. Это свидетельствует о том, что даже при стационарной накачке и стабильности параметров активного элемента, фильтра, резонатора режим генерации лазера с просветляющимся фильтром может быть только нестационарным. Таким образом, наличие просветляющегося фильтра внутри оптического резонатора лазера может приводить к потере устойчивости стационарной генерации.

Вопрос об устойчивости исходного состояния лазера (3.10.31) принципиально важен для выяснения условий самовозбуждения генерации в лазере с просветляющимся фильтром. Предположим, что состояние лазера, определяемое условием (3.10.31), является устойчивым. В данном случае флуктуации плотности светового потока и плотности инверсной заселенности не могут перевести лазер в состояние генерации. Как бы сильно ни возрастала интенсивность накачки, лазер с просветляющимся фильтром будет неизменно находиться в окрестности исходного состояния. Другими словами, устойчивость состояния (3.10.31) означает, что накачка активного элемента сама по себе (без дополнительного воздействия на систему) не может перевести лазер с просветляющимся фильтром в режим генерации. Чтобы в процессе накачки лазера возникла генерация, необходима неустойчивость исходного состояния, определяемая условием (3.10.31).

На основании выражения (3.10.38) можем записать

$$[(\gamma\bar{N}_0 + \rho - G) - p](-1-p)(-\xi-p) = 0. \quad (3.10.39)$$

Это уравнение имеет следующие корни:

$$\begin{aligned} p_1 &= \gamma\bar{N}_0 + \rho - G, \\ p_2 &= -1, \\ p_3 &= -\xi. \end{aligned} \quad (3.10.40)$$

Все корни уравнения (3.10.40) вещественные, причем корни p_2 и p_3 всегда отрицательные. Отсюда вытекает, что вопрос об

устойчивости лазера связан со значением корня p_1 . Состояние лазера будет неустойчивым, если корень p_1 положительный, т. е. если

$$\gamma \bar{N}_0 + \rho - G > 0. \quad (3.10.41)$$

Условие (3.10.41) является необходимым условием самовозбуждения генератора с просветляющимся фильтром. В отсутствие фильтра условие (3.10.41) превращается в условие генерации: $\bar{N}_0 > G/\gamma$.

Рассмотрим физический смысл условия (3.10.41). С учетом ранее принятых обозначений перепишем условие в виде

$$\sigma N_0 > \left(\alpha_0 \frac{l_a}{l} + \eta_1 + \eta_{1a} \frac{l_a}{l} + \eta_2 \right). \quad (3.10.42)$$

Произведение σN_0 есть начальный коэффициент усиления в активном элементе лазера. Условие (3.10.42) означает, что для самовозбуждения генерации в лазере с просветляющимся фильтром необходимо, чтобы начальный коэффициент усиления в лазере превышал уровень потерь, который в данном случае складывается из начального коэффициента резонансного поглощения фильтра, коэффициентов вредных потерь в активном элементе и фильтре и, наконец, коэффициента полезных потерь, связанного с выходом излучения через зеркала резонатора. При этом коэффициенты, характеризующие свойства фильтра, берутся отнесенными к единице длины активного элемента, т. е. умножаются на параметр l_a/l .

В заключение рассмотрим другое условие возбуждения генерации. Условие $Im \bar{S}_0 = 0$ означает, что согласно (3.10.32) должно выполняться неравенство:

$$\{(\psi G \xi + \psi \rho \xi - G \nu + \nu \bar{N}_0)^2 + 4\rho(\nu - \xi \psi) \xi \psi G\} \geq 0. \quad (3.10.43)$$

В совокупности с требованием (3.10.42) неравенство (3.10.43) определяет другие условия, при которых возможна генерация в лазере с просветляющимся фильтром.

3.11. УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ЛУЧА ЛАЗЕРА

Необходимость пространственного управления лучом лазеров привела к созданию ряда соответствующих устройств. Наибольшее развитие получили оптико-механические, электромеханические, электрооптические и оптикоакустические устройства управления пространственным положением луча. Устройства управления положением луча лазера должны сочетать в себе высокую точность, быстроедействие, а для управления мощным

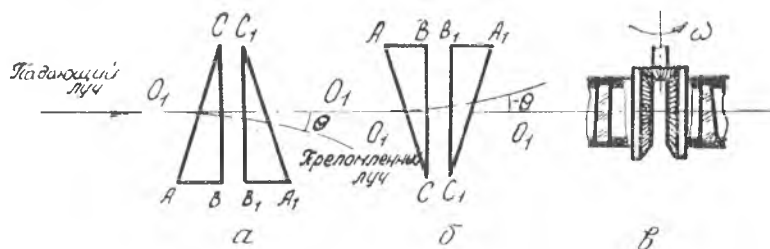


Рис. 3.30. Двухклиновой оптический компенсатор:

а, б — прохождение луча при различных положениях клиньев; в — конструктивное выполнение

излучением — также и способность выдерживать воздействие интенсивных световых потоков.

Из оптико-механических устройств можно отметить оптические клиновые компенсаторы, плоскопараллельные пластинки и ряд других оптических элементов [24].

Оптический двухклиновый компенсатор или двойная призма Рошона-Гершеля является оптической системой из двух вращающихся идентичных призм, грани BC и B_1C_1 которых параллельны. Ось вращения призм перпендикулярна параллельным граням (рис. 3.30). Когда вершина преломляющих углов C и C_1 обращена в одну сторону, например, кверху от оси вращения (рис. 3.30, а), угол отклонения лазерного луча равен θ . Когда вершины преломляющих углов призмы занимают противоположное положение, угол отклонения луча имеет то же значение по величине, но противоположный знак ($-\theta$) (рис. 3.30, б). В других угловых положениях вращающихся призм угол отклонения луча меняется в пределах от $+\theta$ до $-\theta$. Если при вращении призм плоскости их главных сечений образуют с некоторой базовой плоскостью равные углы противоположных знаков, то падающий и преломленный лучи останутся в одной плоскости. Конструкция двухклинового компенсатора представляет две призмы, заключенные в оправу и приводимые во вращение таким образом, что призмы поворачиваются на равные углы противоположного знака. При этом луч будет отклоняться на угол θ в горизонтальной или вертикальной плоскости в зависимости от первоначальной установки компенсатора.

Связь угла отклонения луча θ с величиной угла поворота клиньев-призм определяется зависимостью

$$\theta = 2\Delta(n - 1)\sin\alpha, \quad (3.11.1)$$

где Δ — угол при вершине призмы-клина; n — показатель преломления оптической среды призмы; α — угол поворота призмы.

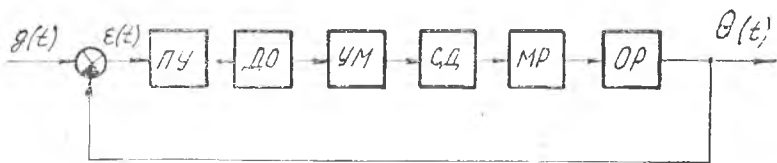


Рис. 3.31. Блок-схема системы управления лучом лазера с оптическим редуктором:

ПУ — приемное устройство; ДО — детектор ошибки; УМ — усилитель мощности; СД — серводвигатель; МР — механический редуктор; ОР — оптический редуктор

Оптический клиновой компенсатор позволяет реализовать так называемый оптический редуктор с передаточным отношением

$$i_{\text{опт}} = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \theta} = \frac{1}{2\Delta(n-1)\sin \alpha} \quad (3.11.2)$$

и, следовательно, уменьшить люфты и нелинейности привода по выходу лазерного луча в $i_{\text{опт}}$ раз. Типовая структурная схема системы управления лазерным лучом в пространстве по одной координате с применением оптического редуктора приведена на рис. 3.31. Передаточная функция системы управления в разомкнутом состоянии определяется выражением

$$W(p) = \frac{W_1(p)W_2(p)W_3(p)W_4(p)}{i i_{\text{опт}}} = \frac{K}{p(T_y p + 1)(T_d p + 1)}, \quad (3.11.3)$$

где $W_1(p) = K_1$ — передаточная функция приемного устройства;

$W_2(p) = K_2$ — передаточная функция детектора ошибки;

$W_3(p) = \frac{K_y}{T_y p + 1}$ — передаточная функция усилителя мощности;

$W_4(p) = \frac{K_d}{p(T_d p + 1)}$ — передаточная функция приводного электродвигателя (серводвигателя);

i — передаточная функция механического редуктора;

$K = \frac{K_1 K_2 K_y K_d}{i i_{\text{опт}}}$ — коэффициент усиления системы в разомкнутом состоянии.

Для управления лазерным лучом в качестве электромеханического устройства используется также зеркало, угловое положение которого по одной координате изменяется с помощью пьезоэлектрического устройства. Пьезоэлектрическое устройство достаточно часто реализуется в виде биморфного элемента [24]. Биморфный элемент представляет собой две пластины из пьезокерамики (например, из цирконата титаната свинца ЦТС-19), которые соединены так, что электростатическая по-

ляризация вызывает в каждой пластине продольные деформации противоположных знаков, что в итоге приводит к изгибной деформации биморфного элемента. Изгиб элемента вызывает поворот укрепленного на нем зеркала (рис. 3.32). В приведенной конструкции биморфный элемент является исполнительным звеном системы управления пространственным положением луча. Быстродействие исполнительного звена определяется резонансной частотой, которая зависит от массы зеркала, размеров конструкции пьезопреобразователя и упругодемпфирующих свойств пьезокерамики.

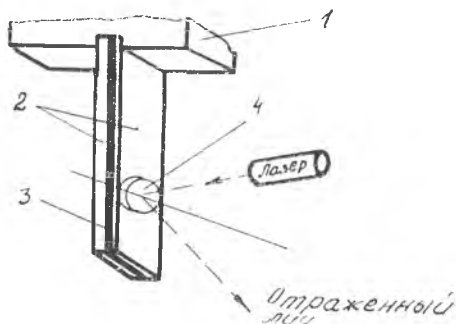


Рис. 3.32. Устройство биморфного электро-механического преобразователя:

1 — узел крепления преобразователя; 2 — пластины из пьезокерамики; 3 — плоскость склейки пластины; 4 — зеркало

Передачная функция биморфного элемента определяется соотношением

$$W(p) = \frac{\tilde{\delta\theta}}{\tilde{\delta U}} = \frac{K_p}{T_0^2 p^2 + 2\xi T_0 p + 1}, \quad (3.11.4)$$

где $\tilde{\delta\theta}$ — изображение малого отклонения угла поворота оптического луча; $\tilde{\delta U}$ — изображение малого отклонения, питающего биморфный элемент электрического напряжения; K_p — пьезоэлектро-механический коэффициент; T_0 — постоянная времени биморфного элемента; ξ — коэффициент демпфирования биморфного элемента.

Помимо рассмотренных выше устройств для управления угловым положением оптических пучков применяются устройства, основанные на использовании электрооптического эффекта [31].

На рис. 3.33 показана схема действия оптического отклоняющего устройства или дефлектора, выполненного на базе оптического кристалла. Допустим, что имеется кристалл, в котором длина оптического пути зависит от поперечной координаты x . Отмеченного состояния в кристалле можно добиться, если сделать так, чтобы скорость распространения оптической волны (т. е. показатель преломления n) зависела от координаты x . Если показатель преломления линейно зависит от x , то верхнему лучу A соответствует показатель преломления $n + \Delta n$ поэтому время его распространения в кристалле равно

$$T_A = \frac{L}{c} (n + \Delta n).$$

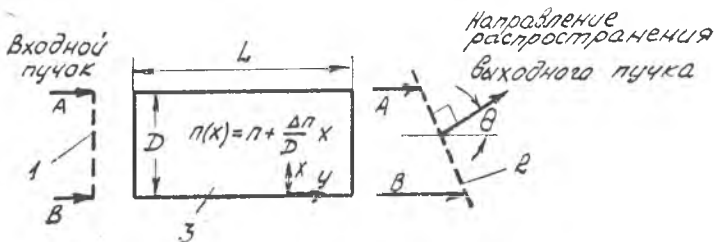


Рис. 3.33. К пояснению принципа действия дефлектора оптического пучка:

1 — фронт падающей волны; 2 — фронт отклоненной волны; 3 — оптическая среда с анизотропией по оси X

Нижнему положению плоской оптической волны соответствует луч B, при этом имеет место показатель преломления n и время распространения света

$$T_B = \frac{L}{c} n.$$

Разность времен распространения верхнего и нижнего лучей плоской волны в кристалле приводит к тому, что нижний луч B обгоняет верхний луч A по выходе из кристалла на величину

$$\Delta y = \frac{c}{n} (T_A - T_B) = L \frac{\Delta n}{n}.$$

Это соответствует отклонению оси распространения пучка внутри кристалла на выходной грани на величину

$$\Theta' = -\frac{\Delta y}{D} = -\frac{L \Delta n}{D n}.$$

С учетом равенства $\frac{\Delta n}{D} = \frac{dn}{dx}$

$$\Theta' = -\frac{L}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (3.11.5)$$

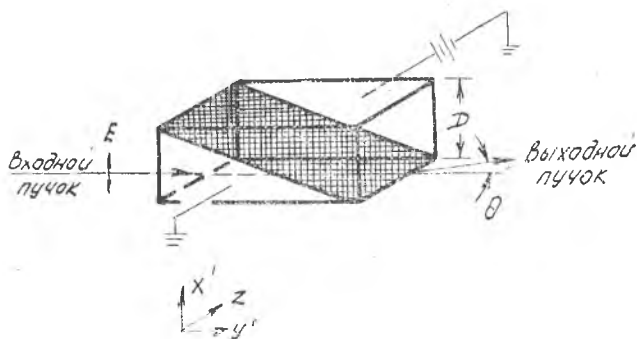
Угол отклонения θ оси пучка вне кристалла относительно горизонтальной оси связан с углом Θ' законом СНЕЛЛЯ:

$$\frac{\sin \theta}{\sin \Theta'} = n,$$

откуда, используя зависимость (3.11.5) и предполагая, что $\sin \theta \approx \theta \ll 1$, получаем

$$\theta = \Theta' n = -L \frac{\Delta n}{D} = -L \frac{dn}{dx}. \quad (3.11.6)$$

На рис. 3.34 показано устройство дефлектора, реализованного на базе электрооптического кристалла KN_2PO_4 (KDP).



Р и с. 3.34. Дефлектор оптического пучка на основе двух призм из кристалла KDP

Устройство скомпоновано из двух призм из кристаллов дигидрофосфата калия, грани которых параллельны осям x' , y' и z . В том случае, когда электрическое поле приложено вдоль оси z , указанные оси совпадают с главными осями эллипсоида показателей преломления. Оси z обеих призм имеют противоположное направление, но ориентированы под одним и тем же углом. Электрическое поле приложено, как указывалось, вдоль оси z , световой луч распространяется вдоль оси y' и поляризован в плоскости $x'y'$. В этом случае показатель преломления луча A , который полностью распространяется через верхнюю призму, дается зависимостями, определяемыми уравнениями электрооптики:

$$n_A = n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z.$$

В нижней призме электрическое поле имеет противоположный знак относительно оси z , поэтому

$$n_B = n_0 + \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_z,$$

где n_0 — показатель преломления оптической среды кристалла в отсутствие электрического поля; r_{63} — электрооптическая постоянная кристалла; E_z — напряженность электрического поля. (Электрооптические свойства ряда веществ приведены в табл. 3.3).

Полагая в выражении для угла отклонения θ (3.11.6) $n = n_A - n_B$, получаем следующее выражение для угла отклонения электрооптического дефлектора:

$$\theta = \frac{L}{D} n_0^3 r_{63} E_z. \quad (3.11.7)$$

Таблица 3.3

Линейные электрооптические постоянные

Вещество	Симметрия	Длина волны, λ , мкм	Электрооптические коэффициенты, $r_{ijk} \cdot 10^{-12}$, м/В	Показатель преломления, n_i	Диэлектрическая проницаемость, $\epsilon_i (\epsilon_0)$
LiIO ₃	6	0,633	$r_{13}=4,1$ $(S)r_{33}=6,4$	$n_0=1,8830$	
			$r_{41}=4,1$ $(S)r=3,3$	$n_0=1,7367$	
Ag ₃ AsS ₃	3m	0,633	$n_e^3 r_e = 70$	$n_0=3,019$	
			$n_e^3 r_{22} = 29$	$n_e=2,739$	
Ag ₃ AsS ₃ (T=1230°C)	3m	0,633	$r_{13}=9,6$ $(S)r_{13}=8,6$	$n_0=2,286$	$\epsilon_1=\epsilon_2=78$ $\epsilon_3=32$ $\epsilon_1=\epsilon_2=43$ $\epsilon_3=28$
			$r_{22}=6,8$ $(S)r_{22}=3,4$	$n_e=2,200$	
			$r_{33}=30,9$ $(S)r_{33}=30,8$		
			$r_{51}=32,6$ $(S)r_{51}=28$		
			$r_0=21,1$		
			$r_{22}=5,4$ $r_0=19$		
LiTaO ₃	3m	0,633	$r_{22}=3,1$ $(S)r_{33}=28$	$n_0=2,229$	$\epsilon_1=\epsilon_2=51$ $\epsilon_3=45$ $\epsilon_1=\epsilon_2=41$ $\epsilon_3=43$
			$r_0=18$ $(S)r_{22}=3,1$	$n_c=2,150$	
			$(S)r_{13}=6,5$ $(S)r_{51}=23$	$n_0=2,136$	
			$(S)r_{12}=7,5$ $(S)r_{33}=33$	$n_e=2,073$	
			$r_{13}=8,4$ $(S)r_{12}=7,5$	$n_0=2,176$	
			$r_{33}=30,5$ $(S)r_{33}=33$	$n_e=2,180$	
			$r_{22}=0,2$ $(S)r_{51}=20$		
			$r_0=22$ $(S)r_{22}=1$		

Продолжение таблицы 3.3

Вещество	Симметрия	Длина волны, λ , мкм	Электрооптические коэффициенты, r_{ik} 10^{-12} , м/В	Показатель преломления, n_i	Диэлектрическая проницаемость $\epsilon_i(\epsilon_0)$
AgClAs ₂	42m	3,39	$r_{33}=27$	$n_o=2,060$	
			$r_{13}=45$	$n_e=2,065$	
			$r_{51}=15$		
			$r_{22}=0,3$		
			$r_{41}=4,0$		
			$r_{63}=3,0$		
CsH ₂ AsO ₄ (CDA)	42m	0,633	$r_{41}=14,8$	$n_o=2,553$	
			$r_{63}=18,2$	$n_e=2,507$	
			$r_{41}=8,77$	$n_o=1,572$	
			$r_{63}=10,3$	$n_e=1,550$	
			$r_{41}=8$	$n_o=1,5115$	
			$r_{63}=11$	$n_e=1,4698$	
KH ₂ PO ₄ (KDP)	42m	0,546	$r_{41}=8$	$n_o=1,5074$	
			$r_{63}=11$		
			$r_{63}=9,7$		
			$n_o^3 r_{63}=33$		
			$r_{63}=26,8$		
			$r_{41}=8,8$		
KH ₂ PO ₄ (KDP)	42m	0,633	$r_{63}=24,1$	$n_o=1,5079$	
			$r_{41}=23,76$	$n_e=1,4683$	
			$r_{63}=8,56$	$n_o=1,502$	
				$n_e=1,462$	
				$n_o=1,5266$	
				$n_e=1,4808$	
(NH ₄)H ₂ PO ₄ (ADP)	42m	0,546		$\epsilon_3=50$	
				$\epsilon_1=\epsilon_2=58$	
				$\epsilon_3=48$	
				$\epsilon_1=\epsilon_2=56$	
				$\epsilon_3=15$	

Окончание таблицы 3.3

Вещество	Симметрия	Длина волны λ , мкм	Электрооптические коэффициенты, $r_{ik} \cdot 10^{-12}$, м/В	Показатель преломления, n_i	Диэлектрическая проницаемость $\epsilon_i(\epsilon_0)$
$(\text{NH}_4)_2\text{P}_2\text{O}_7$	42m	0,633	$r_{41} = 23,41$	$n_0 = 1,5220$	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 58$
			$n_3^0 r_{63} = 27,6$	$n_e = 1,4773$	$\epsilon_3 = 14$
			$r_{41} = 40$ $r_{63} = 10$	$n_0 = 1,516$ $n_e = 1,475$	
BaTiO_3 ($T = 395\text{K}$)	4mm	0,546	$r_{51} = 1640$	$n_0 = 2,437$	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 3600$
			$r_c = 108$	$n_e = 2,365$	$\epsilon_3 = 135$
			$r_{51} = 8000(T-28)$ $r_c = 500(T-28)$ $r_{51} = 3000(T-16)$ $r_c = 700(T-16)$	$n_0 = 2,318$ $n_e = 2,277$ $n_0 = 2,318$ $n_e = 2,281$	
$\text{Ba}_{0,29}\text{Sr}_{0,71}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ($T = 395\text{K}$)	4mm	0,633	$r_{13} = 67$	$n_0 = 2,3117$	$\epsilon_3 = 3400$
			$r_{33} = 1340$	$n_e = 2,2987$	(15MГц)
			$r_{51} = 42$ $r_c = 1090$		

Из формулы (3.11.7) следует, что проще всего управлять угловым положением светового пучка с помощью напряженности электрического поля или приложенного к электрооптическому кристаллу напряжения. Из формулы (3.11.7) также вытекает, что теоретически можно получать полосу равномерного пропуска частот, не ограниченную по ширине. Следует также отметить, что главное достоинство дефлектора состоит не в получении угла отклонения θ , который можно изменять с помощью линзы (правда, с низким быстродействием), а в увеличении угла θ по сравнению с углом расходимости в дальнем поле $\theta_{\text{пуч}}$ в N раз. Если бы потребовалось сформировать выходной пучок, то N соответствовало бы числу разрешимых элементов, которые можно было бы расположить в фокальной плоскости, используя электрические поля вплоть до E_z .

Для управления пространственным положением лазерных пучков находят применение и дефлекторы, использующие принципы акустооптических взаимодействий [31]. Принцип работы акустооптических дефлекторов в основном такой же, как и модуляторов, основанных на брэгговской дифракции. Существенное различие состоит в том, что в рассматриваемом случае изменяется не амплитуда, а частота звуковой волны.

Принцип действия акустооптических дефлекторов иллюстрирует рис. 3.35. В соответствии с условием Брэгга угол отклонения светового пучка определяется выражением

$$2\Theta_B = 2\arcsin\left(\frac{\lambda f_0}{2nv}\right), \quad (3.11.8)$$

где λ — длина световой волны; f_0 — частота колебаний звуковой волны; v — акустическая скорость в фотоупругом веществе.

На рис. 3.36 приведена соответствующая брэгговской дифракции векторная диаграмма импульсов. Предположим, что частота звуковых колебаний изменяется от f_0 до $f_0 + \Delta f$. Так как звуковой волновой вектор $K = \frac{2\pi f}{v}$, то прирост частоты приведет к изменению звукового волнового вектора на величину $\Delta K = \frac{2\pi \Delta f}{v}$, что и показано на рис. 3.36. Так как угол падения светового пучка остается неизменным (θ_B), то неизменной

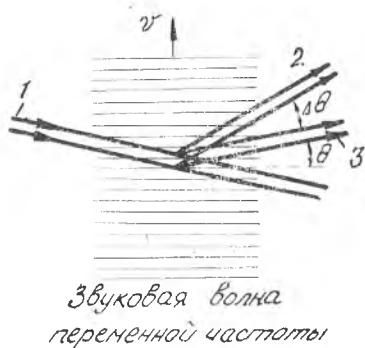


Рис. 3.35. К пояснению принципа действия акустооптического дефлектора:

1 — падающий световой пучок; 2 — дифрагированный на звуке частотой f_0 ; 3 — пучок, дифрагированный на звуке частотой $f + \Delta f$



Рис. 3.36. Векторная диаграмма импульсов

сохраняется длина вектора дифрагированной волны \vec{k} , концы этих векторов \vec{k} оказываются расположенными на окружности (рис. 3.36). Следовательно, замкнуть диаграмму импульсов не удастся и, стало быть, закон сохранения импульсов не выполняется. Световой пучок будет дифрагировать в направлении, которое соответствует наименьшему нарушению закона сохранения импульса. Дифракция пучка происходит вдоль направления OB , что приводит к отклонению пучка на величину $\Delta\theta$. Так как углы θ и $\Delta\theta$ малы и $k \cdot \sin\theta \approx K$, находим

$$\Delta\theta = \frac{\Delta k}{k \cdot \cos\theta_B} = \frac{\lambda}{nv \cdot \cos\theta_B} \Delta f, \quad (3.11.9)$$

где θ_B — угол брэгговской дифракции на частоте f_0 .

Из соотношения (3.11.9) следует, что угол отклонения светового луча пропорционален изменению частоты звуковых колебаний акустооптического дефлектора. Акустооптические свойства некоторых материалов, обычно используемых в акустооптике, приведены в табл. 3.4 и 3.5.

В заключение раздела следует привести сведения о систе-

Таблица 3.4

Свойства некоторых материалов, используемых обычно для получения дифракции света на звуке

Материал	Плотность, $\rho \cdot 10^{-3}$ кг/м ³	Скорость звука, v , км/с	Показатель преломления n
Вода	1,0	1,5	1,33
Сверхплотный флинт	6,3	3,1	1,92
Плавленый кварц (SiO ₂)	2,2	5,97	1,46
Полистирол	1,06	2,35	1,59
Ниобат лития (LiNbO ₃)	7,4	2,11	2,60
Флюорид лития (LiF)	4,7	7,40	2,25
Рутил (TiO ₂)	2,6	6,00	1,39
Сапфир (Al ₂ O ₃)	4,26	10,30	2,60
Молибдат свинца PbMo ₄	4,0	11,00	1,76
Йодноватая кислота (HIO ₃)	6,95	3,75	2,30
Двуокись теллура (TeO ₂)	4,63	2,44	1,90

Таблица 3.5

Некоторые характеристики материалов,
применяемых в акустооптике

Материал	λ , мкм	n	ρ , г/см ³	Поляризация и направление акустической волны	v , 10 ³ м/с	Поляризация и направление оптической волны
Плавленый кварц	0,63	1,46	2,2	Продольная	5,95	⊥
Плавленый кварц	0,63			Поперечная	3,76	или ⊥
GaP	0,63	3,31	4,13	Продольная в [110]	6,32	
GaP	0,63			Поперечная в [100]	4,13	или ⊥ в [010]
GaAs	1,15	3,37	5,34	Продольная в [110]	5,15	
GaAs	1,15			Поперечная в [100]	3,32	или ⊥ в [010]
TiO ₂	0,63	2,58	4,6	Продольная [11-20]	7,86	⊥ в [001]
LiNbO ₃	0,63	2,20	4,7	» в [11-20]	6,57	
YAG	0,63	1,83	4,2	» в [100]	8,53	
YAG	0,63			» в [110]	8,60	⊥
YIG	1,15	2,22	5,17	» в [100]	7,21	⊥
LiTaO ₃	0,63	2,18	7,45	» в [001]	6,19	⊥
As ₂ S ₃	0,63	2,61	3,20	»	2,6	⊥
As ₂ S ₃	1,15	2,46		»		⊥
SF-4	0,63	1,616	3,59	»	3,63	⊥
β-ZnS	0,63	2,35	4,10	» в [110]	5,51	в [001]
β-ZnS	0,63			Поперечная в [110]	2,165	или ⊥ в [001]
α-Al ₂ O ₃	0,63	1,76	4,0	Продольная в [001]	11,15	в [11-20]
CdS	0,63	2,44	4,82	» в [11-20]	4,17	
ADP	0,63	1,58	1,803	» в [100]	6,15	в [010]
ADP	0,63			Поперечная в [100]	1,83	или ⊥ в [001]
KDP	0,63	1,51	2,34	Продольная в [100]	5,50	в [010]
KDP	0,63			Поперечная в [100]		или ⊥ в [001]
H ₂ O	0,63	1,33	1,0	Продольная	1,5	
Te	10,6	4,8	6,24	» в [11-20]	2,2	в [001]
PbMoO ₄	0,63	2,4		» оси	3,75	или ⊥

мах автоматического сопровождения лучом лазера подвижных объектов [24]. Для прецизионного сопровождения объектов лучом лазера представляет интерес применение двухконтурных систем. В рассматриваемой схеме основная (грубая) система является управляемой платформой с размещенной на ней приемно-передающей аппаратурой. В свою очередь, на управляемой платформе собрана корректирующая (точная) система, управляющая лучом лазера. В качестве устройств управления лучом может быть использовано одно из рассмотренных выше в данном разделе устройств. Наличие быстродействующей системы позволяет получать более высокую точность управления пространственным положением лазерного луча (рис. 3.37). Следует отметить важную особенность системы, связанную с распределением функций между двумя независимыми приводами, угловые движения которых суммируются в пространстве. Упрощенная структурная схема системы представлена на

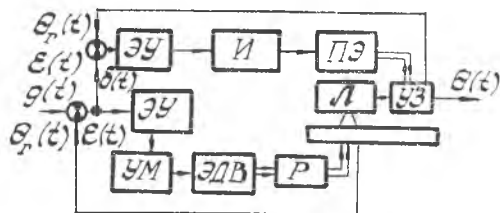


Рис. 3.37. Блок-схема двухконтурной системы управления лучом лазера:

ЭУ — электронный усилитель; И — интегратор; ПЭ — пьезоэлемент; Л — лазер; УЗ — управляемое зеркало; УМ — усилитель мощности; ЭДВ — электродвигатель; Р — редуктор

рис. 3.38. Передаточная функция замкнутой двухконтурной системы выражается зависимостью

$$\Phi(p) = \frac{\theta(p)}{g(p)} = \frac{W_T(p) + W_r(p) + W_T(p)W_r(p)}{[1 + W_T(p)][1 + W_r(p)]},$$

где $W_T(p)$ — передаточная функция разомкнутой точной системы; $W_r(p)$ — передаточная функция разомкнутой грубой системы.

Передаточная функция ошибки двухконтурной системы дается следующим соотношением:

$$\Phi_\varepsilon(p) = 1 - \Phi(p) = \frac{1}{[1 + W_T(p)][1 + W_r(p)]}.$$

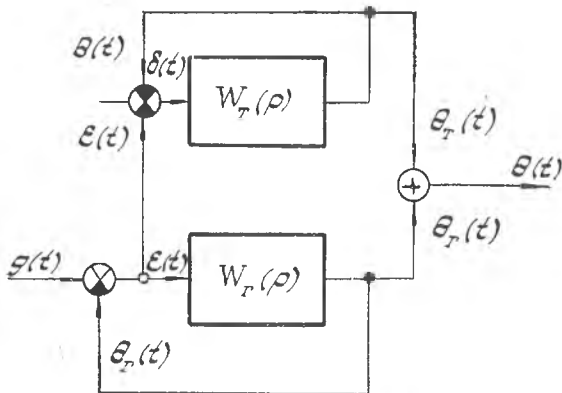


Рис. 3.38. Упрощенная структурная схема двухконтурной системы управления лучом лазера

Таким образом, применение двухконтурной системы приводит к существенному повышению динамической точности наведения лазерного луча на динамический объект.

3.12. УПРАВЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Многие приложения лазеров требуют фокусировки лазерного излучения, которая позволяет на несколько порядков повышать исходную интенсивность лазерного пучка.

Фокусировка лазерных пучков чаще всего осуществляется с помощью линз или линзовых объективов с фокусным расстоянием 25—300 мм и рабочими диаметрами от 10 до 60 мм и более [12]. Наряду с этими оптическими элементами используются зеркала, зеркальные объективы, комплекты переключаемых и сменных зеркальных объектов, вращающиеся фокусирующие линзы и зеркала.

Для фокусировки лазерного излучения в видимой и ближней инфракрасной области электромагнитного спектра используются стеклянные линзы, в инфракрасной области спектра применяются линзы из NaCl, KCl, Ge, GaAs, ZnSe и других материалов. Указанный способ фокусировки позволяет получать в фокальной плоскости оптических систем интенсивность излучения в пределах 10^6 — 10^{10} Вт/см² и плотность энергии 10^3 — 10^5 Дж/см². В зависимости от параметров лазеров и фокусирующих систем диаметры сфокусированных лазерных пучков варьируются в пределах от 10 мкм до 1 мм (табл. 3.6).

Таблица 3.6

Диаметры сфокусированных пучков для газовых и твердотельных лазеров

Характеристика фокусирующей системы	CO ₂ -лазер, малая мощность, непрерывный или импульсный режим, мода TEM ₀₀	CO ₂ -лазер, большая мощность, непрерывный режим, мода TEM ₀₀	Nd: YAG-лазер, малая и средняя мощность, импульсный режим при непрерывной накачке, мода TEM ₀₀	Nd: YAG-лазер, с импульсной накачкой, мода TEM ₀₀	Рубиновый лазер, лазер на стекле с неодимом, импульсная накачка, многомодовый пучок
Диаметр сфокусированного пучка, мкм	50—150	200—300	10—100	50—100	100—1000
Фокусное расстояние линз или объективов, мм	25—70	60—300	20—50	25—50	25—70

Процедуру фокусирования лазерных пучков рассматривают с использованием гауссовых пучков [12], так как относительное распределение интенсивности в них остается неизменным при распространении излучения. То есть, распределение интенсивности подчиняется закону Гаусса как в ближней, так и дальней зоне лазерного пучка. В гауссовых пучках фаза излучения постоянная во всех точках поперечного сечения луча, поэтому эти пучки называют однофазными.

Если между лазером и фокусирующей линзой не происходит заметного расширения пучка, а начальная расходимость соответствует дифракционной, то диаметр фокального пятна d_f можно оценить соотношением, используемым для простейших оценок:

$$d_f = 2F\theta_n, \quad (3.12.1)$$

где F — фокусное расстояние безабберационной линзы; θ_n — угол расходимости пучка.

Известно, что дифракционный угол расходимости пучка $\theta_n \cong \frac{\lambda}{D}$, где λ — длина волны излучения; D — диаметр выходной апертуры.

Для наиболее распространенных лазеров величина θ_n (мрад) имеет следующие значения [12]:

на He-Ne — 0,2—1;

Ar — 0,5—1;

CO₂ — 1—10;

рубин — 1—10;

стекле с неодимом — 0,5—10;

Nd:YAG — 2—20.

В случае полного заполнения лазерным пучком апертуры линзы диаметр фокального пятна определится соотношением

$$d_f \approx 2F \frac{\lambda}{D}. \quad (3.12.2)$$

Поскольку $\frac{F}{D}$ не бывает значительно меньше единицы, то из выражения (3.12.2) следует, что d_f может быть того же порядка, что и λ .

Рассмотрим расходимость и фокусировку лазерного пучка с модой TEM₀₀ (рис. 3.39). В качестве ограничивающей апертуры пучка берут перетяжку пучка внутри резонатора. Радиус перетяжки пучка внутри резонатора определяется зависимостью [12]

$$r_0 = \frac{r}{\left[1 + \left(\frac{\pi r^2}{\lambda R}\right)^2\right]^{1/2}}, \quad (3.12.3)$$

где r — радиус сечения пучка на зеркале резонатора; R — радиус кривизны зеркала. По мере удаления от перетяжки пучок

с модой TEM_{00} расходится, поэтому на расстоянии Z радиус лазерного пучка определяется выражением:

$$r_z = r_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda Z}{\pi r_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.12.4)$$

Данное выражение позволяет выявить различие между ближним ($Z \ll \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$) и дальним ($Z \gg \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$) полями. В ближнем поле диаметр пучка лазера превышает перетяжку пучка. В дальнем поле расходимость для моды TEM_{00} оценивается выражением

$$\Theta_n = \frac{\lambda}{\pi r_0}. \quad (3.12.5)$$

Расходимость пучка обычно уменьшают путем его коллимации с фокусировкой лазерного пучка (в фокусе оптической системы помещают диафрагму малого диаметра) и без фокусировки — путем пропускания пучка через двухлинзовый телескоп Галилея. При этом расходимость лазерного пучка обратно пропорциональна увеличению используемого телескопа. Свойства фокусирующих систем ухудшают линзовые aberrации. Для коллимированного монохроматического лазерного луча наиболее заметно влияние сферической aberrации, при которой лучи, исходящие из точечного источника и падающие на разных расстояниях от ее оси, не собираются линзой в одну общую точку, при этом изображение расплывается в круг с размытыми очертаниями.

Сферическую aberrацию уменьшают двумя путями: применяя асферические линзы или изменяя форму сферических линз. Из всех практически применяемых линз наименьшие сферические aberrации имеют плоско-выпуклые линзы, обращенные выпук-

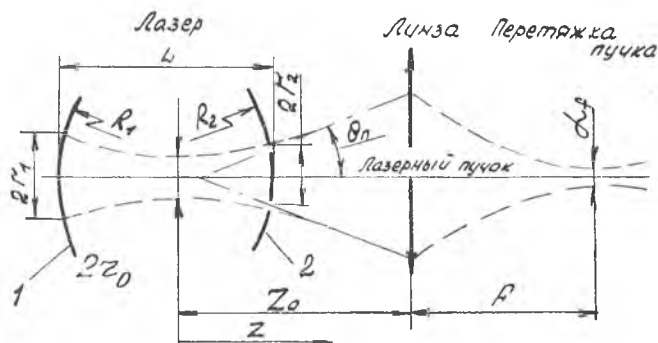


Рис. 3.39. К пояснению процесса фокусировки лазерного пучка с модой TEM_{00} :

1, 2 — зеркала резонатора

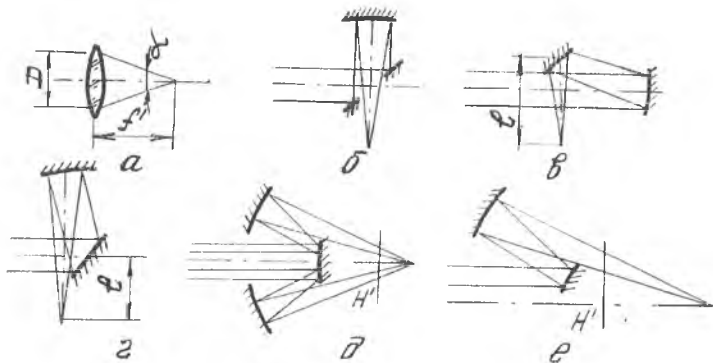


Рис. 3.40. Оптические схемы технологических объективов:
a — линза; *б-г* — объектив зеркальный с одним сферическим зеркалом;
д — центральный Кассегрена, *е* — косоугольный Кассегрена

лой поверхностью к лучу. Для фокусировки излучения CO_2 -лазеров рекомендуется использовать германиевые мешковские (выпукло-вогнутые) линзы с коэффициентом преломления равным четырем, обращенные выпуклой поверхностью навстречу лучу. Большие потери мощности излучения CO_2 -лазеров в элементах оптических систем проходного типа (NaCl , KCl , ZnSe), небольшой срок их службы, а также высокая стоимость металлооптических элементов определяют целесообразность использования одиночных линз и двухзеркальных технологических объективов. На рис. 3.40 приведены схемы наиболее распространенных типов технологических объективов (ТО). Для идеального ТО, который обеспечивает при некотором угле фокусировки α_0 такой же диаметр фокального пятна d_f , как и диаметр реального объекта, область идеальных условий фокусирования определяется зависимостью

$$\alpha < \alpha_0 = \frac{0,44}{\sqrt{AD}}, \quad (3.12.5)$$

где α — угол фокусировки, A — постоянная, зависящая от типа ТО, D — диаметр нефокусированного пучка.

Зеркальные системы ТО, приведенные на рис. 3.40, вследствие больших диаметров сфокусированного пятна рекомендуются использовать для сварки деталей толщиной более 20 мм лучом большой мощности или для техпроцессов, не требующих высокой интенсивности в зоне обработки. Для рассмотренных фокусирующих систем существует ряд типичных факторов, осложняющих фокусировку: повреждение линз и объективов вследствие поглощения в них энергии проходящего ЛИ, выброс продуктов взаимодействия ЛИ и мишени из зоны обработки, приводящий к повреждению поверхности линзы, ослаблению излучения в фокальной плоскости.

Рассмотренные выше оптические элементы, предназначенные для фокусировки лазерного излучения, в последние годы дополнены оптическим элементом нового класса — фокусатором. Термин «фокусатор» появился в начале 80-х годов [21]. Поскольку качество фокусировки современной оптики не всегда может устроить потребителя, а пользователи лазерных установок в ряде случаев желают получать на мишени некоторые области с заранее заданными характеристиками интенсивности поля излучения, то можно сказать, что новый класс оптических устройств родился как ответ на пужды практики. Необходимо подчеркнуть, что синтез фокусаторов возможен лишь на базе компьютера, вот почему иногда фокусатор называют элементом компьютерной оптики.

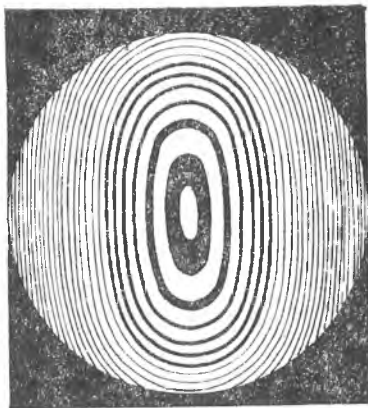


Рис. 3.41. Амплитудная маска фокусатора для CO_2 -лазера

На текущий момент реализованы фокусаторы в видимом, инфракрасном, субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах при различных фокальных линиях, а также с регулировкой интенсивности вдоль фокальной линии. Для CO_2 -лазеров ($\lambda=10,6$ мкм) фокусаторы изготавливаются по стандартной технологии создания вымывного рельефа [2]. Для более длинноволнового излучения фокусаторы создаются с помощью станков с числовым программным управлением (ЧПУ). В качестве примера на рис. 3.41 приведена так называемая амплитудная маска фокусатора для CO_2 -лазера, на которой плотность почернения соответствует высоте рельефа. Уже сейчас можно утверждать, что в недалеком будущем лазерные технологические комплексы будут снабжаться быстросменным набором фокусаторов, позволяющим рассматривать ЛТУ как элемент гибкой производственной системы.

IV

ЦИФРОВЫЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

ЛАЗЕР является сложной, чувствительной к отклонениям от расчетных режимов работы динамической системой. Наличие большого числа взаимосвязанных параметров, влияющих на характеристики излучения, а также высокие требования по точности поддержания параметров и скоростям их регулирования приводят к необходимости создания системы управления лазером на базе ЭВМ.

4.1. СТРУКТУРНЫЙ СОСТАВ ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ

На рис. 4.1, а изображена многорежимная система автоматического регулирования, в которой вычислительная машина выполняет одновременно функции задатчика управляющих воздействий и сравнивающего устройства [6].

В рассмотренной системе цифровые управляющие сигналы сравниваются с цифровыми сигналами, снимаемыми с датчика. Точность работы такой системы исключительно высока, так как она определяется числом двоичных разрядов ЦВМ и датчика и может составлять до 18 двоичных разрядов. Тогда при ошибке системы, составляющей один двоичный разряд, относительная погрешность процесса регулирования будет

$$\varepsilon = \frac{2^1 \cdot 100}{2^n} \% , \quad (4.1)$$

где n — число двоичных разрядов.

Цифровой сигнал ошибки формируется после сравнивающего устройства (рис. 4.1, а), поэтому он имеет меньше число двоичных разрядов, чем сигнал управления. В результате этого в цифровой системе регулирования могут быть применены преобразователи типа код-аналог с пониженной точностью, что имеет важное значение, так как создание преобразователей типа код-аналог с высокой точностью представляет значительные трудности.

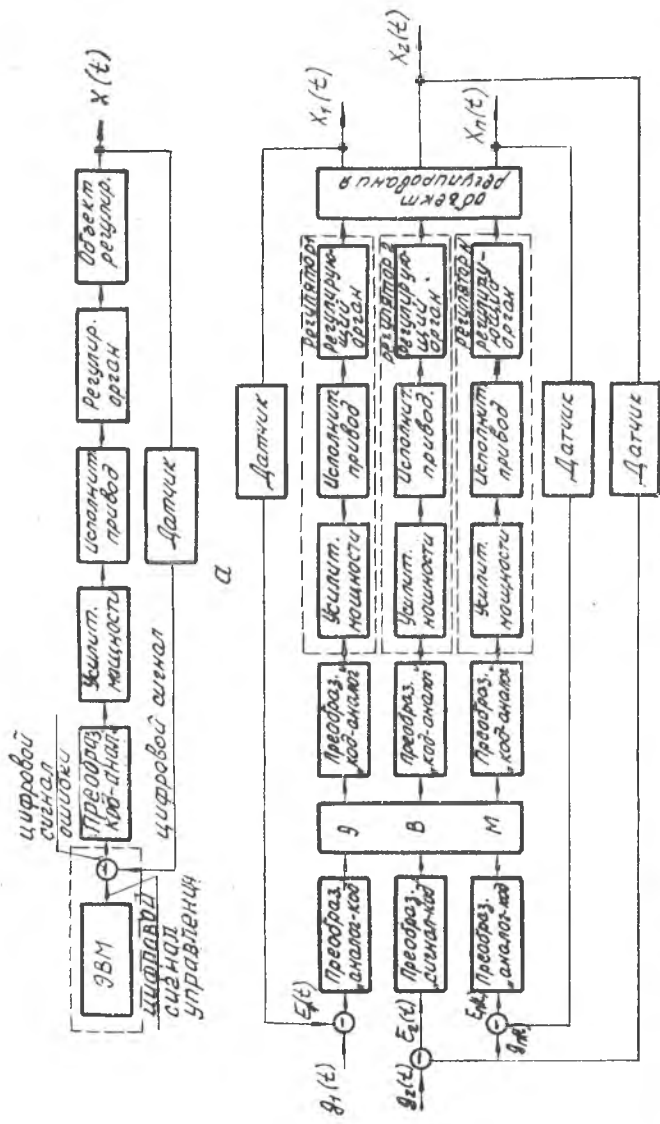


Рис. 4.1. Блок-схема многоконтурной системы автоматического регулирования с ЭВМ (а) и блок-схема многомерной САР с ЭВМ (б).

На рис. 4.1, б представлена многомерная система автоматического регулирования с ЭВМ. Вычислительная машина разделяет сигналы управления по времени и выдает их через соответствующие преобразователи типа код-аналог N регуляторов. В случае связанной системы регулирования на ЦВМ вырабатываются сигналы, либо обеспечивающие полную независимость всех регуляторов, либо компенсирующие их взаимодействие через объект регулирования. Если для нормальной работы многосвязанной системы регулирования необходимо обеспечить выработку связанных сигналов, то ЭВМ координирует работу регуляторов.

Дискретный аналог пропорционально-интегрально-дифференциального закона регулирования, реализуемого цифровым регулятором, имеет вид

$$U(t) = K_1 \varepsilon [nT] + K_2 \sum_{i=1}^n \varepsilon [iT] + K_3 \{\varepsilon [nT] - \varepsilon [(n-1)T]\}, \quad (4.2)$$

где $U(t)$ — выходная величина регулятора (управляющее воздействие на объект); $\varepsilon [nT]$ — отклонение действительного значения регулируемой величины от заданного в моменты времени $T, 2T, \dots, nT$; K_1, K_2, K_3 — коэффициенты.

В общем случае цифровой регулятор состоит из входных устройств, вычислителя и выходных устройств. Структура всех этих устройств и структурная схема цифрового регулятора в целом зависят от закона регулирования и способа его реализации, от формы входного и выходного сигналов и других факторов.

Входные устройства цифровых регуляторов представляют собой совокупность блоков, предназначенных для формирования электрических сигналов, пропорциональных измеренному и заданному значениям регулируемой величины, сравнения этих значений и получения в цифровой форме сигнала ε . Во входном устройстве эти функции реализуются следующими блоками: датчиком регулируемой величины, задающим блоком, блоком отклонения. Выходные сигналы датчика и блока задания могут быть представлены в аналоговой или цифровой форме.

Известны три основных типа структурных схем входного устройства цифрового регулятора (рис. 4.2). Входное устройство первого типа (рис. 4.2, а) применяют главным образом в одноканальных регуляторах при использовании аналоговых датчиков (АД) с выходным сигналом в виде тока или напряжения. Выходной сигнал датчика сравнивается с выходным сигналом аналогового задатчика (АЗ — аналоговый блок задания). В связи с тем, что точность АД обычно не превышает 0,5%, к аналогово-цифровому преобразователю (АЦП), включенному на выходе аналогового блока отклонения (АО), требованию по точности невысоки. АЦП должен обладать стабиль-

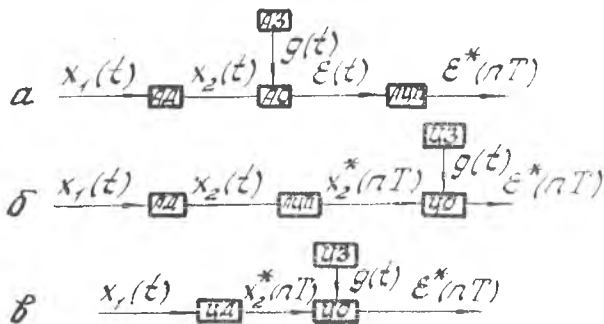


Рис. 4.2. Структурные схемы входных устройств цифрового регулятора:

$x_1(t)$ — измеряемая входная величина; $g(t)$ — задающее воздействие; индексом «*» помечены сигналы в цифровой форме

ностью нуля и линейностью статической характеристики. Входное устройство второго типа (рис. 4.2, б) рационально применять в многоканальных цифровых регуляторах, где можно использовать один АЦП с поочередным подключением к различным датчикам. Входное устройство третьего типа (рис. 4.2, в) можно использовать в одноканальных цифровых регуляторах. В этой схеме цифровые датчики (ЦД) применяют для измерения регулируемой физической величины. Блоки задания и сравнения в рассматриваемой схеме также цифровые [30].

Вычислительные устройства цифровых регуляторов представляют собой совокупность различных вычислительных блоков, запоминающих элементов и логических устройств, которые обеспечивают вычисление управляющего воздействия в соответствии с принятым законом регулирования. Вычислительное устройство (рис. 4.3) включает блок настройки (БН), блок цифровых операторов (БЦО) и блок управления (БУ). Блок настройки предназначен для хранения коэффициентов настройки $K_1 \dots K_3$, а в некоторых случаях осуществляет и умножение отклонений на эти коэффициенты. Блок управления обеспечивает последовательность работы всех блоков цифрового регулятора в соответствии с принятым алгоритмом и представляет собой совокупность логических устройств, формирующих последовательность командных импульсов, поступающих на другие блоки. БЦО выполняет операции по вычислению отдельных составляющих закона регулирования. В зависимости от способа кодирования входной величины (число — импульсный код) существуют различные варианты схем вычисления составляющих закона регулирования. Все эти схемы состоят из типовых элементов цифровой техники: реверсивных счетчиков, схем сравнения, схем переполнения и других.

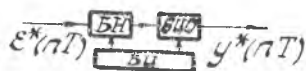


Рис. 4.3. Функциональная схема вычислительного устройства

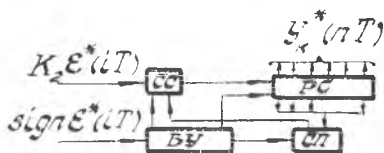


Рис. 4.4. Структурная схема вычисления интегральной составляющей

В качестве примера на рис. 4.4 приводится структурная схема вычисления интегральной составляющей закона регулирования

$$J_n^*(nT) = K_2 \sum_{i=1}^n \varepsilon^*[iT]$$

в случае, когда отклонение представлено в число-импульсном коде. Эта схема состоит из реверсивного счетчика (РС) и ряда логических схем. На вход счетчика поступают число-импульсный код, несущий информацию о величине $K_2\varepsilon^*[iT]$, и сигнал о знаке отклонения. Сигнал $K_2\varepsilon^*[iT]$ складывается с содержимым счетчика (или вычитается из него в зависимости от знака отклонения). На счетчике накапливается сумма $K_2 \sum_{n=1}^n \varepsilon^*[iT]$, выраженная в двоичном параллельном коде. Чтобы избежать переполнения счетчика и «опрокидывания» его в нулевое состояние, вводится схема ограничения, которая в данном случае состоит из схемы совпадения (СС) и двух схем переполнения (СП) (одна работает при суммировании, другая — при вычитании). В момент, когда во всех разрядах счетчика будет единица, схема переполнения срабатывает и запирает схему совпадения. Очевидно, в случае переполнения интегральная составляющая будет вычисляться неточно.

Выходные устройства цифровых регуляторов представляют собой совокупность блоков и устройств, при помощи которых осуществляется воздействие на регулируемый объект в соответствии с выходным сигналом вычислительного устройства. К выходным устройствам относят: цифроаналоговые преобразователи ЦАП, блоки памяти БП, усилители У, исполнительные механизмы различных типов. Эти блоки могут представлять собой конструктивно независимые устройства или входить в состав других устройств, совмещающих исполнение нескольких функций.

В выходных устройствах, представленных на рис. 4.5, применяют интегрирующие электрические двигатели постоянного (или переменного) тока Д (рис. 4.5, а) или шаговые двигатели ШД (рис. 4.5, б), которые в общем случае могут переда-

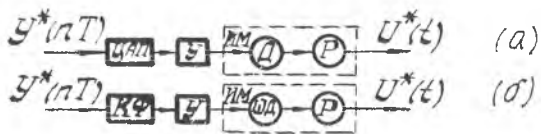


Рис. 4.5. Структурная схема выходных устройств цифрового регулятора

вать вращающий момент через редуктор. В схеме рис. 4.5, а ЦАП в моменты времени $t = T, 2T, \dots, nT$ преобразуют управляющий сигнал $y^*[iT]$ в пропорциональное значение длительности импульса τ_i . В течение интервалов времени τ_i двигатель подключается к внешнему источнику энергии. При использовании шагового двигателя целесообразно, чтобы цифровая часть регулятора выдавала сигнал $y^*[nT]$ в число-импульсном коде.

Для представления сигнала в цифровом коде в цифровом регуляторе осуществляется квантование сигнала по уровню и времени. Квантование по уровню делает систему с цифровым регулятором нелинейной, а квантование по времени — импульсной. Для анализа и синтеза систем управления с цифровыми регуляторами применяют методы теории импульсных нелинейных систем.

4.2. ОСОБЕННОСТИ МИКРОПРОЦЕССОРНЫХ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ [15]

До недавнего времени развитие структур систем управления связывалось с существенной централизацией операций, присущих любому процессу управления. Вычислительные машины ввиду их высокой стоимости использовались в основном для решения комплексных задач: обработки массивов данных, контроля и управления сложными технологическими процессами.

В процессе проектирования и эксплуатации подобных систем управления выявились принципиальные недостатки их организации: недостаточная надежность; ограниченная гибкость; высокая стоимость средств передачи данных.

Указанные недостатки частично устраняются введением многократного резервирования. Системы с центральной ЭВМ характеризуются резким усложнением программного обеспечения из-за большого числа возлагаемых на центральную ЭВМ задач и необходимостью четкой координации работы исполнительных органов.

Высокая стоимость аппаратуры и, особенно, программного обеспечения центральной ЭВМ потребовали пересмотра принципов организации цифровых систем управления. С появлением микропроцессоров стало возможным практически реализовать децентрализованный принцип организации систем управ-

ления. Применение микропроцессоров в системах управления в качестве основного конструктивно-функционального элемента позволяет обеспечить:

- 1) упрощение программирования вследствие распределения программ между отдельными процессорами;
- 2) увеличение быстродействия системы управления в целом из-за ускорения реакции системы управления на возмущение в объекте управления;
- 3) повышение надежности благодаря одновременному использованию нескольких процессоров;
- 4) линейную зависимость стоимости системы управления от количества выполняемых функций;
- 5) возможность ввода системы управления в эксплуатацию по частям.

Главная особенность децентрализованной системы управления состоит в том, что объект управления разделяется на конечное число подсистем, каждая из которых обслуживается специально предназначенной для этого группой микропроцессоров — устройств низшего уровня управления.

В настоящее время определен ряд оптимальных децентрализованных структур управления: пирамидальная, радиальная, магистральная.

Пирамидальная организация системы управления (рис. 4.6) характеризуется существованием нескольких уровней группирования сигналов с асинхронным обменом между периферийными устройствами и центральной ЭВМ. Периферийные устройства (ПУ) осуществляют опрос сигналов датчиков — первичных преобразователей величин, характеризующих рабочий процесс, и начальную их обработку по некоторому алгоритму. Если присутствует сигнал, который необходимо адресовать в ЭВМ, то

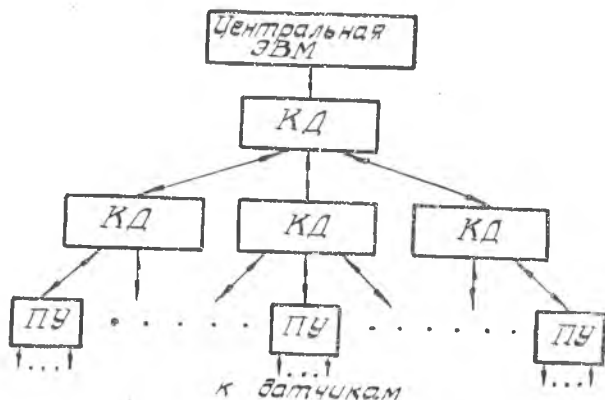


Рис. 4.6. Структурная схема пирамидальной организации систем управления

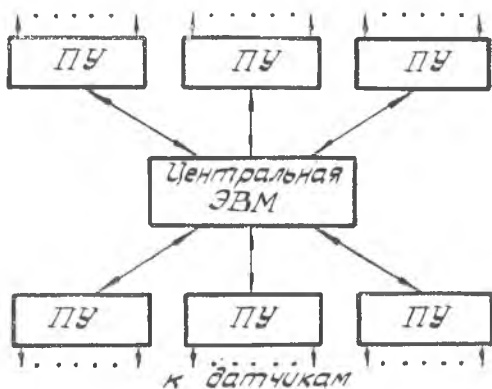


Рис. 4.7. Структурная схема радиальной организации систем управления

ПУ выставляет в ЭВМ запрос на обслуживание и прекращает опрос датчиков. Каждая группа периферийных устройств обслуживается своим концентратором данных (КД), которые образуют второй уровень иерархии системы управления. Наличие в системе нескольких уровней коммутации сигналов снижает быстродействие системы управления. Кроме того, такой тип структуры системы является жестким и возможности наращивания системы строго ограничены при проектировании.

Радиальная организация системы управления (рис. 4.7) осуществляется на базе ЭВМ, которая выполняет роль центрального накопителя информации, поступающей от внешних устройств, выполняющих опрос сигналов датчиков параметров и начальную их обработку. Центральная ЭВМ должна иметь значительное число каналов ввода — вывода со сложной коммутацией сигналов от периферийных устройств. Это значительно усложняет и удорожает аппаратное исполнение центральной ЭВМ. Кроме уже сказанного, следует отметить, что рассмотренная система оказывается также жесткой.

Магистральная организация системы управления (рис. 4.8) нашла наиболее широкое применение с появлением микропроцессорных наборов БИС и реализуется на основе общей шины, к которой подключены элементы контроля и управления нижнего уровня (ПУ) на основе микропроцессоров и ЭВМ более высокого уровня.

К числу достоинств данного принципа следует отнести унифицированный интерфейс внешних устройств, резкое сокращение кабельной сети системы управления, упрощение взаимодействия элементов системы вместе с малым временем отклика системы. Следует также добавить, что возможности наращивания магистральной системы являются практически неограниченными.

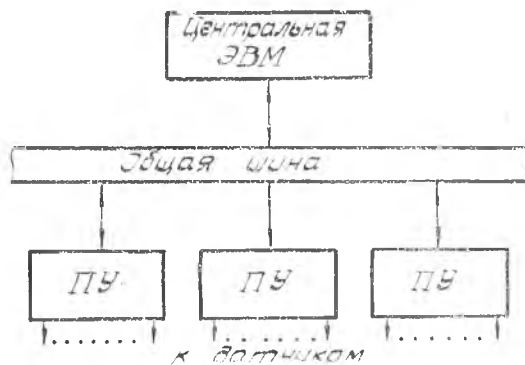


Рис. 4.8. Структурная схема магистральной организации систем управления

4.3. СТРУКТУРА ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

В настоящее время считается целесообразным технологический лазер как объект управления разбивать на три связанные и взаимодействующие друг с другом подсистемы [15]: электропитания газоразрядной камеры и юстировки резонатора; газовакуумная, охлаждения и термостабилизации; фокусирующая. Структура управления лазером показана на рис. 4.9.

В случае использования технологического лазера в составе лазерного технологического комплекса (а в производственных условиях так в основном и предполагается использовать технологические лазеры) вводится дополнительная система управления станком-манипулятором. Пульт оператора образован специализированной клавиатурой и многофункциональным терминалом, которые входят в набор периферийных устройств

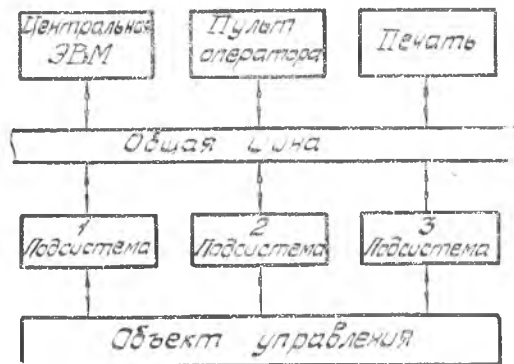


Рис. 4.9. Структурная схема системы управления ЛТК

центральной ЭВМ. Обмен между центральной ЭВМ и микропроцессорами нижнего уровня иерархии асинхронный со специальной системой приоритетов захвата магистрали. Функции системы управления технологическим лазером распределены в зависимости от объема операций и вычислений, требуемого для их выполнения, между центральной ЭВМ и микропроцессорами нижнего уровня иерархии.

Микропроцессоры нижнего уровня иерархии выполняют:

- стабилизацию параметров излучения лазера, фокусирующей системы, влияющих на ход технологического процесса;
- первичную обработку информации, поступающей от датчиков параметров технологического лазера;
- распознавание аварийных ситуаций.

В режиме стабилизации датчики непрерывно опрашиваются, их сигналы преобразуются в цифровой сигнал π_i и сравниваются в микропроцессоре с заданными значениями параметров δ_i , которые центральная ЭВМ формирует для каждого стабилизируемого параметра и передает непосредственно микропроцессору.

Управляющее воздействие рассчитывается микропроцессором в соответствии с заранее принятым законом управления. Рассчитанное управляющее воздействие выдается микропроцессором на исполнительное устройство.

Центральная ЭВМ выполняет следующие функции:

- формирование закона управления основными выходными величинами технологического лазера;
- формирование реакции системы управления на аварийный режим работы технологического лазера;
- организацию выполнения команд оператора;
- диагностику элементов и узлов технологического лазера;
- включение и выключение лазера;
- подготовку статистической информации о состоянии основных параметров лазера.

Если технологический лазер рассматривается как элемент лазерного технологического комплекса, то управляющие функции центральной ЭВМ расширяются, так как к уже перечисленным функциям добавляется функция контроля за технологическим процессом. Например, ЭВМ рассчитывает величину разрядного тока в дискретные моменты времени и на основании этих расчетов формирует заданные значения параметров $\delta_i(t_k)$ для подсистемы управления энергопитанием ГРК. В требуемый момент времени центральная ЭВМ передает значение $\delta_i(t_k)$ микропроцессору в подсистеме управления энергопитанием ГРК, который формирует управляющее воздействие, направленное на устранение различия между π_i и $\delta_i(t_n)$.

Для распознавания аварийной ситуации каждый технологический лазер должен снабжаться датчиками-реле, на выходе которых формируется сигнал при недопустимом отклонении ве-

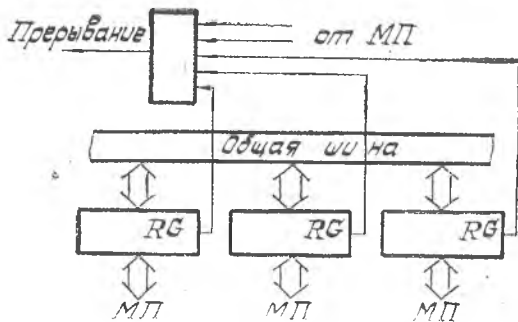


Рис. 4.10. Схема организации прерывания центральной ЭВМ

личин, характеризующих режим работы лазера, от их номинального значения. В случае возникновения аварийной ситуации как микропроцессоры, так и центральная ЭВМ работают в режиме прерывания программы, когда появление хотя бы одного сигнала с датчика-реле инициирует прерывание работы по программе соответствующего микропроцессора. Указанный микропроцессор анализирует, какой параметр отклонился за пределы допустимых величин, прерывает работу по программе центральной ЭВМ и сообщает ей информацию о возникшей аварийной ситуации.

Система прерывания центральной ЭВМ многоуровневая с приоритетным обслуживанием прерывающих программ. Приоритет в этой системе отдан системе электропитания газоразрядной камеры, а затем — технологическому оборудованию, входящему в состав технологического лазера (рис. 4.10).

В технологическом лазере, а также в лазерном технологическом комплексе возможны два вида аварийных ситуаций: оперативно-устраняемые, например, контрагирование разряда в газоразрядной камере лазера, и оперативно-неустраняемые, например, отсутствие воды или масла в системе охлаждения. При появлении оперативно-неустраняемых аварийных ситуаций центральная ЭВМ подает команды на выключение лазера или лазерного комплекса. В случае оперативно-устраняемых аварийных ситуаций центральная ЭВМ формирует команды подсистемным микропроцессорам, что, в конечном итоге, позволяет осуществить получение необходимых параметров лазерного излучения или довести технологический процесс лазерной обработки до конца.

Статистическая информация о протекании процессов в лазере или о ходе технологического процесса формируется в виде таблиц и графиков на основе данных, полученных центральной ЭВМ от микропроцессоров. По мере необходимости эта информация может быть выведена на дисплей пульта оператора и распечатана с помощью алфавитно-цифрового печатающего

устройства. Центральная ЭВМ периодически, перед началом процесса лазерной обработки очередной детали производит диагностику систем лазерного комплекса и подсистем управления комплексом, причем последние диагностируются в первую очередь. В процессе диагностики подается заданное воздействие на диагностируемый узел и элемент. Требуемый отклик узла и элемента на это воздействие известен и хранится в памяти машины, которая сравнивает текущую реакцию с требуемой. По результатам этого сравнения принимается решение на продолжение работы лазера.

Рассмотрим подробные функции цифровых подсистем управления технологическим лазером.

Подсистема управления электропитанием ГРК и резонатора предназначена для стабилизации мощности излучения лазера на пониженных, промежуточных и повышенных режимах работы лазера в соответствии с командами центральной управляющей ЭВМ [15].

Основные функции системы: управление основными источниками питания ГРК, источником питания предыонизатора, юстировкой зеркал резонатора.

Ниже, в табл. 4.1 приводится примерный перечень параметров, управление которыми осуществляет подсистема применительно к технологическому непрерывному электроразрядному CO_2 -лазеру.

Подсистема управления системой газовакуумного обеспечения и термостабилизации. В функции подсистемы входит обеспечение оптимального режима работы системы газовакуумного обеспечения и температурной стабилизации.

На подсистему возложено выполнение следующих операций: управление работой компрессоров и насосов, заслонок и целевых дросселей, увлажнителя смеси газов, нагревателя воды, нагревателя масла. Дополнительно на подсистему возла-

Таблица 4.1

Параметры	Диапазон	Точность поддержания (измерения)
1. Ток разряда	0—30 А	$\pm 1\%$
2. Ток разряда ионизатора	0—3 А	$\pm 1\%$
3. Напряжение разряда	0—12 кВ	$\pm 1\%$
4. Напряжение предыонизатора	0—4 кВ	$\pm 1\%$
5. Ток разряда катода	0—100 мА	
6. Мощность излучения	0—10 кВт	$\pm 3\%$
7. Уровень мощности в 4 квадрантах пучка	0—2,5 кВт	
8. Количество дуг в единицу времени	от 20 дуг/мин до 20 дуг/с	(± 1 дуга в ед. вр.)

Таблица 4.2

Параметры	Диапазон	Точность поддержания измерения
1. Давление в ГРК (рабочее)	10...100 мм рт. ст.	$\pm 0,1$ мм рт. ст.
2. Состав газовой смеси		$\pm 10\%$
3. Давление в газовом контуре при откачке	До 1 мм рт. ст.	$\pm 5\%$
4. Скорость прокачки газовой смеси	Наличие	
5. Температура воды, охлаждающей газовую смесь и блок катодов	+20...35°C	$\pm 3\%$
6. Температура воды, охлаждающей оптику	+20...100°C	$\pm 10\%$
7. Температура масла в подшипниках насосов	+20...100°C	$\pm 20\%$

гается функция контроля всех защитных блокировок лазера или лазерного технологического комплекса, так как быстродействие исполнительных элементов подсистемы весьма невысокое.

В табл. 4.2 приведен перечень параметров, контроль и управление которыми осуществляется указанной подсистемой.

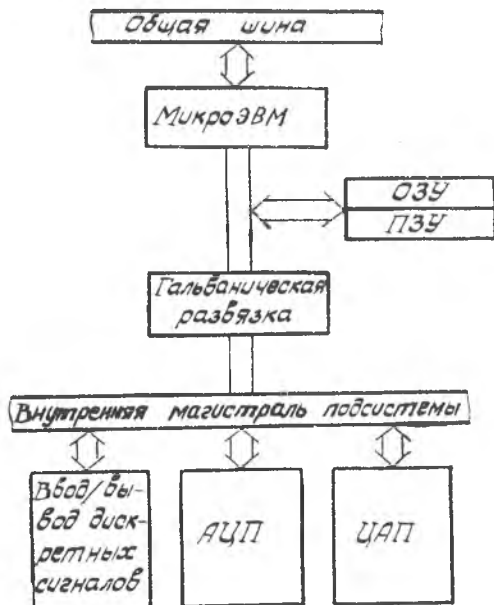


Рис. 4.11. Структурная схема подсистемы управления ЛТК

Все подсистемы осуществляют функции диагностики, контроля и защитной блокировки отдельных устройств лазера и станка-манипулятора. Структурная схема подсистем управления лазерного комплекса приведена на рис. 4.11. Структурная схема всех подсистем управления одинакова. В зависимости от ориентации системы изменяются только количество и функциональный набор устройств ввода-вывода информации.

Библиографический список

1. Булгаков А. А. Программное управление системами машин. М.: Наука, 1980. 264 с.
2. Данилов В. А., Дубов М. В. Исследование влияния искажений интенсивности освещающего пучка на работу фокусаторов//Компьютерная оптика: Сб. науч. тр./Под ред. акад. Е. П. Велихова и акад. А. М. Прохорова. М.: МЦНТИ, 1987, вып. 1, с. 52—67.
3. Датчики-реле давления РД-ОМ5, РД-ОМ5-Л//Техническое описание и инструкция по эксплуатации 2.573.012 ТО. М.: Внешторгиздат. — 1980. № 981.
4. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов/Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 504 с.
5. Волков И. В., Волков В. Л., Закревский С. И. Взаимодействие газоразрядного лазера и источника тока. Киев, преспринт — 474 ИЭД АН УССР, 1986. 33 с.
6. Иващенко Н. В. Автоматическое регулирование. Теория и элементы систем. М.: Машиностроение, 1978. 736 с.
7. Иващенко П. А., Калинин Ю. А., Морозов Б. Н. Измерение параметров лазеров. М.: Изд-во стандартов, 1982. 168 с.
8. Информационно-измерительные системы для летных исследований самолетов и вертолетов/А. М. Знаменская, П. С. Лимар, В. П. Шведов. М.: Машиностроение, 1984. 152 с.
9. Карасик В. Е. Методы управления лазерным излучением. Акусто-оптические модуляторы и дефлекторы: Учеб. пособие. М.: МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1984. 56 с.
10. Контроль состава и качества природного газа/В. М. Плотников и др. Л.: Недра, 1983. 192 с.
11. Кремлевский П. П. Расходомеры и счетчики количества. 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние. 1975. 776 с.
12. Лазерная и электроно-лучевая обработка материалов: Справочник/Н. П. Рыкалин, А. А. Углов, И. В. Зуев, А. Н. Кокора. М.: Машиностроение, 1985. 495 с.
13. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом/Г. М. Зверев, Ю. Д. Голяев, Е. А. Шалаев, А. Л. Шокин. М.: Радио и связь, 1985. 144 с.
14. Мощные газоразрядные СО₂-лазеры и их применение в технологии/Г. А. Абильтитов, Е. П. Велихов, В. С. Голубев, А. Г. Григорьянц, Ф. В. Лебедев, Г. А. Николаев. М.: Наука, 1984.
15. Основные принципы построения микропроцессорных систем управления технологическими лазерами и лазерными технологическими комплексами/Г. А. Абильтитов, В. С. Голубев, В. Г. Гонтарь, О. И. Гулько, А. Л. Колпаков. М.: НИЦТЛАН, Троицк, препринт № 6, 1984, 34 с.
16. Основы промышленной электроники/В. Г. Герасимов, О. М. Князьков, А. Е. Краснополоский, В. В. Сухоруков; Под ред. В. Г. Герасимова. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Высшая школа, 1978. 336 с.
17. Основы теории автоматического управления ракетными двигателями установками/А. И. Бабкин, С. И. Белов, Н. Б. Рutowский и др. М.: Машиностроение, 1986. 456 с.
18. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы М.: Энергия, 1978. 704 с.

19. Разработка источников питания для лазерных технологических установок мощностью до 5 кВт: Копия отчета о НИР, ВНИИЦ, № Гос. регистрации 81088057, 1985. 100 с.

20. Реди Д. Промышленные применения лазеров/Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 638 с.

21. Сисакян И. Н., Соифер В. А. Компьютерная оптика. Достижения и проблемы//Компьютерная оптика: Сб. науч. тр. Под ред. акад. Е. П. Велихова и акад. А. М. Прохорова. М.: МЦНТИ, 1987. Вып. 1, с. 5—19.

22. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. 440 с.

23. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей/Под ред. С. М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1987.

24. Техническая кибернетика. Устройства и элементы систем автоматического регулирования и управления/Под ред. В. В. Солодовникова. — М.: Машиностроение. Кн. 1, 1973. 680 с. Кн. 2, 1975. 688 с. Кн. 3, 1976. 736 с.

25. Техническое описание и инструкция по эксплуатации завода-изготовителя на газовый лазер «ЛАТУС-31». Горький, 1985.

26. Трубопроводная арматура с автоматическим управлением: Справочник/Д. Ф. Гуревич, О. Н. Заринский, С. И. Косых и др.; Под общей ред. С. И. Косых. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1982. 320 с.

27. Шиганов И. Н., Мордасов В. И. Лазерная технология в авиастроении: Учеб. пособие. Куйбыш. авиац. ин-т, 1988. 116 с.

28. Шмелев К. Д., Королев Г. В. Источники электропитания лазеров/Под общей ред. В. М. Вакуленко. М.: Энергонздат, 1981. 163 с.

29. Эдельман А. И. Редукторы давления газа. М.: Машиностроение, 1980. 167 с.

30. Энциклопедия кибернетики. Киев, Гл. ред. укр. сов. энциклопед., 1974. Т. II, с. 619.

31. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах/Пер. с англ. — М.: Мир, 1987. 616 с.

Содержание

Предисловие

3

I. ЛАЗЕР КАК ОБЪЕКТ УПРАВЛЕНИЯ

1.1. Требования технологии к выходным параметрам лазера	4
1.2. Стабильность параметров лазерного излучения	17
1.3. Приближенные уравнения динамики лазерной генерации	23
1.4. Передаточная функция активного элемента лазера	36
1.5. Фазовый портрет лазера при свободной генерации	39
1.6. Переходные процессы, сопровождающие лазерную генерацию	41
1.7. Газоразрядный лазер как объект управления	43
1.8. Уравнения элементов газодинамического контура	44
1.9. Емкостные свойства газодинамического контура быстропротекающего лазера	58
1.10. Система расчетных уравнений для газодинамического контура быстропротекающего лазера как объекта управления	61
1.11. Динамические свойства газодинамического тракта лазера с медленной прокачкой газа	67
1.12. Динамические характеристики газоразрядного лазера по каналу питания электрическим током	71

II. ЭЛЕМЕНТЫ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

2.1. Датчики мощности и энергии лазерного излучения	73
2.2. Датчики параметров рабочего процесса и конструкции лазерных установок	80
2.3. Элементы механических и гидрогазовых систем	96
2.4. Элементы автоматики систем электропитания	107

III. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ И ДИНАМИКА СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

3.1. Стабилизация мощности лазерного излучения	124
3.2. Динамика системы стабилизации мощности непрерывного твердотельного лазера с пропорциональным регулятором	127
3.3. Динамика системы стабилизации мощности медленнопротекающего газоразрядного лазера с пропорциональным регулятором	130
3.4. Динамика системы стабилизации тока газоразрядного лазера	133
3.5. Динамика регулирования давления рабочей смеси в газовом тракте лазера	140
3.6. Управление характеристиками лазерного излучения во времени	143
3.7. Оптико-механическая модуляция добротности	154
3.8. Электрооптическая модуляция добротности	155
3.9. Акустооптическая модуляция добротности	161

3.10. Лазер с просветляющим фильтром	165
3.11. Управление пространственным положением луча лазера	176
3.12. Управление интенсивностью лазерного излучения	189

IV. ЦИФРОВЫЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРАМИ

4.1. Структурный состав цифровых систем управления	194
4.2. Особенности микропроцессорных систем управления	199
4.3. Структура цифровых систем управления лазерами	202
Библиографический список	208

**Николай Дмитриевич Быстров,
Владимир Павлович Шорин**

**АВТОМАТИКА ЛАЗЕРНЫХ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТАНОВОК**

Редактор Т. К. К р е т и п и н а
Техн. редактор Н. М. К а л е н ю к
Корректор Н. С. К у п р я н о в а

Тем. план. № 115
Подписано в печать 27.07.88 г.
ЕО00246. Формат 60×90^{1/16}. Гарнитура литературная.
Печать высокая. Усл. п. л. 12,3. Уч.-изд. л. 12,0. Крас-
ко-оттисков 12,300. Т. 600 экз. Заказ 4682. Цена 90 к.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С. П. Королева,
443001, г. Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Ордена Трудового Красного Знамени типография
издательства Куйбышевского обкома КПСС,
г. Куйбышев, пр. К. Маркса, 201.