

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ЦИИ «ЭЛЕКТРОПРИБОР»

Ю.В.Филатов

ОПТИЧЕСКИЕ ГИРОСКОПЫ

Санкт-Петербург

2005

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1. Физические основы лазеров	7
1.1. Взаимодействие электромагнитного поля с веществом	7
1.2. Усиление света в среде	10
1.3. Методы создания инверсной населенности	12
1.4. Открытые резонаторы	16
1.5. Принцип действия лазера	20
1.6. Энергетические соотношения в резонаторе	23
1.7. Форма и ширина линии излучения активной среды	25
1.8. Спектр излучения лазера	29
1.9. Вопросы и задачи.	30
1.10. Литература.	31
1.11. Предметный указатель	31
2. Лазерный гироскоп	33
2.1. Эффект Саньяка	33
2.2. Кольцевой лазер	35
2.3. Амплитуды и частоты встречных волн кольцевого лазера	37
2.4. Масштабный коэффициент кольцевого лазера	42
2.5. Сдвиг нуля выходной характеристики КЛ	43
2.6. Связь встречных волн	48
2.7. Выделение сигнала биений встречных волн	55
2.8. Знакопеременное начальное смещение	59
2.9. Стабилизация частоты генерации	67
2.10. Потенциальная точность лазерного гироскопа	71
2.11. Случайный дрейф за счет использования виброподставки	74
2.12. Точностные характеристики современных лазерных гироскопов	76
2.13. Многочастотные лазерные гироскопы	80

2.14. Вопросы и задачи	85
2.15. Литература	88
2.16. Предметный указатель	88
3. Элементы волоконной и интегральной оптики	90
3.1. Распространение света в волокне	90
3.1.1. Металлический световод	91
3.1.2. Моды распространения	93
3.1.3. Диэлектрический световод	95
3.1.4. Основные типы оптических волокон	98
3.2. Элементы интегральной оптики	101
3.2.1. Волноводы	101
3.2.2. Связь между волноводами.	102
3.3. Вопросы и задачи	104
3.4. Литература	105
3.5. Предметный указатель	105
4. Волоконно-оптический гироскоп	106
4.1. Волоконно-оптический гироскоп	106
4.2. Принцип взаимности	109
4.3. Обработка выходного сигнала	111
4.4. Основные источники погрешностей	119
4.4.1. Потенциальная точность ВОГ	119
4.4.2 Влияние обратного рассеяния	120
4.4.3. Широкополосный источник света	122
4.4.4. Влияние эффекта Фарадея	125
4.4.5. Влияние температурных градиентов и механических напряжений	127
4.4.6. Влияние нелинейного оптического эффекта Керра	128
4.5. Основные тенденции развития ВОГ	129
4.5.1. ВОГ средней точности	129

4.5.2. Высокоточные ВОГ	130
4.5.3. Деполяризованный ВОГ	132
4.6. Вопросы и задачи	135
4.7. Литература	136
4.8. Предметный указатель	137
Заключение	139

Введение

В 1962 г. А. Розенталь предложил, а В. Мацек и Д. Девис реализовали первый He-Ne лазер с кольцевым резонатором (кольцевой лазер), с которого началось развитие лазерной гироскопии, так как сразу же привлекла внимание возможность измерения с его помощью абсолютных угловых скоростей с высокой точностью. Первые попытки применения кольцевых лазеров в качестве лазерных гироскопов (ЛГ) выявили их основной недостаток – наличие зоны захвата частот встречных волн, не позволяющее измерять малые угловые скорости. Усилия ряда коллективов, направленные на преодоление этого недостатка, позволили создать приборы, способные конкурировать с традиционными механическими гироскопами, а также создать новое поколение инерциальных навигационных систем, которые сейчас широко применяются во всем мире.

Примерно через десять лет после начала работ в области лазерной гироскопии начались исследования и разработка волоконно-оптических гироскопов (ВОГ), принцип работы которых, как и ЛГ, основан на эффекте Саньяка. Результатом таких исследований явился чрезвычайно быстрый прогресс ВОГ. Если в конце 80-ых наиболее точные ВОГ характеризовались дрейфом порядка 1град/час, то в конце 90-ых характеристики ВОГ вышли на уровень сотых и даже тысячных долей градуса в час.

По сравнению с гироскопами других типов, прежде всего традиционными механическими, оптические гироскопы (ОГ) обладают рядом важных достоинств, среди которых нужно отметить следующие:

- большой динамический диапазон измеряемых скоростей;
- нечувствительность к ускорениям и перегрузкам;
- малое время готовности;
- малая потребляемая мощность;
- отсутствие перекрестных связей при построении трехосного блока чувствительных элементов;
- низкая стоимость при достаточно высокой точности;
- отсутствие вращающихся механических элементов и подшипников.

Говоря об областях применения можно отметить, что ОГ охватывает все большие и большие направления использования, включающие в себя гражданскую и военную авиацию, космические аппараты, ракеты различных классов. По оценке ученых Дрейперовской лаборатории, являющейся крупнейшим научно-исследовательским институтом США в области навигационной техники, ОГ в настоящее время являются наиболее широко используемыми типами гироскопов (рис. 1).

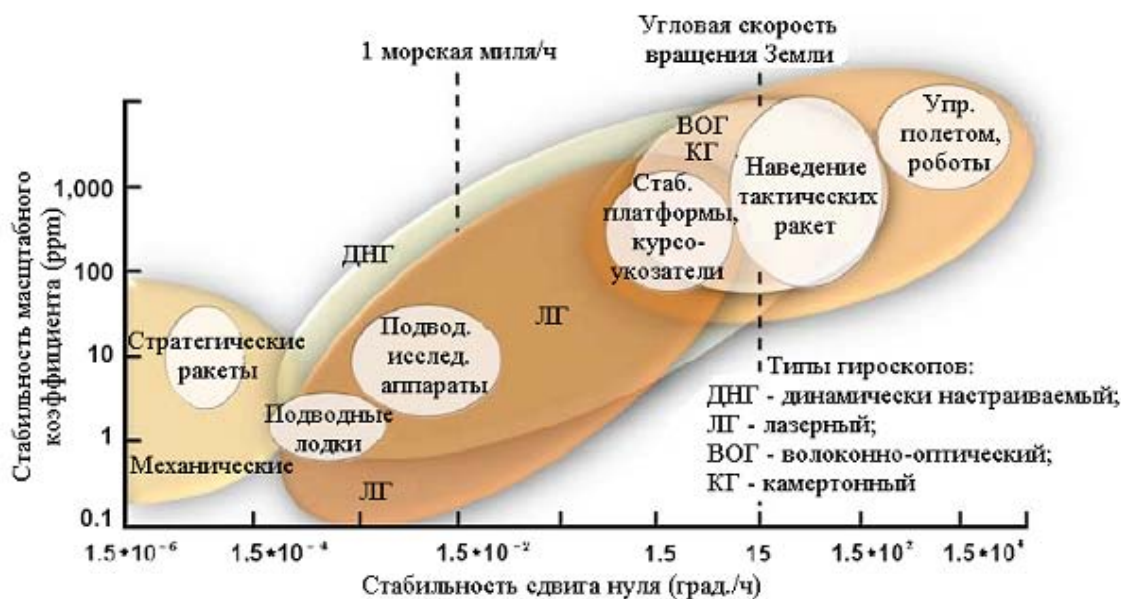


Рис.1

В ближайшие 15-20 лет ВОГ должен в значительной степени вытеснить с рынка чувствительных элементов навигационных систем средней и высокой точности все остальные типы гироскопов, включая лазерные.

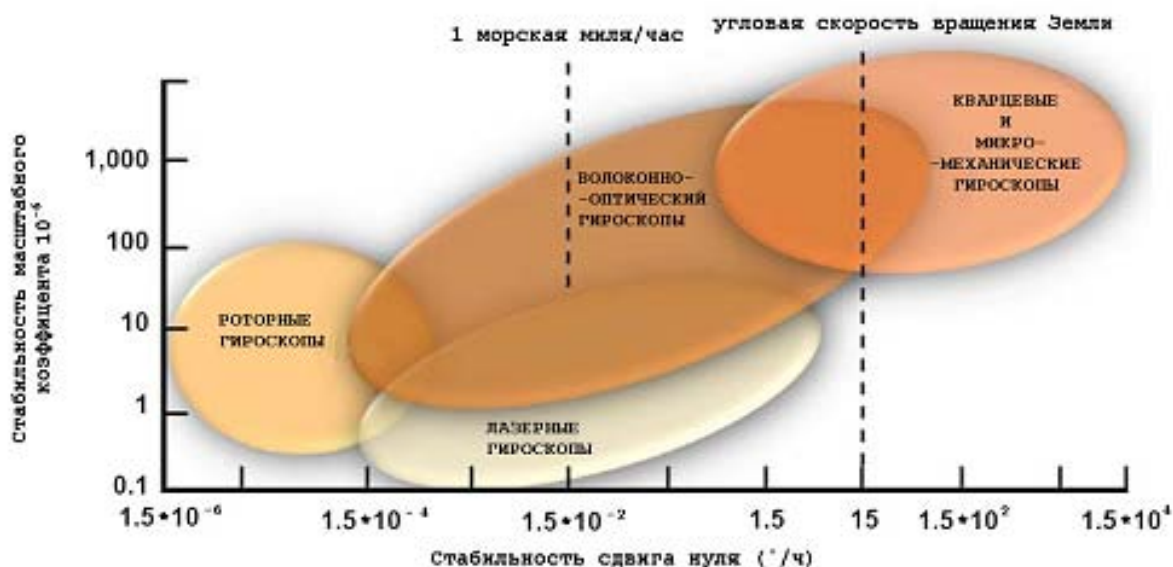


Рис. 2

На рис. 2 представлен график, характеризующий сделанный этими учеными прогноз места ВОГ и ЛГ среди других типов гироскопов.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРОВ

1.1. Взаимодействие электромагнитного поля с веществом

В основе работы лазера лежат 3 фундаментальных явления, происходящих при взаимодействии электромагнитных волн с веществом: процессы спонтанного и вынужденного излучения и вынужденного поглощения

Будем считать, что вещество описывается разрешенными состояниями (уровнями), в которых оно может находиться, со значениями энергии E_n , $n=1,2,\dots$, т.е. рассмотрим так называемую квантовую систему. Для простоты будем рассматривать двухуровневую квантовую систему.

Спонтанное излучение. В отсутствие внешнего электромагнитного поля существует определенная вероятность самопроизвольного перехода атома с более высокого уровня на более низкий.

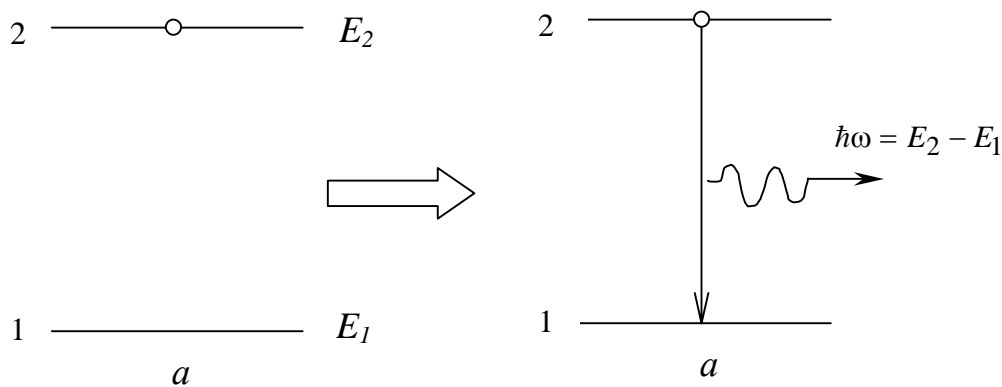


Рис. 1.1

Эта вероятность называется вероятностью спонтанного перехода A_{21} . Скорость изменения населенности уровня 2 составляет

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2. \quad (1.1)$$

При каждом переходе испускается квант с энергией $\hbar\omega = E_2 - E_1$. Величину

$$\tau_{21} = \frac{1}{A_{21}} \quad (1.2)$$

называют временем жизни уровня 2 по отношению к спонтанному излучению на уровень 1.

Решение уравнения (1.1)

$$N_2(t) = N_2^0 \exp(-t/\tau_2) \quad (1.3)$$

показывает, что зависимость населенности верхнего уровня от времени соответствует экспоненциальному закону радиоактивного распада. Направления, в которых излучаются фотоны, равномерно распределены во всем пространстве, а моменты переходов случайно распределены по времени. Такое излучение является полностью некогерентным.

Индукированное поглощение. Пусть система находится на нижнем энергетическом уровне 1 и на нее падает излучение с частотой $\omega = (E_2 - E_1)/\hbar$, резонансное данному переходу.

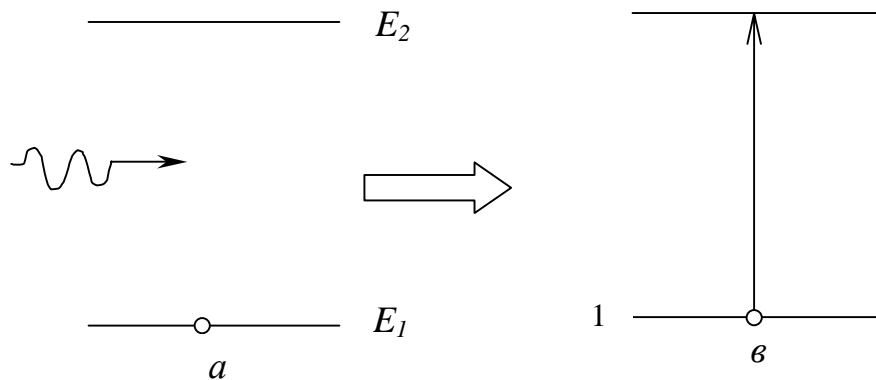


Рис. 1.2

Тогда существует конечная вероятность B_{12} поглощения падающего фотона, при этом система переходит на верхний уровень 2 (рис. 1.2). Скорость переходов определяется выражением

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}\rho(\omega)N_1. \quad (1.4)$$

Вероятность поглощения фотона $W_{12} = B_{12}\rho(\omega)$ пропорциональна плотности электромагнитного поля и коэффициенту поглощения B_{12} . Уравнения типа (1.4) называются скоростными уравнениями, т. е. уравнениями для скоростей процессов.

Индукированное излучение. Пусть квантовая система находится на верхнем уровне и на нее воздействует резонансное внешнее электромагнитное поле с частотой ω . Поскольку энергия падающего фотона совпадает с энергией перехода, имеется конечная вероятность перехода системы с уровня 2 на уровень 1 с излучением дополнительного фотона с энергией $\hbar\omega = E_2 - E_1$ (рис. 1.3).

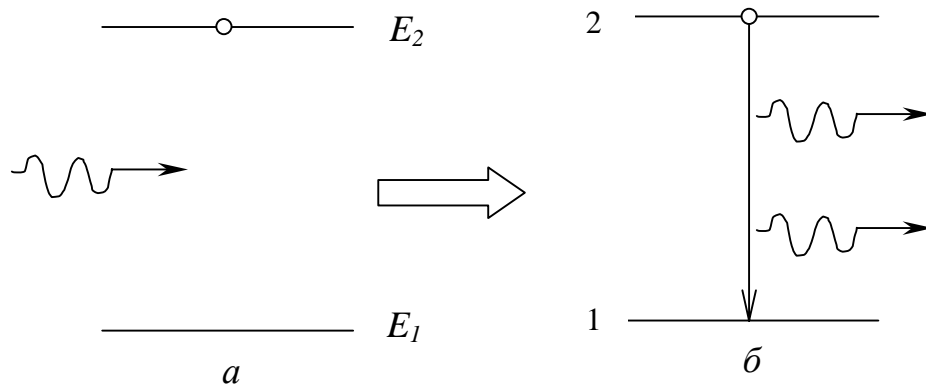


Рис. 3

Вероятность перехода системы в единицу времени равна $B_{21}\rho(\omega)$, она пропорциональна плотности энергии внешнего электромагнитного поля $\rho(\omega)$ и так называемому коэффициенту вынужденного (индуцированного) излучения B_{21} .

Для ансамбля одинаковых квантовых частиц число индуцированных переходов в единице объема в единицу времени равно

$$B_{21}\rho(\omega)N_2,$$

а скорость изменения населенности N_2 уровня 2 составит

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\omega)N_2. \quad (1.5)$$

В результате излучается фотон, характеристики которого – энергия, импульс (в том числе направление распространения) и состояние поляризации – полностью совпадают с характеристиками фотона внешнего поля. Если рассматривать поток с большим числом фотонов, то фаза электромагнитной волны в потоке индуцированного излучения совпадает с фазой поля падающего излучения. Таким образом, индуцированное излучение полностью когерентно падающему.

Объединив спонтанное и индуцированное излучение, мы можем найти полную вероятность испускания фотона квантовой системой

$$W_{21} = A_{21} + B_{21}\rho(\omega),$$

а из (1.1) и (1.4) – полную скорость изменения населенности N_2

$$\frac{dN_2}{dt} = -[A_{21} + B_{21}\rho(\omega)]N_2 \quad (1.6)$$

Для установившегося процесса

$$B_{12} = B_{21} \quad (1.7)$$

Из закона Планка следует соотношение между коэффициентами спонтанного и вынужденного излучения

$$A_{21} = \frac{2\hbar\omega^3}{\pi c^3} B_{21}. \quad (1.8)$$

Выражение (1.8) показывает, что при переходе из радиодиапазона в оптический и далее в рентгеновский резко возрастает интенсивность спонтанного излучения (как куб частоты излучения), обычно проявляющегося в виде примеси шума к монохроматическому лазерному излучению. Выражения (1.7), (1.8) полностью определяют значения коэффициентов Эйнштейна. Существование индуцированного излучения и его замечательные свойства и определили возможность создания лазеров.

1.2 Усиление света в среде

Рассмотрим процесс усиления или поглощения света в среде, состоящей из двухуровневых квантовых систем. Пусть на среду в направлении оси z падает поле в виде плоской электромагнитной волны с мощностью P_0 (рис. 1.4). Рассмотрим как меняется мощность $P(z)$ при прохождении через среду. Свет будет поглощаться или усиливаться в зависимости от того, какой из процессов будет преобладать – индуцированное поглощение или индуцированное излучение.

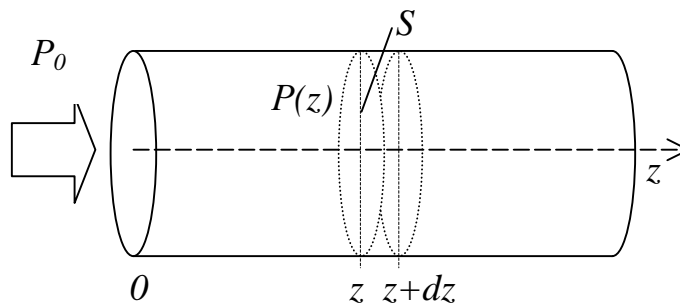


Рис. 1.4

Спонтанное излучение не зависит от мощности падающего на среду света и дает только фоновую засветку, которой можно пренебречь.

Выделим тонкий слой толщиной dz , в котором интенсивность света можно считать постоянной. Индуцированное излучение даст следующее изменение мощности

$$dP_{II} = N_2 \rho(\omega) B_{21} h\nu S dz,$$

где S – площадь сечения. Первые три сомножителя определяли ранее изменение числа частиц на верхнем уровне в единицу времени. Теперь после умножения на $h\nu$ имеем изменение энергии в единицу времени, т.е. изменение мощности. Введем поверхностную плотность мощности $p(z) = \frac{P(z)}{S}$. Тогда

$$dp_{II} = N_2 \rho(\omega) B_{21} h\nu dz.$$

Аналогично для индуцированного поглощения имеем

$$dp_{II} = -N_1 \rho(\omega) B_{12} h\nu dz.$$

Общее изменение $p(z)$ составит

$$dp(z) = (N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) \rho(\omega) h\nu dz.$$

Спектральную плотность энергии электромагнитного поля $\rho(\omega)$ можно выразить через поверхностную плотность мощности $p = c\rho(\omega)$. Тогда

$$dp(z) = (N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) \frac{p(z)}{c} h\nu dz$$

Введем

$$g = (N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) \frac{p(z)}{c} = B_{12} (N_2 - N_1) \frac{h\nu}{c}.$$

Полученное соотношение показывает, что при отрицательных значениях g мощность света уменьшается (происходит поглощение), при положительном g мощность света растет (g – коэффициент усиления). Решение полученного уравнения дает следующий результат (известный закон Бугера)

$$p(z) = p_0 \exp \left[B_{12} (N_2 - N_1) \frac{h\nu}{c} z \right] = p_0 \exp(gz),$$

при $g > 0$ наблюдается усиление, а при $g < 0$ – поглощение излучения. Если среда усиливает излучение, ее обычно называют активной. Очевидно, что наличие усиления или поглощения в среде определяется знаком разности населенностей уровней $N_2 - N_1$.

Рассмотрим состояние среды при термодинамическом равновесии. В этом случае заселение уровней определяется статистикой Больцмана

$$N_n = N_0 \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right).$$

При этом всегда $N_2 - N_1 < 0$ и среда оказывается поглощающей. Получить состояние $N_2 - N_1 > 0$ можно только в неравновесной системе, такое состояние называется инверсией населенностей.

1.3 Методы создания инверсной населенности

Для создания инверсии населенностей в активных средах различных типов используют следующие методы передачи энергии на верхний рабочий уровень:

- оптическая накачка,
- возбуждение электронным ударом,
- возбуждение атомов за счет неупругих соударений с атомами в возбужденном состоянии
- возбуждение за счет выделения энергии связи при диссоциации молекул,
- инжекция носителей заряда,
- передача тепловой энергии при адиабатическом расширении газа,
- использование ионизирующего излучения.

Оптическая накачка – метод создания инверсии населенностей, использующий процесс вынужденного поглощения света в активной среде: $A + \hbar\omega \rightarrow A^*$, где A обозначает невозбужденную квантовую систему а A^* - возбужденную квантовую систему. Прямая оптическая накачка затруднена обычно из-за узости энергетических уровней и их сравнительно частого расположения по шкале энергий. В результате этого при накачке обычно происходит заселение целого набора энергетических уровней, между которыми происходят интенсивные переходы, и выделение по населенности нужного уровня не имеет места. Поэтому при использовании оптической накачки используют так называемые 3-х уровневые или 4-х уровневые схемы (рис. 1.5, 1.6). Использование таких схем заключается в отыскании таких веществ, у которых соседствуют маложивущие уровни с долгоживущими уровнями. На языке коэффициентов Эйнштейна это можно выразить для схемы, приведенной на рис. 1.5, следующим образом

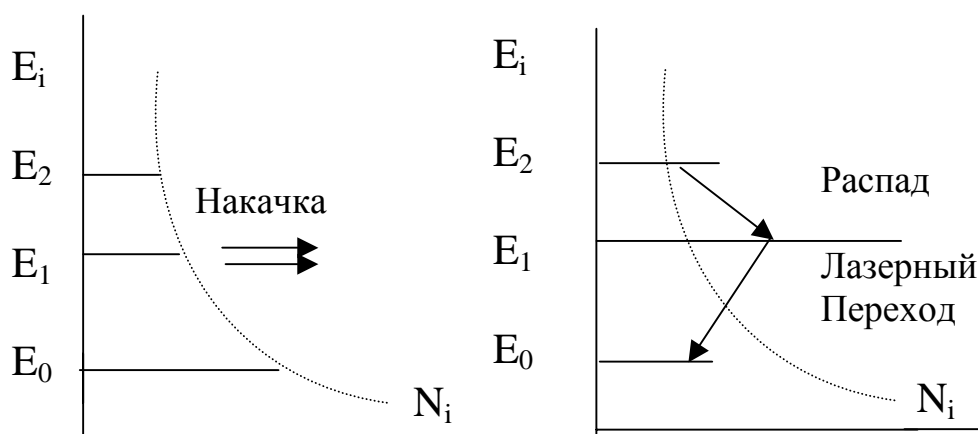


Рис. 5

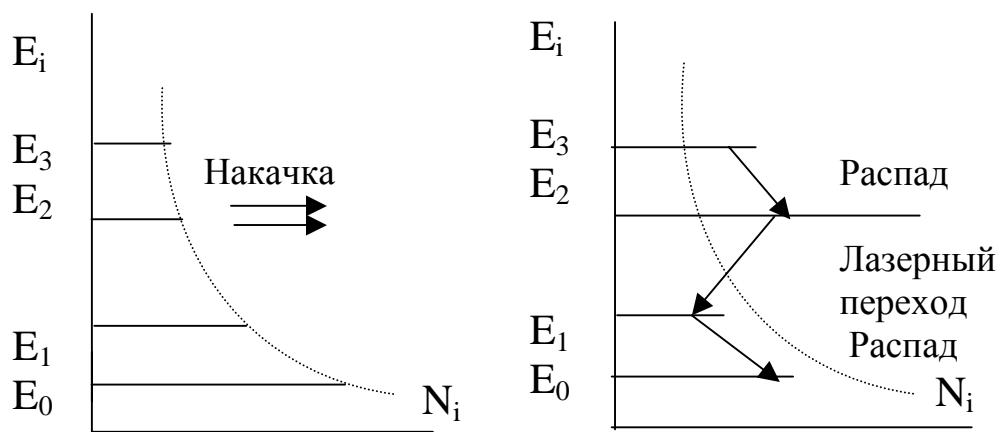


Рис.1.6

$$A_{21} \gg A_{10} \quad (\tau_2 \ll \tau_1).$$

В результате накачки и спонтанных переходов, характеризующихся приведенными соотношениями, населенность уровня N_1 становится больше N_0 и при наличии в активной среде электромагнитного поля с частотой ν_{10} происходят индуцированные переходы, сопровождающиеся усилением электромагнитного поля. По 3-х уровневой схеме накачки работает рубиновый лазер, 3-х уровневая схема требует большой мощности накачки. Более экономичной является 4-х уровневая схема, для реализации которой должны выполняться соотношения

$$A_{32}, A_{10} \gg A_{21} \quad (\tau_2 \ll \tau_3, \tau_1).$$

Метод создания инверсной населенности, использующий передачу кинетической энергии электронов при соударении с атомами в газовом разряде называется возбуждением электронным ударом и описывается схемой

$A+e \rightarrow A^*+e$. Возбуждение электронным ударом используется обычно в газовых средах при создании в них электрического разряда. Поскольку в газоразрядной плазме электроны имеют максвелловское распределение по скоростям (рис. 1.7),

$$N \approx V^2 e^{-(v/u)^2}, u = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

а нас интересуют в этом распределении наиболее быстрые электроны, то инверсная населенность по двухуровневой схеме обычно не реализуется. Ситуация сводится фактически к той же, что имеет место при использовании оптической накачки – для создания инверсной населенности необходимо сочетание быстро-распадающихся и долгоживущих уровней, т.е. использование 3-х и 4-х уровней схем.

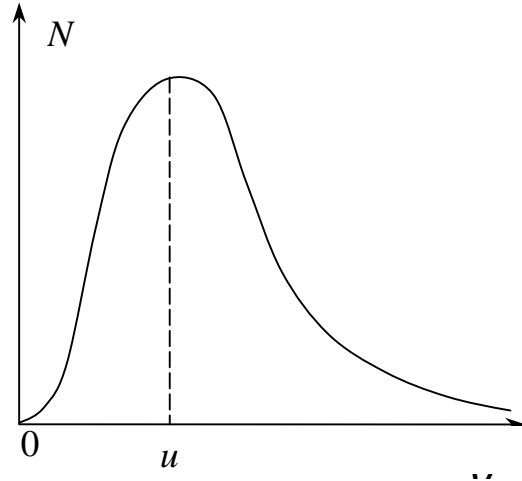


Рис. 1.7

Создание инверсной населенности возможно также методом возбуждения за счет неупругих столкновений атомов по схеме $A + B^* \rightarrow A^* + B$. При сближении двух атомов разных типов А и В с близкими структурами энергетических уровней $(E_2^B - E_1^B \approx E_2^A - E_1^A)$ в том случае, когда один из атомов находится на верхнем энергетическом уровне, а другой на нижнем, возможен резонансный процесс передачи энергии, при котором первый атом переходит на нижний уровень, а второй – на верхний. Процесс является резонансным в том смысле, что вероятность перехода W_{AB} максимальна при

$$\Delta E = (E_2^B - E_1^B) - (E_2^A - E_1^A) = 0, \\ W_{AB} \cong \exp(-\Delta E/kT).$$

Схема накачки за счет неупругих соударений атомов представлена на рис. 1.8. Выбираются два газа (рабочий и примесный), которые характеризуются близостью энергий возбужденных уровней. В разряде электроны соударяясь с атомами примесного газа возбуждают их на уровень E_2^B .

Концентрация примесного газа выбирается значительно большей (5:1...10:1), чем концентрация рабочего газа, для того чтобы передача энергии при неуп-

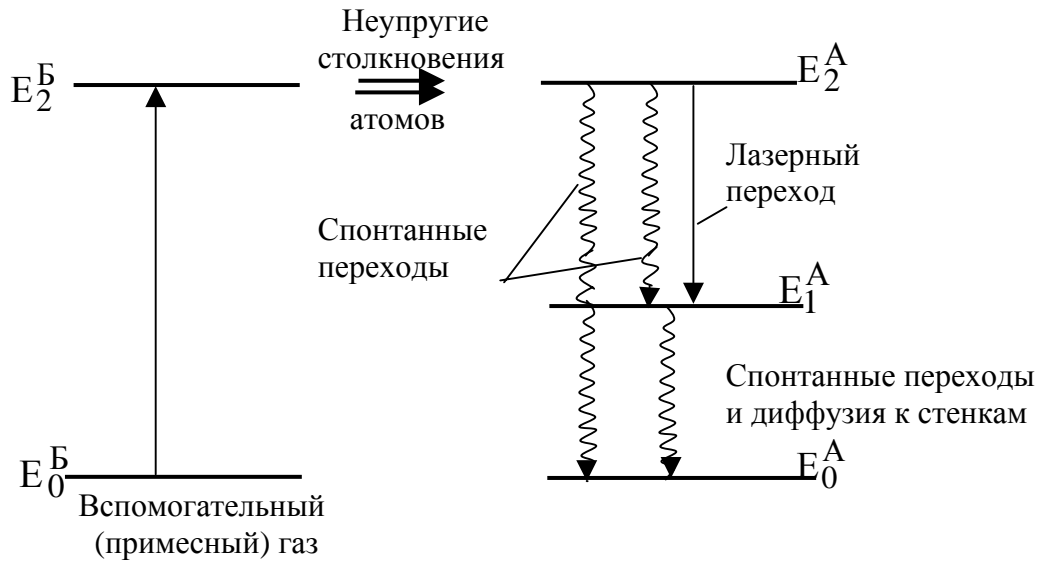


Рис. 1.8

ругих столкновениях атомам рабочего газа превалировала над передачей энергии атомам примесного газа.

Уровень E_1^A должен быть маложивущим либо за счет спонтанного излучения, либо за счет соударений со стенками трубки (с этой целью газоразрядные трубки в лазерах обычно имеют малый диаметр – 2-3 мм). При этих условиях обеспечивается инверсия населенностей между уровнями E_2^A и E_1^A . По такой схеме работает He-Ne лазер.

1.4. Открытые резонаторы

Простейшим электромагнитным резонатором (для частот до 1-2 МГц) является колебательный контур (рис. 1.9 а). В СВЧ области – объемный резонатор (рис. 1.9 б), а в оптическом диапазоне открытый резонатор (рис. 1.9 в).

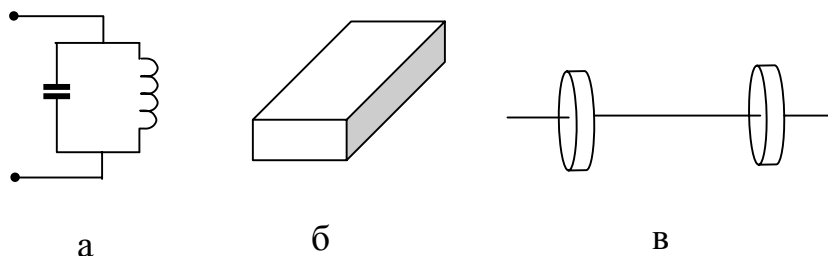


Рис. 1.9.

Под открытым или оптическим резонатором мы понимаем систему зеркал образующих замкнутый контур для распространения света. Размеры оптического резонатора намного превышают длину волны. В простейшем случае открытый резонатор состоит из двух параллельных зеркал.. Такие резонаторы, называемые в оптике интерферометрами Фабри-Перо, использовались в спектроскопии задолго до открытия лазеров. В открытых резонаторах существуют конфигурации типа стоячих или бегущих электромагнитных волн, характеризующиеся очень малыми потерями. Для описания таких конфигураций вводят понятие собственного типа колебания или моды резонатора.

Модой резонатора называется стационарная конфигурация электромагнитного поля, которая удовлетворяет как уравнениям Максвелла, так и граничным условиям. Учитывая потери, электромагнитное поле в моде можно записать в виде

$$E(t, z) = E_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \exp[i(\omega t - kz)],$$

где z пространственная координата, совпадающая с направлением распространения света, τ_c - время жизни фотона в резонаторе, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число. Мода резонатора удовлетворяет условию воспроизведения фазы после обхода контура, т.е. набег фазы должен быть кратен 2π : $\Delta\varphi = q 2\pi$, где q – целое число. Поскольку набег фазы равный 2π происходит на каждой длине волны, то приведенное условие можно переформулировать следующим обра-

зом: на длине резонатора L должно укладываться целое число полудлин волн. (рис. 1.10 а).

$$L = q \frac{\lambda}{2}$$

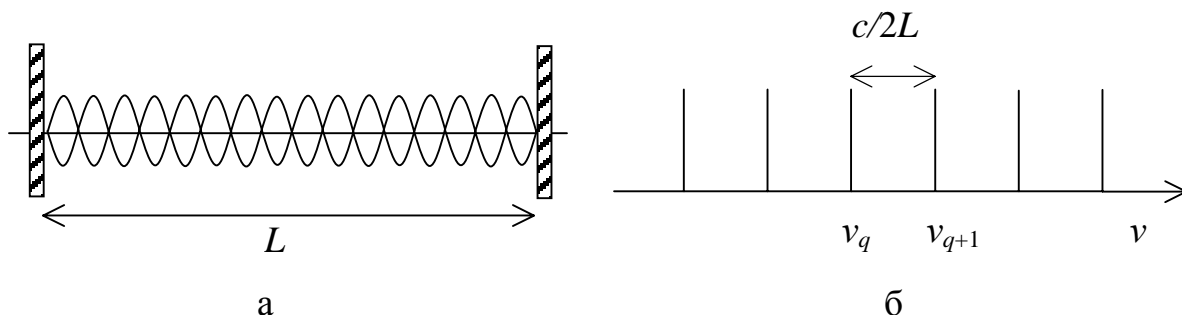


Рис. 1.10.

При выполнении этого условия поле в резонаторе образует стоячую волну. Такое колебание и является собственным типом колебания резонатора или его модой. Моды резонатора образуют равномерный по частоте спектр (рис. 1.10 б).

$$L = q \frac{\lambda}{2} = q \frac{c}{2\nu_q}, \text{ откуда } \nu_q = q \frac{c}{2L}$$

Для анализа процессов в резонаторе применяют два метода, один из них использует лучевое приближение, а другой – волновое. Для анализа лучевым методом выбирают точку в резонаторе, не лежащую на его оси, и проводят луч параллельно оси резонатора (см. рис. 1.11). С поведением луча при многократном отражении его от зеркал резонатора связано понятие устойчивости резонатора.

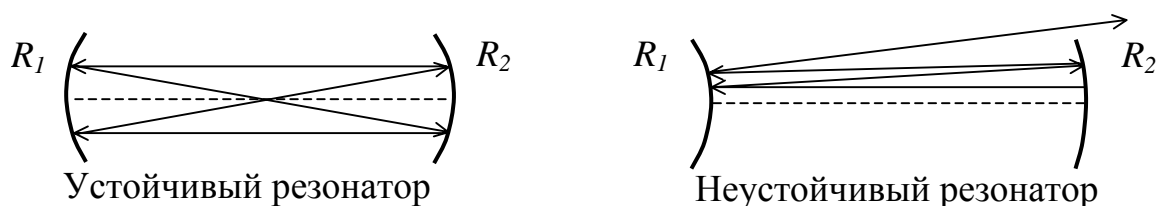


Рис. 1.11.

Резонатор называется устойчивым, если при многократном прохождении резонатора луч не выходит за пределы некоторого ограниченного объема резонатора. Если же луч в итоге выходит в окружающее пространство, такой резонатор называется неустойчивым. Обычно неустойчивые резонаторы обладают большими потерями, чем устойчивые. Если в устойчивом резонаторе

луч через конечное число проходов повторяет свою траекторию, тогда он принадлежит собственному семейству лучей резонатора, или моде резонатора.

Свойства открытого резонатора определяются числом и взаимным расположением образующих его отражающих поверхностей. Различные схемы резонаторов представлены на рис. 1.12. По структуре электромагнитного поля они делятся на резонаторы стоячей волны – линейные (*а, б, в, г*) и резонаторы бегущей волны – кольцевые (*д, е, ж*). По резонансным свойствам они делятся на однополостные и многополостные (*б, г, ж*). Кольцевые резонаторы могут быть с плоским контуром луча и контуром, изломленным в пространстве.

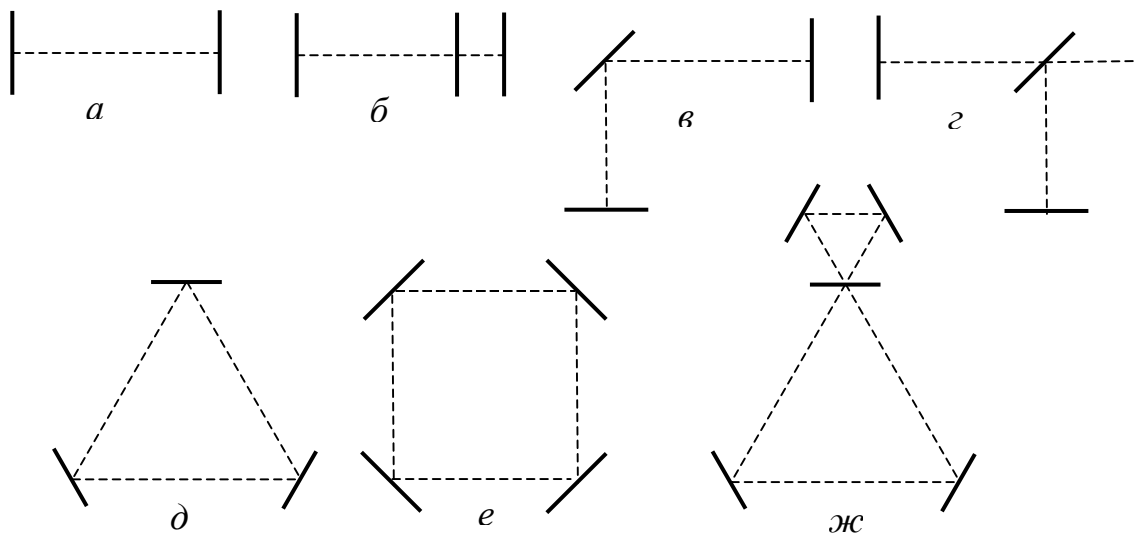


Рис. 1.12.

Затухание поля в резонаторе или конечное время жизни фотона в резонаторе определяется потерями резонатора. Рассмотрим основные причины наличия потерь.

1. Потери в резонаторе за счет пропускания и поглощения зеркал. Зеркала всегда частично пропускают свет и частично его поглощают:

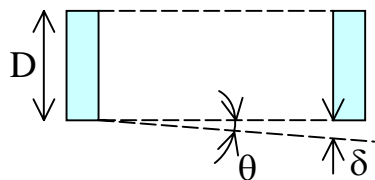
$$T+R+S=1,$$

где T , R и S – соответственно коэффициенты пропускания, отражения и поглощения зеркала.

Зеркала могут быть отдельными элементами резонатора, а в твердотельных и полупроводниковых лазерах их роль выполняют отполированные торцы активного вещества. В лазерах с малым коэффициентом усиления активной среды используют зеркала с высоким коэффициентом отражения, которые

представляют собой многослойное диэлектрическое покрытие, нанесенное на подложку из плавленого кварца или оптического стекла. Обычно наносятся 17-25 слоев сульфида цинка или фторида магния с толщиной каждого слоя $\lambda/4$. За счет многолучевой интерференции света в слоях коэффициент отражения зеркал может составлять 0,999 – 0,99999. В кольцевых лазерах вместо зеркал иногда используются призмы полного внутреннего отражения.

2. Потери из-за дифракции. Зеркала имеют конечные размеры, поэтому небольшая доля светового потока испытывает дифракционные отклонения на краях зеркал (рис. 1.13).



$$\delta = L \operatorname{tg} \theta, \quad \theta = \frac{\lambda}{D}$$

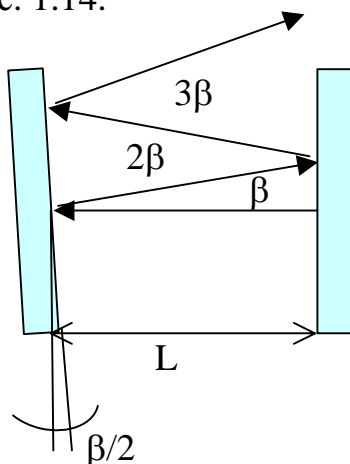
$$\text{Доля потерянного света} \approx \frac{\delta}{D},$$

$$\frac{\delta}{D} = \frac{L \operatorname{tg} \theta}{D} = \frac{\lambda L}{D^2}.$$

Рис. 1.13.

Если $D = 2$ см, $L = 0,3$ м, $\lambda = 0,63$ мкм,
то потери за счет дифракции $\mu_D \cong 0,0005$.

3. Потери из-за не параллельности зеркал. Число отражений, после которых луч выйдет за пределы зеркала, определяет соотношение, следующее из рис. 1.14.



$$\beta L [1 + 3 + \dots + (2n + 1)] = \frac{D}{2}$$

$$\beta L \frac{n(n + 1)}{2} = \frac{D}{2}, \quad n \approx \sqrt{\frac{D}{\beta L}},$$

где n – число проходов двойной длины резонатора.

Рис. 1.14.

Время, за которое луч выйдет из резонатора

(время жизни в резонаторе), равно

$$\tau_\beta = \frac{2L}{c} n = \frac{2}{c} \sqrt{\frac{LD}{\beta}}.$$

Потери равны отношению времени прохода резонатора к времени жизни в резонаторе

$$\mu_{\beta} = \frac{L}{c\tau_{\beta}} = \sqrt{\frac{\beta L}{2D}}.$$

При $\beta = 1$ угл.с. потери равны примерно 0,02. Следовательно для обеспечения малых потерь из-за непараллельности необходима юстировка резонатора с точностью до единиц угловых секунд. Для снижения требований к параллельности зеркал в резонаторе обычно используют вместо плоских зеркал вогнутые сферические зеркала с радиусом сферы 0,5...5 м. При этом требования к параллельности зеркал снижаются на 1-2 порядка, а потери составляют величину менее 0,01.

1.5. Принцип действия лазера

Перейдем теперь от квантового усилителя к квантовому генератору. Обобщенная функциональная схема лазера представлена на рис. 1.15. Как известно из курса радиотехники, для того, чтобы усилитель превратить в генератор, необходимо его выходной сигнал подать обратно на вход с помощью цепи положительной обратной связи. В оптическом диапазоне эту функцию выполняет открытый оптический резонатор.

Как и в любом резонаторе, в оптическом резонаторе обеспечивается накопление энергии за счет многократного прохождения электромагнитного поля вдоль оптической оси резонатора в прямом и обратном направлениях между зеркалами. Коэффициент отражения зеркал обычно выбирается высоким для того, чтобы обеспечить малые потери и высокую добротность резонатора. Вывод излучения осуществляется за счет конечного пропускания зеркал.

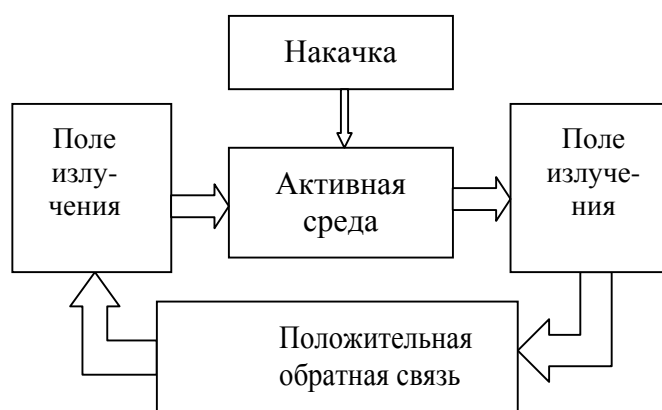


Рис.1.15

Кроме обратной связи в генераторе необходимо обеспечить непрерывный подвод энергии из внешнего источника для компенсации всех видов

потерь. Для этого служит система накачки активной среды, которая обеспечивает перевод активных атомов из основного состояния на верхний рабочий уровень для формирования инверсии населенностей.

Рассмотрим прохождение электромагнитной волны внутри резонатора лазера (рис. 1.16) в режиме генерации излучения. Будем считать, что от левого зеркала $З_1$ направо вдоль оптической оси z резонатора распространяется световой поток с мощностью P_0 , резонансный рабочему переходу.

Активная среда состоит из ансамбля двухуровневых квантовых систем и заполняет кювету длиной l . Расстояние между зеркалами L , вычисленное с учетом показателя преломления всех внутрирезонаторных элементов, называется оптической длиной резонатора. При прохождении активной среды световой поток усиливается до значения $P_0 \exp gl$, затем за счет того, что зеркало $З_2$ имеет пропускание T_2 ($T_2 = 1 - R_2$), часть

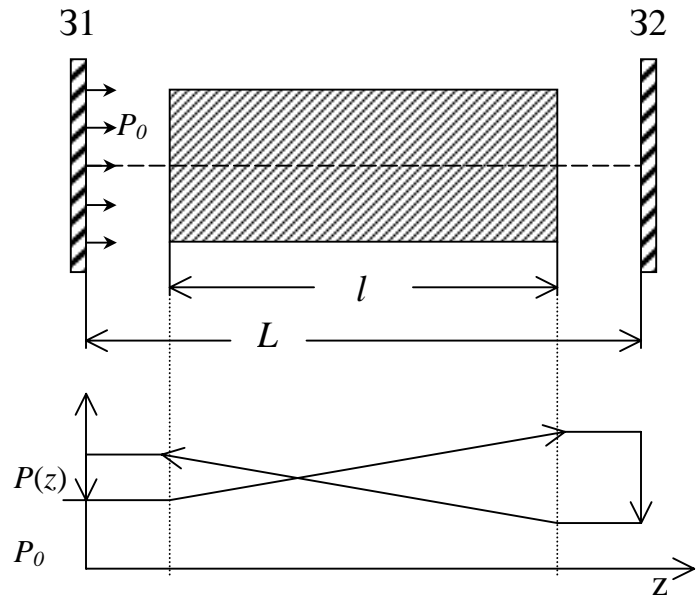


Рис. 1.16.

энергии потока выходит из резонатора и световой поток уменьшается в R_2 раз, где R_2 – энергетический коэффициент отражения зеркала. Далее поток распространяется в обратную сторону, и после отражения от зеркала $З_1$ его величина приобретет значение

$$P_0(1 - \mu_d)^2 \exp(gl) \cdot R_1 \cdot \exp(gl) \cdot R_2 = P_0(1 - \mu_d)^2 (1 - T_1)(1 - T_2) \exp 2gl. \quad (1.9)$$

С помощью величины μ_d здесь вводятся все остальные виды потерь в резонаторе, в расчете на проход луча в резонаторе в одну сторону (дифракционные, потери на поглощение и отражение в элементах, находящихся внутри резонатора и др.). Изменение потока света при распространении внутри резонатора показано на графике (рис.1.16).

В стационарном режиме генерации излучения характеристики электромагнитного поля в любой точке внутри резонатора должны оставаться не-

изменными. Поэтому при проходе излучения от зеркала 31 до зеркала 32 и обратно к зеркалу 31 должны выполняться следующие условия само согласования поля:

1. Амплитуда электромагнитной волны при полном обходе резонатора должна быть равна первоначальной.
2. Фаза волны после полного обхода резонатора должна изменяться на величину, кратную 2π .
3. Состояние поляризации после обхода резонатора также должно воспроизводиться.

Применим первое условие само согласования. Для этого положим значение (1.9) равным первоначальной величине плотности потока фотонов P_0

$$P_0(1 - \mu_d)^2(1 - T_1)(1 - T_2)\exp 2gl = P_0 \quad (1.10)$$

Сократим P_0 и учтем, что в большинстве лазеров, в частности в газовых лазерах, усиление и потери достаточно малы - $2\mu_d, T_1, T_2, 2gl \ll 1$. Тогда разложив (1.10) в ряд с точностью до членов первого порядка малости получим

$$2gl - (2\mu_d + T_1 + T_2) = 0 \quad (1.11)$$

Введем средние потери на один проход излучения вдоль резонатора

$$\mu = \mu_d + \frac{T_1 + T_2}{2}$$

и условие (1.10) приводится к простому виду

$$G = \mu, \quad (1.12)$$

означающему, что в режиме генерации всегда выполняется условие равенства полного усиления активной среды полным потерям в резонаторе, отнесенным к одному проходу излучения в резонаторе. Расчет проделан для случая достаточно малого электромагнитного поля.

Применим второе условие само согласования поля. Здесь мы будем рассматривать электромагнитное поле внутри резонатора в приближении так называемого продольного типа колебаний, когда поле описывается суперпозицией двух плоских бегущих электромагнитных волн, каждую из которых можно описать выражением $E(z)\sin\left(\omega t \pm \frac{2\pi}{\lambda}z\right)$. Из него следует, что изменению фазы на 2π соответствует пройденное расстояние, равное длине волны λ_q . Запишем полное изменение фазы $\Delta\varphi$ в виде $\Delta\varphi = q \cdot 2\pi$, $q \gg 1$ — целое число, которое мы будем называть индексом продольного типа колебаний.

При полном обходе резонатора свет проходит расстояние $2L = q\lambda_q$. Таким образом, условие само согласования поля приводит к тому, что в резонаторе могут существовать только электромагнитные волны с длиной волны $\lambda_q = \frac{2L}{q}$ и частотой колебаний

$$\nu_q = \frac{c}{\lambda_q} = q \frac{c}{2L} \quad (1.13)$$

Разность частот двух соседних типов колебаний $\Delta\nu_q$ мы можем найти из (1.23) при изменении q на единицу

$$\Delta\nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L} \quad (1.14)$$

При выполнении условия (1.13) поле в резонаторе образует стоячую электромагнитную волну (рис. 1.17). Зеркала резонатора обладают высокой электропроводностью на оптических частотах. Поэтому с точки зрения минимума энергии системы стоячая волна всегда занимает такое положение, при котором узлы привязаны к зеркалам, как это показано на рис.1.17а.

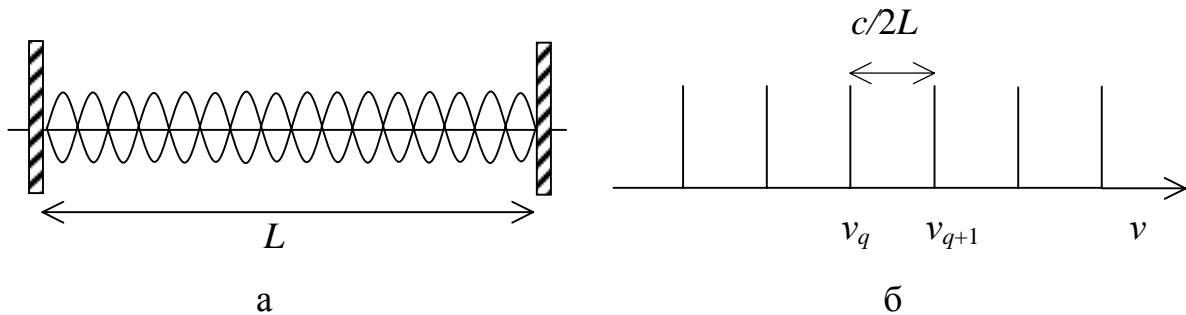


Рис.1.17.

В описываемом приближении спектр колебаний оптического резонатора (рис. 1.17б) является эквидистантным.

Третье условие самосо согласования позволяет найти собственные состояния поляризации оптического резонатора.

1.6. Энергетические соотношения в резонаторе

Рассмотрим энергетические характеристики излучения лазера с точки зрения фотонного представления электромагнитного поля. Пусть, как на рис. 1.16, внутри резонатора лазера распространяется поток фотонов с сечением пучка S и плотностью F . Будем считать усиление и потери малыми, так

что $F \approx \text{const}$. Рассчитаем полное число фотонов в резонаторе. Время прохода фотонов через резонатор определяется как $t_{\text{пр}} = L/c$. Полное число фотонов, распространяющихся вправо от зеркала 31, составляет $Ft_{\text{пр}}S$, и такое же количество фотонов распространяется влево от зеркала 32, таким образом полное число фотонов n внутри резонатора удваивается:

$$n = \frac{2LS}{c} F.$$

Этот результат позволяет по энергии одного фотона $E_{\text{ф}} = \hbar\omega$ рассчитать полную энергию, запасенную в резонаторе

$$E_c = nE_{\text{ф}} = \frac{2LS}{c} \hbar\omega F$$

Энергия, уходящая за время $t_{\text{пр}}$ через зеркало 31 с пропусканием T_1 , определяется, как $E_{31} = T_1 \frac{LS}{c} \hbar\omega F$. Для нахождения мощности излучения через зеркало мы должны это значение поделить на $t_{\text{пр}}$: $P_1 = T_1 S \hbar\omega F$. Аналогично мы определим мощность излучения через зеркало 32: $P_2 = T_2 S \hbar\omega F$ и мощность, рассеивающуюся внутри резонатора (для двух встречных потоков фотонов) $P_d = 2\mu_d S \hbar\omega F$. После этого мы уже можем вычислить полную теряемую мощность $P = P_1 + P_2 + P_d$,

$$P = (T_1 + T_2 + 2\mu_d) S \hbar\omega F = 2\mu S \hbar\omega F.$$

Эта мощность соответствует полной мощности потерь резонатора.

Введем добротность резонатора так, как она вводится в радиотехнике: угловая (круговая) частота колебаний, умноженная на отношение запасенной энергии к мощности потерь (энергии теряемой в единицу времени)

$$Q = \omega \frac{E_c}{P} = \omega \frac{E_c}{\mu E_c / t_{\text{пр}}} = \frac{\omega L}{c\mu}. \quad (1.15)$$

С ростом частоты колебаний и длины резонатора добротность растет. Обычные значения этой величины в оптическом диапазоне составляют порядка $10^7 - 10^8$.

Рассмотрим динамику потерь энергии в резонаторе. Если нет притока энергии извне, за время dt потери энергии составят

$$dE_c = -Pdt = -E_c \frac{c\mu}{L} dt.$$

Тогда

$$E_c(t) = E_c \exp\left(-\frac{c\mu}{L}t\right) = E_c \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right), \quad (1.16)$$

Величина

$$\tau_c = \frac{L}{c\mu}$$

называется средним временем жизни фотона в резонаторе. Она связана с шириной полосы резонатора $\Delta\omega_c$ соотношением неопределенностей $\tau_c \Delta\omega_c = 1$, вытекающим из основных свойств преобразования Фурье. Значение величины $\Delta\omega_c$

$$\Delta\omega_c = \frac{c\mu}{L}$$

можно получить и из другого известного определения добротности резонатора $Q = \frac{\omega}{\Delta\omega_c}$. Форма спектральной линии резонатора является лоренцевской, что соответствует закону изменения энергии (1.16). Спектры такого типа будут обсуждаться ниже.

1.7. Форма и ширина линии излучения активной среды

Однородное уширение. Сначала рассмотрим линию излучения ансамбля неподвижных идентичных квантовых систем. Для анализа формы линии излучения используем классическое приближение, в котором электромагнитное поле, излучаемое квантовой системой при спонтанном переходе с уровня 2 на 1 записывается в виде $E = E_0 \exp\left(-\frac{t}{2\tau_2}\right) \cdot \sin \omega_0 t$ (здесь E_0 - амплитуда электрического поля электромагнитной волны, а множитель $1/2$ в показателе степени связан с переходом от интенсивности к амплитуде поля). Зависимость амплитудного множителя от времени соответствует экспоненциальному закону распада верхнего квантового состояния (1.3) за счет спонтанного излучения. Примерный вид изменения напряженности электромагнитного

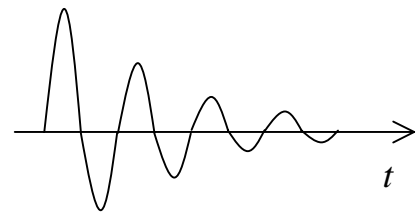


Рис. 1.18

поля представлен на рис. 1.18. Запишем преобразование Фурье этого процесса:

$$E(\omega) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_2}\right) \cdot \sin \omega_0 t \cdot \exp(i\omega t) dt$$

Нас интересует спектральная плотность мощности излучения, т.е. величина $E^2(\omega)$. Из преобразования Фурье получаем

$$E^2(\omega) = E_0^2 \frac{1}{2\pi} \left[\frac{2\tau_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 4\tau_2^2} + \frac{2\tau_2}{1 + (\omega + \omega_0)^2 4\tau_2^2} \right]$$

Рассматривая только положительные частоты (умножаем на 2) и пренебрегая малым вторым членом, получаем нормированную функцию распределения мощности излучения по частотам $W_L(\omega)$

$$W_L(\omega) = \frac{E^2(\omega)}{E_0^2} = \frac{2}{\pi} \frac{\tau_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 4\tau_2^2}. \quad (1.17)$$

Зависимость, описываемая выражением (1.17) называется функцией Лоренца и представлена на рис. 1.19. Нормировка $W_L(\omega)$ выбрана таким образом,

чтобы $\int_{-\infty}^{\infty} W_L(\omega) d\omega = 1$, а физический смысл этой величины заключается в том, что $W_L(\omega) d\omega$ представляет собой

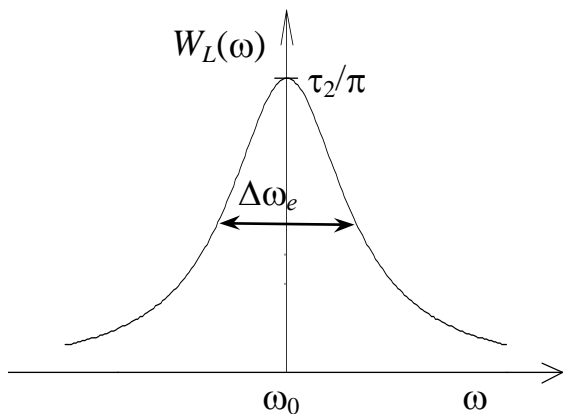


Рис. 1.19.

вероятность спонтанного излучения фотона с частотой, лежащей в спектральном диапазоне $[\omega, \omega + d\omega]$ в течение интервала времени длительностью $\tau_2 = A_{21}^{-1}$.

Таким образом описывается форма линии спонтанного излучения любой квантовой системы из ансамбля, поэтому этот вид уширения линии называется однородным. Полная ши-

рина линии $\Delta\omega_e$, взятая на уровне половины от максимального значения, называется естественной шириной линии излучения. Из (1.17) следует, что она связана с временем жизни уровня 2 по отношению к спонтанному излучению

$$\Delta\omega_e = \tau_2^{-1}.$$

Для типичных условий в активной среде He-Ne лазера ($\lambda=0,63$ мкм) однородная ширина линии излучения составляет около 100 МГц.

Неоднородное уширение. Уширение линии другого вида происходит, когда центры линий излучения различных квантовых систем из ансамбля не совпадают. В этом случае говорят о неоднородном уширении линии. Наиболее характерным примером является проявление эффекта Доплера в газах (так называемый кинематический эффект). Рассмотрим это явление. Эффект Доплера заключается в том, что приемник излучения, движущийся относительно источника излучения с проекцией скорости V_x на направление распространения электромагнитного поля, воспринимает излучение с измененной частотой $\omega_r = \omega_s \left(1 - \frac{V_x}{c}\right)$, где ω_s – частота излучения источника. Рассматривая взаимодействие излучения с движущейся квантовой системой в системе координат, связанной с резонатором лазера, следует сделать вывод о том, что резонансная частота движущейся квантовой системы определяется значением проекции скорости системы на направление распространения света

$$\omega = \frac{\omega_0}{1 - V_x/c}, \quad (1.18)$$

в качестве оси x здесь выбрана оптическая ось резонатора. Распределение резонансных частот систем из ансамбля повторяет распределение квантовых систем по скоростям. Из изложенного следует, что доплеровское уширение действительно является неоднородным.

Вспомним, что в газе, находящемся при температуре T , вероятность $P(V_x)$ того, что молекула с массой M имеет составляющую скорости в интервале от V_x до $V_x + dV_x$, дается распределением Максвелла

$$W(V_x)dV_x = \left(\frac{M}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{MV_x^2}{2k_B T}\right) \cdot dV_x, \quad (1.19)$$

где k_B – постоянная Больцмана. Из выражения (1.18) мы находим

$$V_x = \frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega} \approx \frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \quad (1.20)$$

Подставим (1.20) в (1.19) и через условие равенства вероятностей $W(V_x)dV_x = W_D(\omega)d\omega$ введем функцию распределения спектральной плотности излучения $W_D(\omega)$, описывающей форму линии излучения ансамбля при уширении за счет эффекта Доплера

$$W_D(\omega)d\omega = \frac{c}{\omega_0} \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{Mc^2}{2k_B T} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\omega_0^2} \right) \cdot d\omega \quad (1.21)$$

Для упрощения введем волновое число $k = \omega_0/c$ и наиболее вероятную скорость молекул в газе $u = \sqrt{2k_B T/M}$. В этом случае выражение упрощается:

$$W_D(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot ku} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{ku} \right)^2 \right]. \quad (1.22)$$

Контур неоднородно уширенной линии излучения представлен на рис. 1.20. Для сравнения там же изображен Лоренцевский контур $W_L(\omega)$.

Ширина линии излучения по уровню 0,5 от максимального значения определяется параметром

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot ku \quad (1.23)$$

Вторым параметром является доплеровский параметр ku , определяющий, как следует из (1.22), полуширину линии на уровне $1/e$. Типичные значения этих параметров для He-Ne лазера ($\lambda=0,63$ мкм) составляют $ku=2\pi \cdot 10^9$ с⁻¹ и $\Delta\omega_D=2\pi \cdot 1,7 \cdot 10^9$ с⁻¹.

В большинстве случаев в активной среде присутствуют одновременно однородный и неоднородный виды уширения.

Однородное уширение обычно преобладает в твердых телах и жидкостях, где межмолекулярное взаимодействие является очень сильным. В раз-

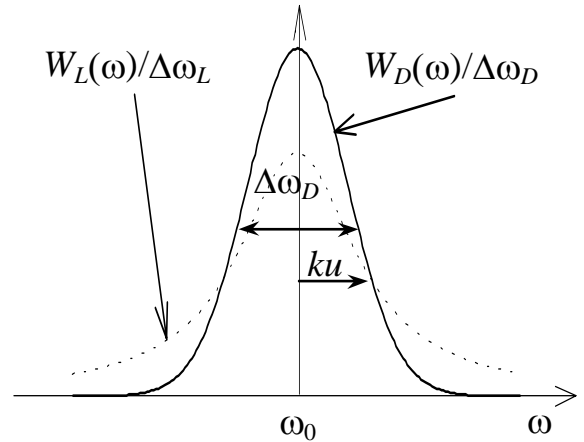


Рис. 1.20.

реженных газах обычно проявляется доплеровское (неоднородное) уширение линии излучения. Промежуточными случаями являются газы при средних и высоких давлениях.

1.8. Спектр излучения лазера

Спектр излучения лазера определяется соотношениями, следующими из энергетических и фазовых условий генерации (см. раздел 1.5). Из энергетических условий следует, что генерация возможна только в той области частот, где выполняется условие $G > \mu$ (усиление больше потерь). На рис. 1.21а изображена линия усиления активной среды $G(\omega)$ и уровень потерь в резонаторе μ . Пунктиром выделена область частот, в которой возможно генерация (область существования генерации).

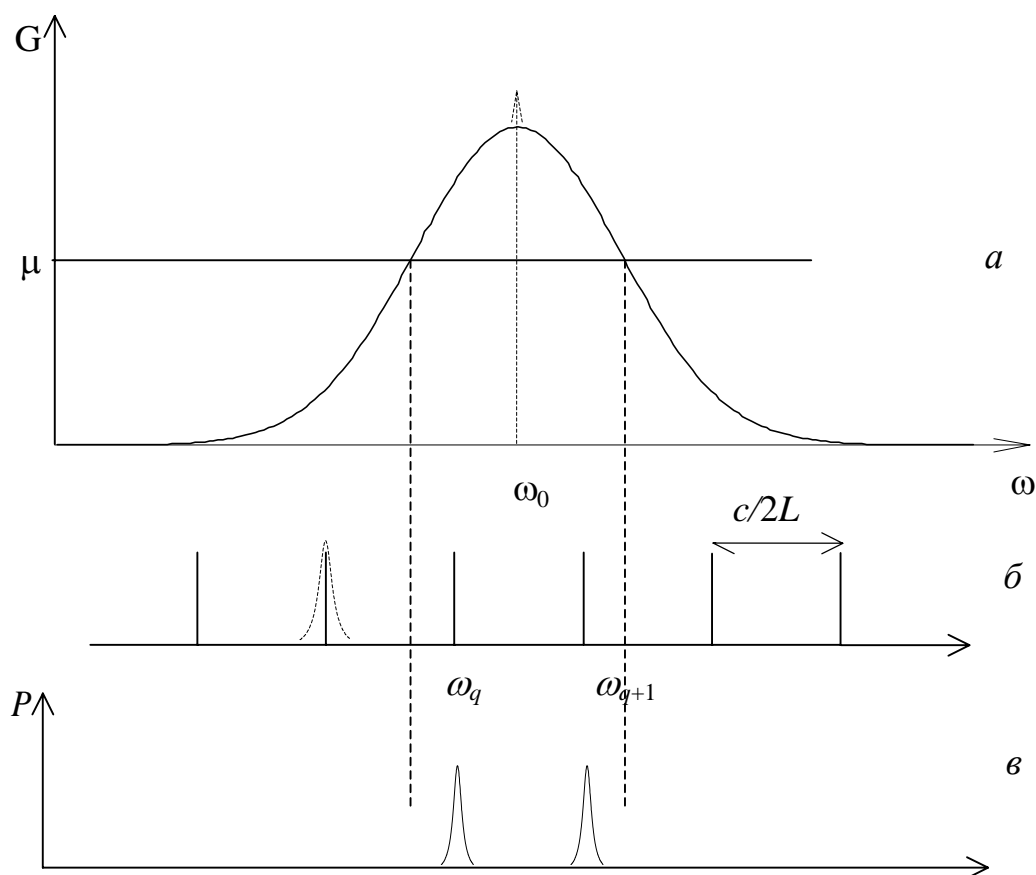


Рис. 1.21.

Фазовое условие существования генерации определяют собственные частоты резонатора ω_q (Рис. 1.21б). Генерация происходит на тех собственных частотах резонатора, которые попадают в область существования генерации.

При тех соотношениях параметров, которые приведены на рис. 1.21, в область существования генерации попадают две собственные частоты резонатора и соответственно генерация происходит на двух частотах. В этом случае говорят, что имеет место двухмодовая генерация. В реальных условиях при различных параметрах лазера возможна как одомодовая генерация, так и многомодовая генерация с довольно большим количеством мод.

Следует отметить, что приведенное рассмотрение справедливо для случая неоднородного уширения. При однородном уширении линии усиления обычно реализуется одомодовая генерация, что обусловлено наличием конкуренции между модами.

1.9. Вопросы и задачи

По разделу 1.1. Взаимодействие электромагнитного поля с веществом

1. Какие основные отличия трех типов взаимодействия светового излучения с веществом?
2. Укажите основные свойства вынужденного излучения.
3. Какое значение имеет вынужденное излучение для работы лазера?

По разделу 1.2 Усиление света в среде

1. Что такое закон Бугера?
2. Что является основным условием усиления света веществом?
3. Что такое инверсия населенностей?

По разделу 1.3 Методы создания инверсной населенности

1. Какие методы создания инверсной населенности Вы знаете?
2. Чем отличается 3-уровневая схема накачки от 4-уровневой?
3. Для возбуждения каких сред используется оптическая накачка?
4. Каковы основные особенности накачки возбуждением атомов за счет неупругих соударений и в каких средах она используется?

По разделу 1.4. Открытые резонаторы

1. Что такое резонатор и какие типы резонаторов Вы знаете?
2. Что такое мода резонатора?
3. Какие типы оптических резонаторов Вы знаете?
4. Какие типы потерь оптических резонаторов Вы знаете и чем они определяются?

По разделу 1.5. Принцип действия лазера

1. Чем определяются особенности работы лазера как генератора?
2. Какую роль в лазере играет резонатор?

3. Сформулируйте условия возникновения генерации в лазере.

По разделу 1. 6. Энергетические соотношения в резонаторе

1. Чем определяется мощность излучения лазера?

2. Что такое добротность резонатора?

3. Чем определяется ширина линии резонатора?

По разделу 1.7. Форма и ширина линии излучения активной среды

1. Что такое однородное уширение линии излучения?

2. Что такое неоднородное уширение линии излучения?

3. Как соотносятся однородное и неоднородное уширения линии излучения и от чего зависит их соотношение?

По разделу 1.8. Спектр излучения лазера

1. Какими факторами определяется спектр излучения лазера?

2. Что необходимо обеспечить для одномодового режима работы лазера?

1.10. Литература

1.Пихтин А.Н.,

2.Бурнашев М.Н., Филатов Ю. В. Основы лазерной техники: Учеб. пособие / СПбГЭТУ«ЛЭТИ».- С.Пб., 2000.

3.Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: Атомиздат, 1971.

4.Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990.

5.Лэмб У. Теория оптических мазеров // Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М.: Мир, 1966. С. 282–376.

6.Стенхольм С. Основы лазерной спектроскопии. М.: Мир, 1987.

7.Справочник по лазерам: В 2 т. Т. 1 / Под ред. А. М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978.

8.Ищенко Е. Ф., Климков Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М.: Сов. радио, 1968.

9.Байбородин Ю. В. Основы лазерной техники. Киев.: Выща школа, 1981.

1.11. Предметный указатель

активная среда – 21

возбуждение атомов за счет неупругих соударений с атомами в возбужденном состоянии – 14

возбуждение электронным ударом – 13
время жизни фотона в резонаторе – 18
добротность резонатора – 24
инверсия населенностей – 12
индуцированное излучение – 8
индуцированное поглощение – 8
квантовый генератор – 20
мода резонатора – 16
мощность излучения – 24
населенность уровня – 9
неоднородное уширение – 27
область существования генерации – 29
однородное уширение – 25
оптическая накачка – 12
открытый резонатор – 16
спонтанное излучение – 7
поглощение света – 10
потери в резонаторе – 18
разность населенностей уровней – 11
трехуровневая схема накачки – 12
усиление света – 10
условия самосогласования поля – 22
четырёхуровневая схема накачки – 12
ширина полосы резонатора – 25
эффекта Доплера – 27

2. ЛАЗЕРНЫЙ ГИРОСКОП

2.1. Эффект Саньяка

В 1913 г. французский физик М. Саньяк, проводя эксперименты по обнаружению увлечения “эфира” вращающейся установкой, открыл “вихревой оптический эффект”, позволяющий оптическими методами измерять скорость вращения. Схема опыта Саньяка имеет вид, приведенный на рис. 2.1. Сколлимированный и поляризованный пучок света заводился в интерферометр, в котором разделялся на два пучка, обходивших интерферометр во

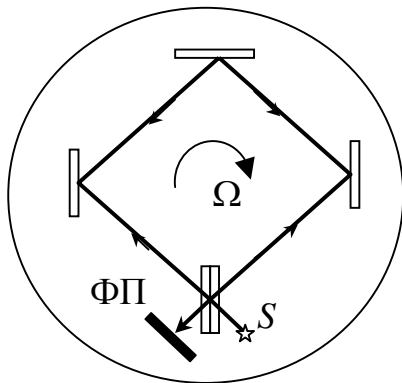


Рис. 2.1

встречных направлениях. После обхода пучки совмещались и интерференционная картина регистрировалась на фотопластинке. Эксперименты показали, что при вращении установки интерференционная картина сдвигалась, причем сдвиг оказался пропорциональным скорости вращения. Сдвиг интерференционной картины говорит о том, что при вращении оптическая длина пути или время обхода интерферометра становятся различными для встречных пучков.

Рассмотрим распространение (рис. 2.2) двух световых пучков по окружности с радиусом R . В неподвижном интерферометре время обхода контура одинаково для обоих пучков и равно

$$t_0 = 2\pi R/c,$$

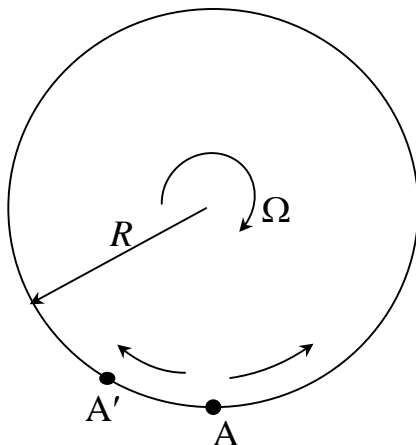


Рис.2.2

где c – скорость света. При вращении за время обхода контура точка A переместится в точку A' , из-за чего условия распространения для встречных пучков становятся неодинаковыми. Путь, который необходимо пройти пучку, распространяющемуся в направлении вращения: $L_+ = 2\pi R + \Omega R t_0$, где Ω – скорость вращения, а для другого пучка $L_- = 2\pi R - \Omega R t_0$. Подставляя значение t_0 и учитывая, что скорость распро-

странения пучков в соответствии с постулатом Эйнштейна, равна c для любой инерциальной системы независимо от скорости ее движения, находим времена $t_{\pm} = t_0 \pm \Delta t / 2$ обхода контура:

$$t_{\pm} = \frac{L_{\pm}}{c} = t_0 \pm \frac{2\pi R^2}{c^2} \Omega,$$

т. е. разность времен обхода для встречных пучков

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega$$

пропорциональна скорости вращения Ω . Из разности времен обхода получаем разность оптических длин путей распространения света в противоположных направлениях:

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega.$$

Наличие разности путей и приводит к сдвигу интерференционной картины. Следует отметить, что выражение для ΔL получено для наблюдателя, находящегося в неподвижной системе отсчета, и содержит довольно много допущений. В общем случае физическую картину необходимо рассматривать в рамках общей теории относительности. Согласно этой теории, часы, движущиеся на вращающейся платформе, не синхронны с часами, находящимися в инерциальной системе отсчета. Это различие обуславливает разное время обхода замкнутого контура встречными световыми пучками. Выражение для Δt определяется интегралом по контуру:

$$\Delta t = \frac{1}{c^2} \oint \frac{2R^2 \Omega}{1 - (\Omega R / c)^2} d\varphi.$$

В первом приближении по $\Omega R/c$ получаем

$$\Delta t = \frac{2\Omega}{c^2} \oint R^2 d\varphi = \frac{4S}{c^2} \Omega,$$

где S – проекция площади, охватываемой замкнутым контуром, на плоскость, перпендикулярную оси вращения. Следовательно, в общем случае

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega$$

В опыте Саньяка $\Omega = 2\pi \cdot 2,35 \text{ с}^{-1}$, $S = 866 \text{ см}^2$, тогда $\Delta L = 0,017 \text{ мкм}$. При длине волны $\lambda = 0,43 \text{ мкм}$ это составляет 0,04 полосы. Смещение полос при изменении направления вращения оказывается равным 0,08 полосы. Саньяк получил 0,077 полосы. Чувствительность метода оказывается сравнительно не большой. Повысить чувствительность можно увеличивая размеры интер-

ферометра, учитывая ее пропорциональность площади контура. Используя это свойство, А. Майкельсон и Х. Гейль в 1925 г. провели удивительный эксперимент, в котором площадь контура составляла $0,2 \text{ км}^2$. При этом скорость вращения Земли, которая измерялась в данном опыте, дала смещение, равное 0,23 полосы. Для практического использования эффекта Саньяка при измерении скоростей вращения необходимо увеличение чувствительности. Одним из путей повышения чувствительности является переход от фазовых измерений к частотным. Именно поэтому сразу после создания первых лазеров появилась идея измерения угловых перемещений с помощью кольцевых лазеров, т.е. идея создания лазерного гироскопа (ЛГ).

2.2. Кольцевой лазер

Кольцевой лазер (КЛ) отличается от линейного тем, что в его резонаторе происходит генерация двух волн, распространяющихся по замкнутому контуру, образованному тремя или более зеркалами, в противоположных направлениях (рис. 2.3). При этом генерируемые встречные волны в первом приближении независимы друг от друга и в общем случае в резонаторе не существует стоячая волна, привязанная узлами к зеркалам. Поэтому кольцевой лазер называют иногда лазером бегущей волны. Взаимная независимость встречных волн предполагает и возможность их различия по частоте. Действительно, поскольку при вращении КЛ

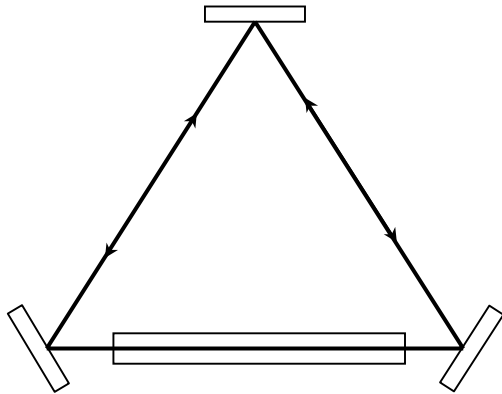


Рис. 2.3

оптическая длина резонатора различна для встречных волн, различными будут и их частоты:

$$\nu_{q\pm} = q \frac{c}{L_{\pm}}, \quad \nu_{q+} = q \frac{c}{L_+}, \quad \nu_{q-} = q \frac{c}{L_-},$$

где L – периметр кольцевого резонатора.

Отсюда следует

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta L}{L}$$

и

$$\Delta \nu = \Delta L \frac{\nu}{L} = \frac{4S\nu}{cL} \Omega = \frac{4S}{\lambda L} \Omega$$

или

$$\Delta f = 2\pi \Delta \nu = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega.$$

Таким образом, видим, что при вращении КЛ собственные частоты резонатора для встречных волн расщепляются, причем их разность пропорциональна скорости вращения с коэффициентом пропорциональности (масштабным коэффициентом)

$$K = \frac{4S}{\lambda L}, \text{ или } \tilde{K} = 2\pi \frac{4S}{\lambda L}.$$

Значительное увеличение чувствительности КЛ по сравнению с интерферометром Саньяка обусловлено тем, что в лазере изменение (набег) фазы в резонаторе, равное 2π , приводит к изменению частоты, равному межмодовому интервалу (1.14):

$$\Delta\nu_m = \frac{c}{L}.$$

Сравним масштабные коэффициенты двух методов измерения скорости вращения. Масштабный коэффициент метода Саньяка можно определить как коэффициент пропорциональности, связывающий скорость вращения и число полос, на которое сдвигается интерференционная картина:

$$\frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{4S}{\lambda c} \Omega, \quad \frac{\Delta L}{\lambda} = K_\phi \Omega, \quad K_\phi = \frac{4S}{\lambda c}.$$

Масштабный коэффициент КЛ

$$K = \frac{4S}{\lambda L},$$

тогда отношение масштабных коэффициентов двух методов

$$\frac{K}{K_\phi} = \frac{c}{L}.$$

Характерной чертой выражения, определяющего масштабный коэффициент, является то, что входящее в него отношение $2S/L$ всегда равно радиусу окружности, которую можно вписать в оптический контур (рис. 2.4) КЛ:

$$\frac{2S}{L} = \frac{\oint \mathbf{r} d\mathbf{l}}{\oint dl} = R_{\phi},$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точек оптического контура; $d\mathbf{l}$ – элемент длины оптического контура.

Тогда выражение для масштабного коэффициента можно записать в виде

$$K = \frac{2\pi R_{эф}}{\lambda/2},$$

т. е. масштабный коэффициент равен числу полудлин волн генерируемого излучения, укладываемых на длине окружности, вписанной в оптический контур. Поскольку $\lambda/2$ – расстояние между узлами стоячей волны, приведенный вид масштабного коэффициента дает возможность интерпретировать измерение с помощью КЛ угловой скорости следующим наглядным образом. Стоячая волна, образующаяся в резонаторе суперпозицией встречных волн, сохраняет свое положение относительно инерциальной системы отсчета независимо от углового перемещения резонатора.

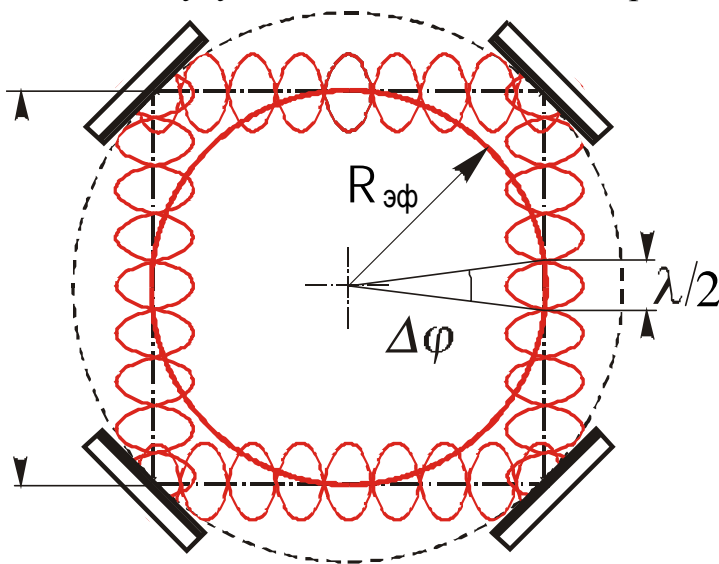


Рис. 2.4.

В таком случае наблюдатель, связанный с резонатором, зафиксирует при угловых перемещениях резонатора КЛ узлы или пучности стоячей волны электромагнитного поля, число которых в единицу времени даст разностную частоту $\Delta\nu$. При таком рассмотрении можно условно провести аналогию между КЛ (лазерным гироскопом) и механическим гироскопом. В механическом гироскопе используется инерция вращающейся массы, в ЛГ – инерция покоящейся стоячей волны электромагнитного поля.

2.3. Амплитуды и частоты встречных волн кольцевого лазера

В настоящее время наиболее распространенным типом КЛ является 3- или 4-зеркальный кольцевой резонатор с He-Ne активной средой. Следует отметить, что проводятся работы по созданию кольцевых лазеров и иных типов, например аргонового КЛ, YAG КЛ, и ряда других, однако He-Ne КЛ остается пока непревзойденным по стабильности выходной характеристики и точностным параметрам. Поскольку КЛ на He-Ne активной среде является газовым лазером, воспользуемся для его описания результатами полуклассической теории газового лазера (теории Лэмба). В этой теории электромагнит-

ное поле рассматривается классически, а активное вещество - с точки зрения квантовой механики. Общая логика решения задачи состоит в том, что электромагнитное поле, существующее в резонаторе, рассматривается в качестве источника поляризации активной среды, которая в свою очередь является источником электромагнитного поля за счет процессов индуцированного излучения. Таким образом, решается самосогласованная задача.

Воспользуемся результатами этой теории. В третьем порядке возмущений теория дает следующие уравнения для интенсивностей $I_{1,2}$ и частот $\omega_{1,2} + \dot{\phi}_{1,2}$ встречных волн одномодового КЛ:

$$\begin{cases} (L/c)\dot{I}_1/I_1 = \alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2, \\ (L/c)\dot{I}_2/I_2 = \alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1; \end{cases} \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} \omega_1 + \dot{\phi}_1 = f_1 + \sigma_1 + \rho_1 I_1 + \tau_{12} I_2, \\ \omega_2 + \dot{\phi}_2 = f_2 + \sigma_2 + \rho_2 I_2 + \tau_{21} I_1. \end{cases} \quad (2.2)$$

Коэффициенты перед I_i , а также α_i и σ_i носят название лэмбовских коэффициентов; f_1 и f_2 – круговые собственные частоты резонатора для мод встречных волн. Здесь и далее будем использовать традиционные для теории Лэмба обозначения: a – для верхнего и b – для нижнего энергетических уровней атома. Физический смысл отдельных членов приведенных уравнений можно представить следующим образом. Коэффициенты α_i определяют превышение усиления над потерями с учетом зависимости коэффициента усиления от частоты генерации:

$$\alpha_i = G_0 \exp\left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2}\right] - \mu = \mu \left[\chi \exp\left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2}\right] - 1 \right].$$

Здесь $G_0 = G(\omega_{ab})$ – коэффициент усиления в центре линии; $\chi = G_0 / \mu$ – относительное возбуждение. Коэффициенты β_i :

$$\beta_i = G_0 \exp\left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2}\right]$$

являются коэффициентами насыщения, определяющими уровень интенсивности генерируемых волн. Для одной волны $(L/c)\dot{I}_1/I_1 = \alpha_1 - \beta_1 I_1$. При установившемся режиме генерации ($\dot{I}_1 = 0$)

$$I_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} = 1 - \left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] \right]^{-1}.$$

Если $\left[\chi \exp \left[-\frac{(\omega_i - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] \right] = \chi_i$, то $I_i = 1 - \frac{1}{\chi_i}$.

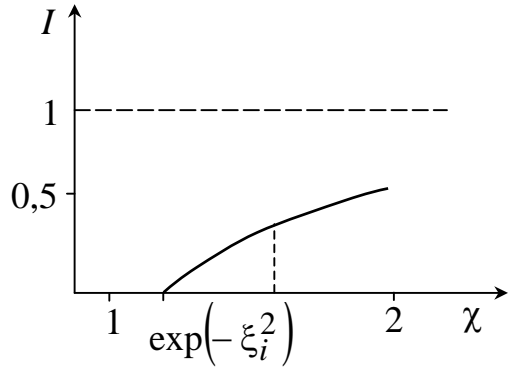


Рис. 2.5

В данной зависимости (рис. 2.5) представляет интерес только ее начальная часть, так как рассматриваемая теория справедлива для величин $\chi - 1 \ll 1$. Для объяснения физического смысла лэмбовских коэффициентов θ_{ik} рассмотрим подробнее участие атомов активной среды в процессе генерации. Из-за неоднородного (доплеровского) уширения линии

(рис. 2.6) с генерируемой волной могут взаимодействовать только те атомы, для которых выполняются условия

$$\omega_i = \omega_{ab} \left(1 + \frac{V_x}{c} \right)$$

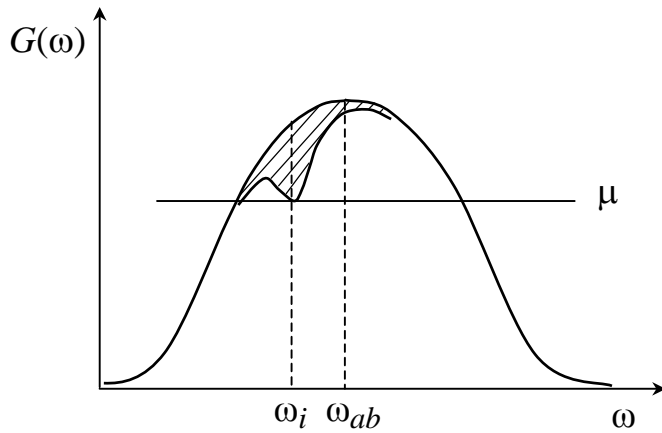


Рис. 2.6

по скорости их движения (V_x — проекция скорости движения атомов на продольную ось активного элемента), т. е. только атомы с определенными скоростями. На рис. 2.6 частотная область коэффициента усиления, участвующая в генерации, показана штриховкой. Область имеет

конечную ширину благодаря естественному (однородному) уширению $\Delta\omega_e = 2\gamma_{ab}$. Это называют иногда выжиганием “дырки” или провала в контуре усиления или инверсной населенности. “Дырка” имеет лоренцевскую форму. Площадь, заштрихованная на рис. 2.6, пропорциональна мощности генерации на данной частоте. При генерации двух встречных волн за счет их движения в противоположных направлениях с ними взаимодействуют разные группы атомов; в контуре инверсной населенности выжигаются два провала,

расположенные симметрично относительно центра линии (рис. 2.7). При этом провалы перекрываются, что ведет к взаимному насыщению активной среды встречными волнами (иначе говоря, к кросснасыщению). Кросснасыщение описывается в амплитудных уравнениях коэффициентами θ_{12}, θ_{21} , которые могут быть представлены в виде

$$\theta_{ik} = G_0 \exp \left[-\frac{(\omega_k - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] L(\omega),$$

где $L(\omega)$ – функция Лоренца с нормировкой $L(0) = 1$:

$$L(\omega) = \frac{\gamma_{ab}^2}{(\omega - \omega_{ab})^2 + \gamma_{ab}^2}.$$

Перекрытие провалов ведет к конкуренции встречных волн, которая проявляется особенно сильно в центре линии при их полном перекрытии.

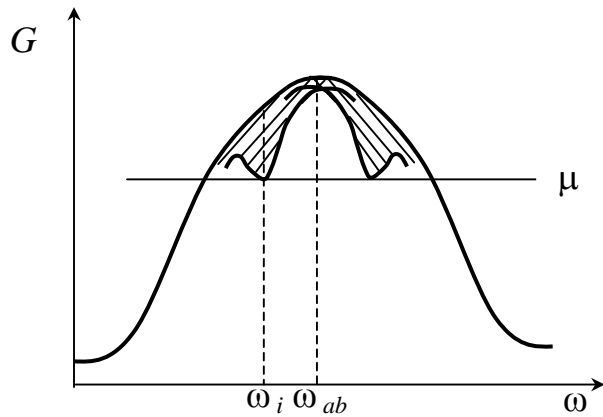


Рис. 2.7

Лэмбовские коэффициенты в частотных уравнениях имеют следующий смысл. Коэффициенты σ_i дают сдвиг частоты генерации относительно собственной частоты резонатора f_i , обусловленный отличием коэффициента преломления активной среды от единицы или дисперсией активной среды (рис. 2.8):

$$\sigma_i = -2 \left(\frac{c}{2L} \right) \left(\frac{\omega_i - \omega_{ab}}{ku} \right) \exp \left[-\left(\frac{\omega_i - \omega_{ab}}{ku} \right)^2 \right].$$

В литературе наличие σ_i часто называют, используя радиотехнические аналогии, “затягиванием” частоты генерации к центру линии. Проще это явление объяснить с точки зрения изменения оптической длины резонатора. Собственная частота продольной моды резонатора определяется оптической длиной ре-

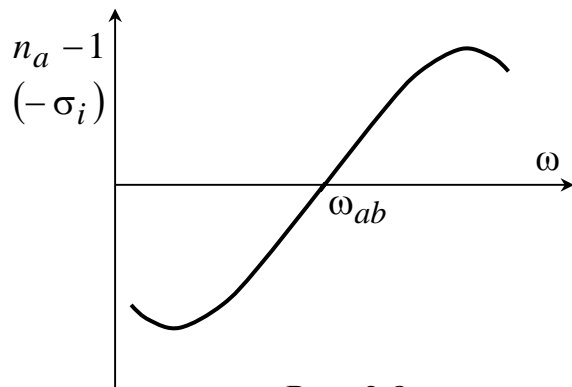


Рис. 2.8

зонатора

$$\nu_q = q \frac{c}{L_{onm}} = q \frac{c}{\sum_k l_k n_k} = q \frac{c}{L + l(n_a - 1)},$$

где l , n_a – длина активной среды и ее коэффициент преломления, соответственно; l_k – участки периметра резонатора с коэффициентом преломления n_k . Поскольку $(n_a - 1)$ меняет знак в точке $\omega_i = 2\pi\nu_i = \omega_{ab}$, то частота генерации уходит от f_i (собственной частоты пустого резонатора) всегда в сторону ω_{ab} , поэтому говорят о “затягивании” частоты генерации к центру линии.

Коэффициент ρ_i описывает влияние интенсивности i -й волны на ее частоту генерации. Он дает очень малый вклад в частоту генерации и не поддается простой физической интерпретации. Коэффициенты τ_{12} , τ_{21} аналогичны амплитудным коэффициентам θ_{ik} и описывают влияние кросснасыщения на частоту генерации. Величину $\tau_{ik} I_k$ называют нелинейной дисперсией (в отличие от линейной σ_i), так как она пропорциональна интенсивности генерации. Нелинейная дисперсия описывает изменение коэффициента преломления за счет провалов, выжигаемых в контуре инверсной населенности встречными волнами (см. рис. 2.7):

$$\tau_{ik} = \frac{G_0 c}{2L} \frac{(\omega - \omega_{ab})}{\gamma_{ab}} \exp \left[-\frac{(\omega_k - \omega_{ab})^2}{(ku)^2} \right] L(\omega).$$

Нелинейная дисперсия обычно имеет знак, противоположный σ_i , поэтому ее вклад в частоту генерации противоположен вкладу линейной дисперсии. Нелинейную дисперсию часто называют “выталкиванием” частоты генерации от центра линии.

Рассмотрим интенсивности встречных волн I_1 и I_2 и разность частот $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 + \varphi_2(t) - \varphi_1(t)$ в стационарном режиме ($\dot{I}_i = 0$). Поскольку I_1 и I_2 близки по значению, то удобнее представить их в виде

$$I_1 = I + \frac{\Delta I}{2}, \quad I_2 = I - \frac{\Delta I}{2},$$

тогда в стационарном режиме амплитудные уравнения (2.1) принимают вид

$$\alpha_1 = (\beta_1 + \theta_{12})I + (\beta_1 - \theta_{12})\frac{\Delta I}{2},$$

$$\alpha_2 = (\beta_2 + \theta_{21})I - (\beta_2 - \theta_{21})\frac{\Delta I}{2},$$

откуда получаем

$$I = \frac{\alpha_1(\beta_2 - \theta_{21}) + \alpha_2(\beta_1 - \theta_{12})}{(\beta_1 + \theta_{12})(\beta_2 - \theta_{21}) + (\beta_1 - \theta_{12})(\beta_2 + \theta_{21})} \quad (2.3)$$

$$\Delta I = 2 \frac{\alpha_1(\beta_2 + \theta_{21}) - \alpha_2(\beta_1 + \theta_{12})}{(\beta_1 + \theta_{12})(\beta_2 - \theta_{21}) + (\beta_1 - \theta_{12})(\beta_2 + \theta_{21})} \quad (2.4)$$

2.4. Масштабный коэффициент кольцевого лазера

При вращении КЛ частоты встречных волн расщепляются:

$$\Delta f = f_2 - f_1 = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega.$$

В случае сравнительно небольших скоростей вращения (менее одного оборота в секунду) расщепление не превышает 1 МГц, что значительно меньше ширины линии усиления, т. е. выполняется соотношение $\Delta f \ll ku$. Для дальнейших преобразований удобно ввести величину $\xi_i = \frac{\omega_i - \omega_{ab}}{ku}$, называемую относительной расстройкой частоты генерации от центра линии. Разность расстроек для встречных волн является малой величиной

$$\Delta \xi = \frac{\omega_2 - \omega_1}{ku} \ll 1,$$

по которой можно провести разложение в ряд Тейлора лэмбовских коэффициентов. При разложении можно ограничиться членами первого порядка малости

$$\alpha_1 \cong \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta \xi}{2} = \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{2ku}, \quad (2.5)$$

$$\alpha_2 \cong \alpha - \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta \xi}{2} = \alpha - \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{2ku},$$

где α – значение коэффициента для нерасщепленной частоты генерации. Аналогичные выражения можно написать и для других коэффициентов. Подставляя выражения (2.5) в (2.3) и (2.4) получим

$$I = \frac{\alpha}{\beta + \theta}, \quad (2.6)$$

$$\Delta I = \frac{1}{\beta - \theta} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \frac{\Delta f}{ku}$$

Вычитая уравнения (2.2) одно из другого, получим выражение для разности частот генерации встречных волн:

$$\Delta \omega = \Delta f + \Delta \sigma + (\Delta \rho + \Delta \tau) I + (\rho - \tau) \Delta I. \quad (2.7)$$

Подставляя в эту формулу выражение для разности интенсивностей (2.6) и представляя разность коэффициентов в виде

$$\Delta \sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{ku}, \quad \Delta \rho = \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{ku} \text{ и т. д.,}$$

получим разность частот

$$\Delta \omega = \Delta f \left\{ 1 + \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \right) I + \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \right] \frac{1}{ku} \right\}. \quad (2.8)$$

Учитывая, что $\Delta f = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega$, можно получить связь разности частот со скоростью вращения:

$$\Delta \omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} (1 + K_a) \Omega = \tilde{K} (1 + K_a) \Omega,$$

где множитель перед Ω представляет собой масштабный коэффициент КЛ, а

$$K_a = \frac{1}{ku} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \right) I + \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \right]$$

является вкладом активной среды в масштабный коэффициент, определяется в основном первым слагаемым в квадратных скобках и при значениях коэффициента усиления порядка $10^{-3} \dots 10^{-2}$ составляет примерно $10^{-4} \dots 10^{-3}$.

2.5. Сдвиг нуля выходной характеристики КЛ

До сих пор мы учитывали разность интенсивностей встречных волн, обусловленную расщеплением собственных частот резонатора и зависимостью усиления активной среды от частоты генерации. Однако выражения (2.4) и (2.6) для ΔI показывают, что разность интенсивностей может возникать за счет разности потерь (добротно-

стей) резонатора для встречных волн. Пусть $\Omega=0$ и расщепления частот за счет вращения нет, тогда $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ и

$$\Delta I = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\beta - \theta} = \frac{\Delta \mu}{\beta - \theta}.$$

Подставляя полученное выражение в (2.7) для $\Delta\omega$, получим

$$\Delta\omega_0 = (\rho - \tau)\Delta I = \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \Delta \mu$$

при $\Delta f = 0$. Расщепление $\Delta\omega_0 = 2\pi\Delta\nu_0$, обусловленное разностью потерь, присутствует как добавка к разности частот, вызванной вращением, при любом значении Ω . В этом случае

$$\Delta\omega = \tilde{K}\Omega + \Delta\omega_0, \Delta\nu = K\Omega + \Delta\nu_0$$

и зависимость $\Delta\nu(\Omega)$ (выходная характеристика КЛ) сдвигается по оси абсцисс (рис. 2.9). Физически сдвиг нуля выходной характеристики за счет разности потерь обусловлен разной глубиной провалов, выжигаемых в контуре инверсной населенности встречными волнами (рис. 2.10) и, соответственно, разными значениями насыщения дисперсии (изменения коэффициента преломления за счет насыщения усиления). Основным источником разности потерь в КЛ является наличие в его резонаторе анизотропных элементов, таких как невзаимный элемент и др.

При наличии сдвига нуля выходной характеристики КЛ часто говорят о невзаимности резонатора КЛ для встречных волн. Термин “невзаимность” означает неодинаковые условия для распространения встречных волн в резонаторе КЛ. При этом следует иметь в виду, что полезный эффект в КЛ

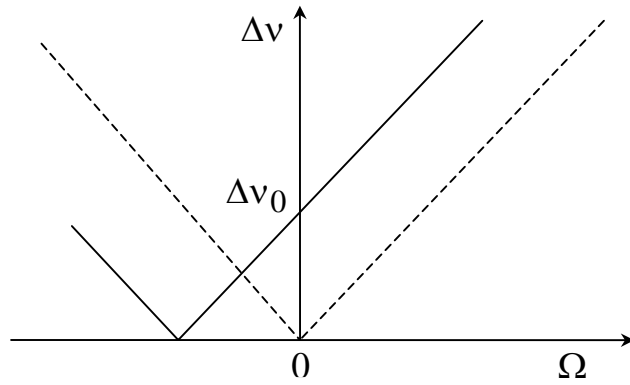


Рис. 2.9

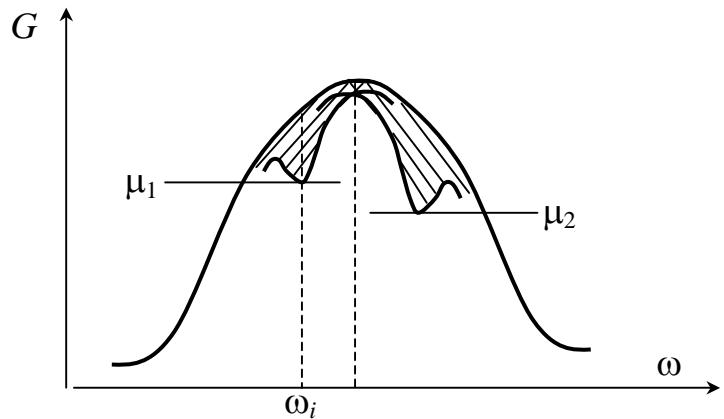


Рис. 2.10

(расщепление частот встречных волн за счет вращения) также является не-
взаимным эффектом. Все остальные проявления не-
взаимности (разность по-
терь и другие явления, рассматриваемые далее) приводят к сдвигу нуля вы-
ходной характеристики и являются для КЛ источником ошибок.

Одним из паразитных проявлений не-
взаимности является сдвиг нуля за
счет дрейфа активных атомов при возбуждении разряда в активном элементе
постоянным током. В

тлеющем разряде наблюда-
ется эффект Лэнгмюра, за-
ключающийся в том, что
электроны за счет большей

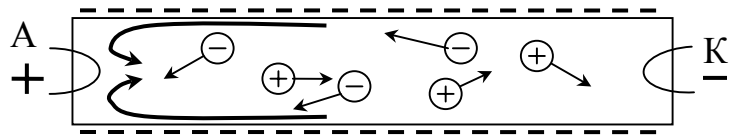


Рис. 2.11

подвижности заряжают стенки трубки отрицательным зарядом (рис. 2.11).
При этом положительно заряженные ионы, уходя на стенки, отдают им час-
тично свой импульс. Это приводит к различию суммарных импульсов элек-
тронов и положительных ионов. В результате часть импульса электронов пе-
редается атомам. За счет этого создается дрейф атомов вдоль стенок по на-
правлению к аноду и увеличение давления у анода. Создающийся градиент
давления компенсируется течением атомов по направлению к катоду в при-
осевой области трубки. Поскольку электромагнитное поле сосредоточено в
лазере в приосевой части активного элемента, то встречные волны кольцево-
го лазера взаимодействуют в основном с атомами, дрейфующими вдоль
трубки к катоду.

Наличие дрейфа эквивалентно сдвигу максвелловского распределения
атомов по скоростям и соответствующему доплеровскому сдвигу кривой
усиления, причем для встречных волн сдвиг кривой усиления происходит в
противоположных направлениях (рис. 2.12). В соответствии с таким сдвигом
возникают разность коэффициентов преломления (линейной дисперсии) ак-
тивной среды Δn_a и разность интенсивностей встречных волн, сопровож-
дающаяся соответствующей разностью нелинейных дисперсий. Формально,
дрейф активных атомов изменяет расстройки для встречных волн следую-
щим образом:

$$\xi_1 \rightarrow \xi_1 - \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku}, \quad \xi_2 \rightarrow \xi_2 + \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku},$$

где V_0 – скорость дрейфа атомов. До сих пор было

$$\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1 = \frac{\Delta f}{ku}.$$

Теперь же

$$\Delta\xi = \frac{\Delta f}{ku} + 2 \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku}.$$

Соответственно, если раньше было (см. (2.8))

$$\Delta\omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega \left\{ 1 + \left[\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] \frac{1}{ku} \right\},$$

то теперь

$$\Delta\omega = 2\pi \frac{4S}{\lambda L} \Omega \left\{ 1 + \left[\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] \frac{1}{ku} \right\} + 2\pi \left[\frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] 2 \frac{V_0}{c} \frac{\omega}{ku},$$

т. е. мы получим член, не зависящий от Ω и, следовательно, дающий сдвиг нуля выходной характеристики. Лэнгмюровский дрейф атомов пропорционален току разряда. При обычных параметрах активного элемента (диаметр ка-

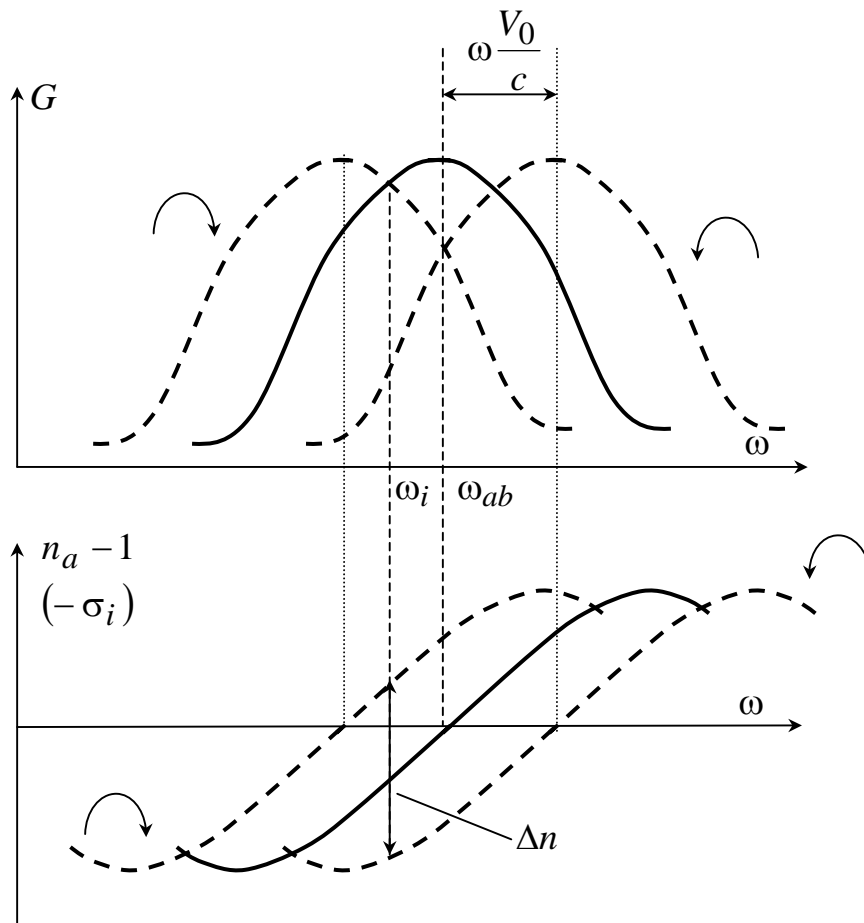


Рис. 2.12

пилляра 2...3 мм, длина разрядного промежутка 50...100 мм) значение V_0 составляет единицы сантиметров в секунду, а значение сдвига нуля выходной характеристики составляет единицы герц на миллиампер.

Еще одной причиной, вызывающей сдвиг нуля выходной характеристики, является дифракция встречных волн на элементах резонатора, в результате которой возникает так называемое дифракционное расщепление частот встречных волн. Теория дифракционного расщепления весьма сложна, поэтому здесь дается весьма приближенное толкование этого эффекта.

Для подавления поперечных мод в резонатор КЛ часто встраивается диафрагма. Диафрагма деформирует поля встречных волн, причем деформирует их по-разному, что и показано условно на рис. 2.13. За счет разного распределения по поперечной координате поля встречных волн могут иметь разные распределения в активной среде и, соответственно, разный вклад активной среды в разностную частоту. Даже в том случае, когда коэффициент усиления не зависит от поперечной координаты, за счет эффектов насыщения вклад активной среды для встречных волн будет разным. Дифракционное расщепление имеет при этом нелинейный характер в том смысле, что оно зависит от интенсивностей встречных волн.

Основной характеристикой дифракционного расщепления является зависимость разности частот $\Delta\omega_0$, обусловленной наличием диафрагмы, от взаимного пространственного расположения активной среды и диафрагмы. Пусть Z_a и Z_d , со-

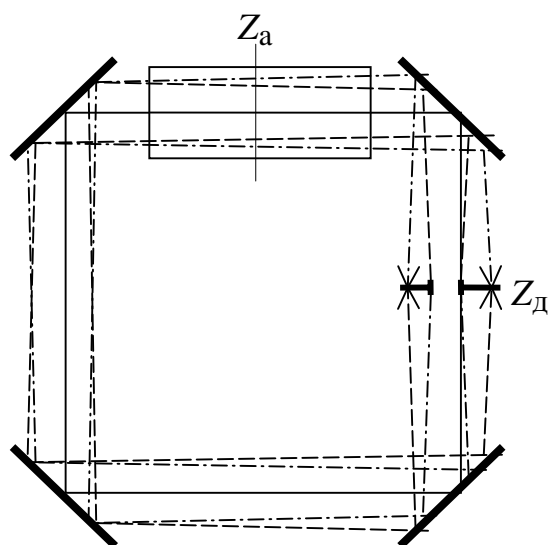


Рис. 2.13

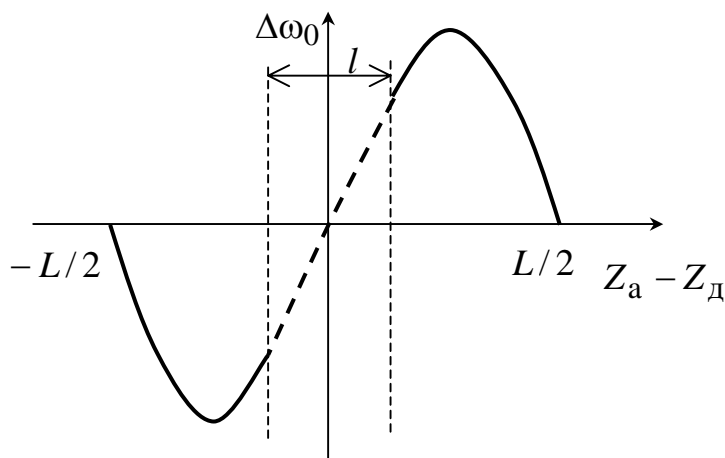


Рис. 2.14

ответственно, – координаты расположения центра активной среды и диафрагмы вдоль периметра резонатора. На рис. 2.14 представлена зависимость $\Delta\omega_0$ от $(Z_a - Z_d)$.

При симметричном расположении активной среды и диафрагмы ($Z_a = Z_d$, $|Z_a - Z_d| = L/2$) дифракционное расщепление отсутствует, так как в этих точках (см. рис. 2.13) распределения полей встречных волн одинаковы и, соответственно, вклад активной среды в частоты генерации встречных волн также одинаков. Следствием подобной закономерности является необходимость симметричного расположения элементов в резонаторе КЛ при конструировании лазерного гироскопа.

2.6. Связь встречных волн

Наличие очень слабой шероховатости поверхности отражателей кольцевого резонатора (как правило, это зеркала, но иногда используются призмы полного внутреннего отражения) приводит к рассеянию части излучения.

Индикатриса рассеяния показана на рис. 2.15. Как видно из рисунка, небольшая часть излучения $r_2 E_2$ рассеивается в направлении распространения встречной волны E_1 . Следствием рассеяния является то, что в КЛ появляется слабая связь между встречными волнами. Рассмотрим, что происходит при этом с частотами генерации встречных волн. Используем для этого анализ фазовой диаграммы, в которой представим электрические поля встреч-

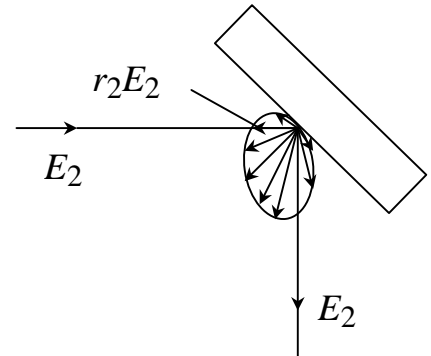


Рис. 2.15

ных волн в комплексной форме $\mathbf{E}_i(t) = \mathbf{E}_i e^{j\varphi_i(t)}$. Средняя за период разность фаз полей встречных волн связана с разностью их частот как

$$\langle \varphi_2(t) - \varphi_1(t) \rangle_T = \psi = \Delta f t, \quad \frac{d\psi}{dt} = \Delta f. \quad (2.9)$$

Представим векторы электрических полей встречных волн в системе координат, связанной с одним из векторов, например \mathbf{E}_1 (рис. 2.16). При таком представлении вектор \mathbf{E}_2 вращается в выбранной системе координат со скоростью $d\psi/dt$, а ψ является мгновенным значением угла между векторами

\mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 . Рассеяние волны \mathbf{E}_2 в волну \mathbf{E}_1 с коэффициентом рассеяния r_2 и фазовым углом рассеяния ε_2 приводит к тому, что вектор \mathbf{E}_1 образуется сложением невозмущенного вектора \mathbf{E}_1^0 и вектора $r_2\mathbf{E}_2$, как это показано на рисунке. За счет вращения вектора \mathbf{E}_2 вектор \mathbf{E}_1 оказывается промодулированным по фазе и по амплитуде на частоте $d\psi/dt$. Поскольку в КЛ фазовые изменения приводят к изменениям частоты в соответствии с соотношением $\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{\delta\nu}{c/L}$, где α – угол между направлениями векторов \mathbf{E}_1^0 и \mathbf{E}_1 , то можно считать, что рассеяние волны \mathbf{E}_2 ведет к изменению частоты волны \mathbf{E}_1 на

$$\delta\nu_1 = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{c}{L}.$$

Из рис. 2.16 имеем

$$\sin \alpha = \frac{r_2 E_2}{E_1} \sin(\psi + \varepsilon_2).$$

Подставляя это выражение в предыдущие и считая, что $\sin \alpha \cong \alpha$, получим изменение частоты волны E_1 за счет рассеяния:

$$\delta\nu_1 = \frac{cr_2}{2\pi L} \frac{E_2}{E_1} \sin(\psi + \varepsilon_2).$$

Следовательно, вместо тривиального уравнения (2.9) нужно записать

$$\frac{d\psi}{dt} = \Delta f - \Delta\omega_3 \sin(\psi + \varepsilon_2), \quad (2.10)$$

где

$$\Delta\omega_3 = r_2 \frac{c}{L} \frac{E_2}{E_1}. \quad (2.11)$$

Более строго учет обратного рассеяния производится при выведении волнового уравнения для электромагнитного поля в резонаторе КЛ из уравнений Максвелла. При этом в правую часть волнового уравнения вводится

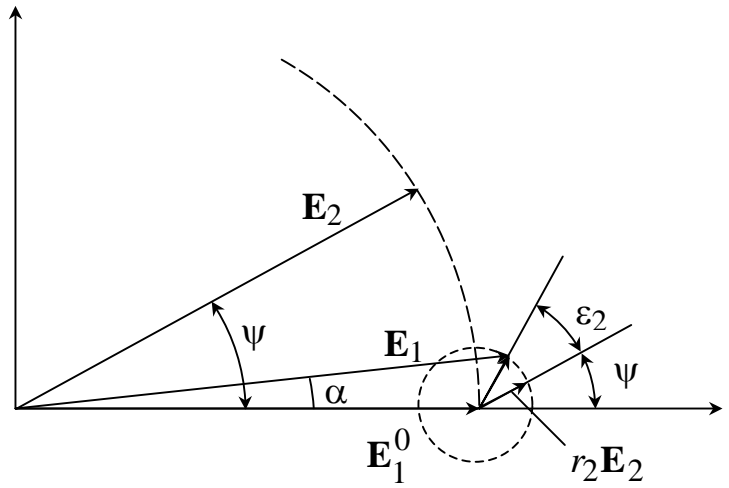


Рис. 2.16

дополнительный член. После решения волнового уравнения и получения выражений для поляризации активной среды, уравнение для разности фаз встречных волн может быть представлено в виде, аналогичном полученному ранее уравнению (2.10):

$$\frac{d\psi}{dt} = (1 + K_a)\Delta f + \Delta\omega_0 - \Delta\omega_3 \sin(\psi + \varphi), \quad (2.12)$$

где, как и раньше, Δf – расщепление собственных частот резонатора за счет вращения; $\Delta\omega_0$ – расщепление, обусловленное невзаимными эффектами в КЛ; $\Delta\omega_3$ и φ – функции параметров рассеяния $r_1, r_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$.

В наиболее простом случае, когда $r_1 = r_2, \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \pi, E_1 = E_2$, получим выражение, эквивалентное (2.11):

$$\Delta\omega_3 = rc/L.$$

Уравнение (2.12) имеет два решения. Одно решение, справедливое при выполнении неравенства $\Delta f < \Delta\omega_3$, дает отсутствие разности частот встречных волн: $\Delta\omega = d\psi/dt = 0$.

Эта область называется областью захвата или областью синхронизации встречных волн. В ней происходит взаимная синхронизация частот встречных волн, обусловленная рассеянием на элементах резонатора. Измерение угловых перемещений, являющееся основной задачей ЛГ, в этой области невозможно.

Второе решение периодическое, справедливо при выполнении условия $\Delta f > \Delta\omega_3$:

$$\Delta\omega = \frac{d\psi}{dt} = \sqrt{[(1 + K_a)\Delta f + \Delta\omega_0]^2 - \Delta\omega_3^2} \quad (2.13)$$

Уравнение (2.13) отражает реальную выходную характеристику КЛ вблизи зоны захвата (см. рис. 2.17). На рисунке показаны зона захвата, равная по значению $2\Delta\omega_3$, сдвиг нуля выходной характеристики $\Delta\omega_0$, нелинейность характеристики, имеющая вид гиперболической

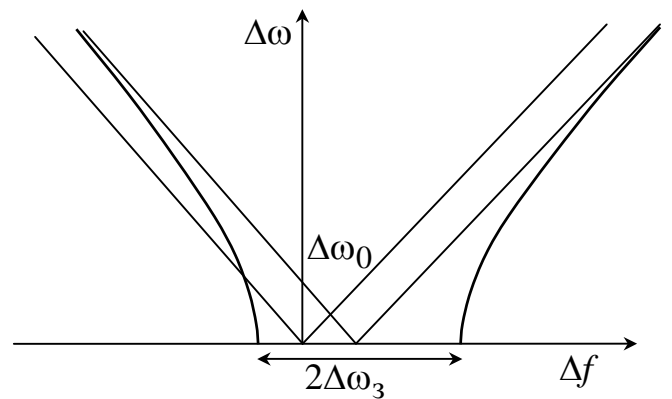


Рис. 2.17

зависимости $\Delta\omega$ от Δf . Выражение (2.13) справедливо вблизи зоны захвата. Вдали от нее, когда выполняется условие $\Delta f \gg rc/L$ выражение для $\Delta\omega$ приобретает вид

$$\Delta\omega = (1 + K_a)\Delta f + \Delta\omega_0 + \frac{c^2}{L^2} \frac{r_1 r_2}{2\Delta f} \left[\cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \right].$$

Видно, что член, обусловленный связью встречных волн, пропорционален $1/\Delta f$. Это связано с тем, что, чем больше Δf , тем больше расстояние между линиями резонатора для встречных волн и, соответственно, рассеянный свет одной волны уже не попадает в центр линии резонатора встречной волны и не оказывает такого действия, как при малых значениях Δf . В зависимости от того, какой знак имеют величины $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ и $\frac{\rho - \tau}{\beta - \theta}$, получаем выходную характеристику, проходящую выше или ниже асимптоты (рис. 2.18).

Другим механизмом, ответственным за связь встречных волн и их синхронизацию, являются неоднородные потери в резонаторе. Предположим, что рассеяние на зеркалах резонатора отсутствует. Представим себе, что потери в резонаторе имеют однородное пространственное распределение за исключением одной точки, в которой потери представляют собой дельта-функцию. При неподвижном КЛ суперпозиция встречных волн дает стоячую волну. С точки зрения минимума энергетических потерь в системе, стоячая волна будет занимать такое расположение, при котором в точке, где потери равны дельта-функции, находится узел стоячей волны. При вращении КЛ частоты встречных волн должны расщепляться так, чтобы их разность была пропорциональна скорости вращения. Это эквивалентно движению стоячей волны относительно резонатора. При таком движении узлы и пучности стоячей волны будут проходить через точку резонатора с потерями в виде дельта-функции, в результате чего в системе возникнут дополнительные потери. Таким образом, режим расщепления частот встречных волн оказывается менее выгодным с энерге-

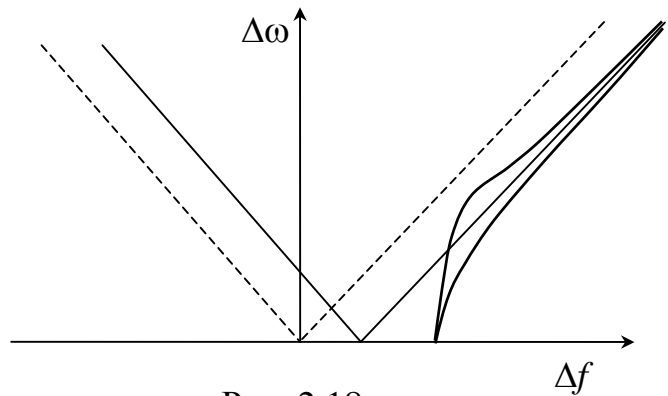


Рис. 2.18

При вращении КЛ частоты встречных волн должны расщепляться так, чтобы их разность была пропорциональна скорости вращения. Это эквивалентно движению стоячей волны относительно резонатора. При таком движении узлы и пучности стоячей волны будут проходить через точку резонатора с потерями в виде дельта-функции, в результате чего в системе возникнут дополнительные потери. Таким образом, режим расщепления частот встречных волн оказывается менее выгодным с энерге-

тической точки зрения, чем режим неподвижной стоячей волны. Поэтому система должна стремиться к сохранению режима стоячей волны, т. е. к сохранению синхронизации встречных волн. Тем не менее, при увеличении скорости вращения собственные частоты резонатора расщепляются и генерируемые встречные волны, частоты которых остаются синхронизованными, оказываются сдвинутыми относительно центров собственных линий резонатора. В результате этого также возникают дополнительные потери. При дальнейшем увеличении скорости вращения эти потери будут увеличиваться до тех пор, пока не сравняются с потерями, которые имеет система с расщепленными частотами. При этой скорости система должна выходить из режима синхронизации частот встречных волн, т. е. КЛ выходит из зоны захвата.

Анализ синхронизации частот встречных волн за счет неоднородных потерь проводится учетом проводимости $\sigma(z)$ стенок резонатора, имеющей пространственную неоднородность. В результате такого анализа вместо выражения (2.10) получаем

$$\frac{d\psi}{dt} = \Delta f - \Delta\omega_3 \sin(\psi + \varepsilon_2) - \Delta\omega_3^l \sin(\psi + \delta),$$

где

$$\Delta\omega_3^l = \left(\frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2}{E_1} \right) \frac{\pi}{\varepsilon_0 L} \left[\int_0^L \int_0^L \sigma(z) \sigma(z') \cos \frac{4\pi}{\lambda} (z - z') dz dz' \right]^{1/2},$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\int_0^L \sigma(z) \sin \frac{4\pi}{\lambda} z dz}{\int_0^L \sigma(z) \cos \frac{4\pi}{\lambda} z dz}.$$

Формально, связь, обусловленная пространственно неоднородными потерями, дает такую же составляющую в уравнении для разности фаз встречных волн, что и связь, обусловленная рассеянием. Анализ полученных выражений показывает, что зона захвата определяется пространственным распределением потерь. Наибольшая величина зоны захвата реализуется в том случае, когда потери на зеркале распределены по гармоническому закону с пространственным периодом, равным периоду стоячей волны в проекции на зеркало кольцевого резонатора. Такая ситуация реализуется на практике при условии долгой работы КЛ в режиме захвата. В этом случае пучности стоячей волны воздействуют на зеркало и выжигают на нем соответствующую пространст-

венную картинку, которая и дает наиболее неблагоприятное распределение потерь в резонаторе.

Как было показано, связь встречных волн за счет обратного рассеяния приводит к существенным изменениям выходной характеристики КЛ: появляются область синхронизации и нелинейность. Однако само наличие этих явлений не являлось бы источником погрешности, если бы оно было стабильно. Основную погрешность вносят изменения параметров связи во времени.

Рассмотрим часть резонатора КЛ (рис. 2.19). Пусть в нем распространяется одна из встречных волн $E_1(t) = E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$, часть которой рассеивается во встречную волну на каждом зеркале.

На зеркале 1 рассеивается волна

$$r_1^{(1)} E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)}).$$

На зеркале 2 рассеивается волна

$$r_1^{(2)} E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)}).$$

Каждое зеркало характеризуется своей амплитудой $r_1^{(i)}$ и фазой $\varepsilon_1^{(i)}$ коэффициентов связи. Найдем амплитуду и фазу суммарного коэффициента связи:

$$\begin{aligned} r_1 E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1) &= r_1^{(2)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)}) + \\ &+ r_1^{(1)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{l}{c}). \end{aligned}$$

Здесь учтено расстояние l между рассеивающими центрами, которыми являются зеркала. Пусть зеркала одинаковы, т.е. $r_1^{(1)} = r_1^{(2)}$, $\varepsilon_1^{(1)} = \varepsilon_1^{(2)}$, тогда

$$\begin{aligned} r_1 E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1) &= r_1^{(1)} E_1 (\sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)}) + \\ &+ \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{l}{c})) = \\ &= 2r_1^{(1)} E_1 \cos(\omega_1 \frac{l}{2c}) \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{l}{2c}) = \\ &= 2r_1^{(1)} E_1 \cos(\pi \frac{l}{\lambda}) \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \pi \frac{l}{\lambda}), \end{aligned}$$

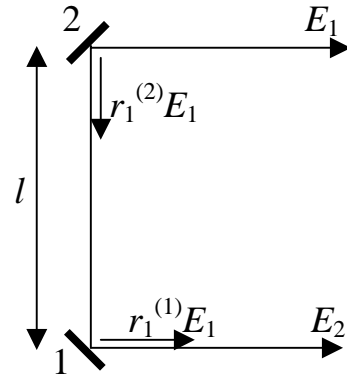


Рис. 2.19

откуда
$$r_1 = 2r_1^{(1)} E_1 \cos(\pi \frac{l}{\lambda}), \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(1)} + \pi \frac{l}{\lambda}.$$

В результате получена зависимость амплитуды и фазы коэффициента связи от расстояния между зеркалами. Значения амплитуды и фазы коэффициентов связи определяют зону захвата и нелинейность выходной характеристики. Таким образом, изменения расстояний между зеркалами, происходящие за счет тепловых деформаций резонатора, приводят к изменению частоты выходного сигнала КЛ, что особенно сильно сказывается на работе ЛГ при больших значениях коэффициентов связи.

2.7. Выделение сигнала биений встречных волн

Под сигналом биений в лазерном гироскопе (ЛГ) обычно понимают сигнал на выходе фотоприемника (ФП), регистрирующего интерференционную картину, которая образуется при пространственном сложении встречных волн КЛ на его выходе. Сигнал биений несет информацию о разности частот встречных волн и, соответственно, об угловой скорости объекта, на котором расположен ЛГ. Для выделения разности частот встречных волн КЛ необходимо свести в пространстве два выходных луча, прошедших через одно из зеркал кольцевого резонатора. Простейшая схема сведения (сложения) представляет собой набор зеркал (рис. 2.21). Такая схема сложения подвержена влиянию вибраций, поэтому на практике используют призмные схемы

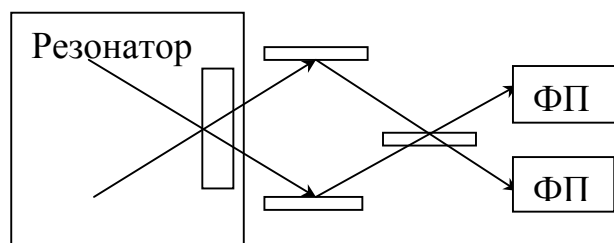


Рис. 2.21

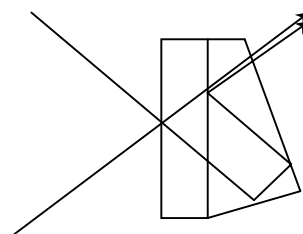


Рис. 2.22

сложения. Один из вариантов таких схем приведен на рис. 2.22. Рассмотрим образование интерференционной картины и выделение в ней частоты биений встречных волн КЛ. Плоскую электромагнитную волну, которой можно пользоваться при описании волн в КЛ, при распространении вдоль оси x можно представить в виде $E(t, x) = E_0 \cos(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda}x)$.

В том случае, когда интерес представляет распределение поля вдоль оси координат, не совпадающей с направлением распространения волны, выражение для E приобретает вид $E(t, r) = E_0 \cos(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda}r)$,

где $r = x \sin \alpha - z \cos \alpha$, α – угол между направлением распространения волны (волновым вектором) и осью z .

Рассмотрим падение на фотоприемник встречных волн. Будем считать, что фазовые

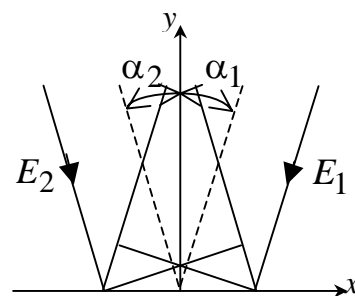


Рис. 2.23

фронты падающих волн плоские и волны имеют одинаковую поляризацию. Пусть плоскость фотоприемника совпадает с плоскостью xu (рис. 2.23). Распределение полей E_1 и E_2 в этой плоскости вдоль оси x имеет вид

$$E_1 = E_{10} \cos(2\pi\nu_1 t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha_1 + \varphi_1),$$

$$E_2 = E_{20} \cos(2\pi\nu_2 t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha_2 + \varphi_2).$$

Фотоприемник реагирует на интенсивность светового поля, пропорциональную квадрату амплитуды суммарного поля E :

$$I = E^2 = (E_1 + E_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 = E_1^2 + E_2^2 +$$

$$+ E_{10}E_{20} \cos \left[2\pi(\nu_1 + \nu_2) t - x \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \alpha_1 + \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin \alpha_2 \right) + \varphi_1 + \varphi_2 \right] +$$

$$+ E_{10}E_{20} \cos \left[2\pi(\nu_1 - \nu_2) t - x \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \alpha_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin \alpha_2 \right) + \varphi_1 - \varphi_2 \right]. \quad (2.14)$$

Учитывая ограниченную чувствительность фотоприемника по частоте, необходимо проинтегрировать полученное выражение на интервале τ , который удовлетворяет условию

$$\frac{1}{\nu_{1,2}} \ll \tau \ll \frac{1}{\nu_1 - \nu_2},$$

$$\frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \cos^2(2\pi\nu_i t + \varphi_i) dt = \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \cos(2\pi(\nu_1 + \nu_2) t + \varphi_1 + \varphi_2) dt = 0.$$

Считая, что последний член в выражении (2.14) мало меняется на интервале τ (частота $(\nu_1 - \nu_2) \ll \tau^{-1}$), получаем следующее выражение для интенсивности света в интерференционной картине:

$$I = \frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2) + E_{10}E_{20} \cos \left[2\pi(\nu_1 - \nu_2) t - 2\pi x \left(\frac{\sin \alpha_1}{\lambda_1} - \frac{\sin \alpha_2}{\lambda_2} \right) \right] =$$

$$= \frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2) + E_{10}E_{20} \cos \left[2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right].$$

При получении этого выражения принято: $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$, $\alpha_1 = -\alpha_2 = \alpha$,

$$\lambda_1 \cong \lambda_2 = \lambda, \quad \nu_1 - \nu_2 = \Delta\nu.$$

Для случая $\Delta\nu = 0$ получаем

$$I = \frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2) + E_{10}E_{20} \cos\left[\frac{4\pi}{\lambda}x \sin \alpha\right] \cong$$

$$\cong \frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2) + E_{10}E_{20} \cos\left[2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi}{\lambda}x\alpha\right],$$

т. е. для случая $\Delta\nu = 0$ имеем в плоскости фотокатода неподвижные интерференционные полосы (рис. 2.24), ширина которых

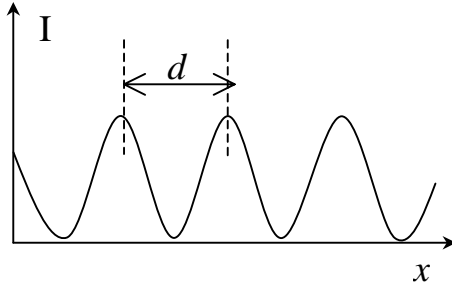


Рис. 2.24

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \cong \frac{\lambda}{2\alpha}.$$

Рассмотрим случай, когда частоты интерферирующих волн не равны друг другу: $\Delta\nu \neq 0$. Запишем условия максимумов и минимумов интерференционной картины для

фазы Φ :

$$\Phi = 2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi}{\lambda}x \sin \alpha = \begin{cases} 2n\pi & - \text{max;} \\ (2n+1)\pi & - \text{min, } n = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

Из приведенного выражения следует, что интерференционная картина в случае неравенства частот интерферирующих волн перемещается относительно плоскости фотокатода вдоль x . Скорость перемещения полос найдем, продифференцировав фазу Φ по времени:

$$2\pi\Delta\nu - \frac{dx}{dt} \frac{4\pi}{\lambda} \sin \alpha = 0, \quad \frac{dx}{dt} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{2\pi\Delta\nu}{\sin \alpha} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \Delta\nu.$$

Таким образом, по направлению перемещения и частоте следования интерференционных полос можно установить соотношение частот двух интерферирующих волн. Пусть $E_{10} = E_{20} = E_0 = \sqrt{I_0}$, тогда

$$I(x, t) = I_0 \left[1 + \cos\left(2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi}{\lambda}x\alpha\right) \right].$$

Рассмотрим результат регистрации интерференционной картины фотоприемником, перед которым расположена ограничивающая световой поток диафрагма прямоугольной формы с размерами a по оси x и b – по оси y . Фототок (ток электронов, выбиваемых из фотокатода при падении на него фотонов света) равен $i_\Phi = \gamma I$, где $\gamma = \frac{\eta e}{h\nu}$, η – квантовый выход фотокатода

на частоте ν ; e – заряд электрона; h – постоянная Планка. Результирующий фототок находим интегрированием по освещенной площади S фотокатода

$$\begin{aligned} J_{\Phi} &= \int_S i_{\Phi} ds = \gamma \int_S I(x, y, t) dxdy = \\ &= \gamma \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} I_0 \left[1 + \cos\left(2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi}{\lambda} x\alpha\right) \right] dxdy = \\ &= \gamma b \int_{-a/2}^{a/2} I_0 \left[1 + \cos\left(2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi}{\lambda} x\alpha\right) \right] dx = \gamma ab I_0 \left[1 + \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha a\right)}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha a} \cos(2\pi\Delta\nu t) \right]. \end{aligned}$$

Учитывая, что ширина интерференционной полосы $d = \frac{\lambda}{2\alpha}$, получим

$$J_{\Phi} = \gamma ab I_0 \left[1 + \frac{\sin\left(\frac{\pi}{d} a\right)}{\frac{\pi}{d} a} \cos(2\pi\Delta\nu t) \right].$$

Из этого выражения следует, что фототок имеет постоянную составляющую, пропорциональную площади диафрагмы перед фотоприемником, и переменную составляющую, амплитуда которой зависит от отношения a/d как функция $\sin x/x$ (рис. 2.25). Из рисунка следует, что наиболее выгодно иметь ширину полосы, много большую ширины диафрагмы. Если этого добиться по каким-то причинам невозможно, нужно обеспечить выполнение условия $a/d = 1/2 + n$, где n – целое число (желательно n иметь как можно

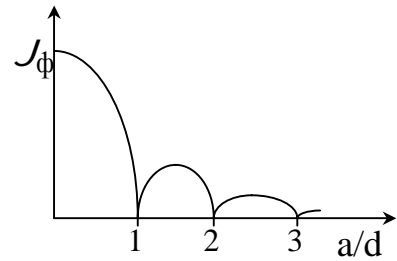


Рис. 2.25

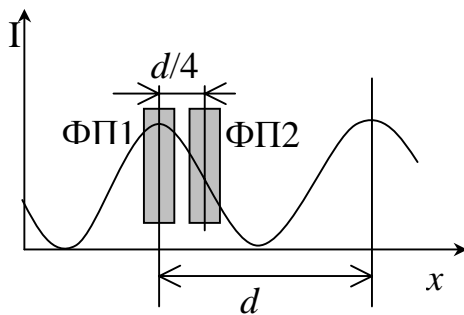


Рис. 2.26

меньше).

Для определения направления вращения используют два фотоприемника, сдвинутых друг относительно друга по координате x на величину $d/4$ (рис. 2.26). При таком размещении фотоприемников снимаемые с них сигналы разностной частоты сдвинуты по фазе на 90° . При изменении

направления вращения величина Δv меняет знак, вследствие чего меняется и направление движения интерференционной картины. Соответственно, изме-

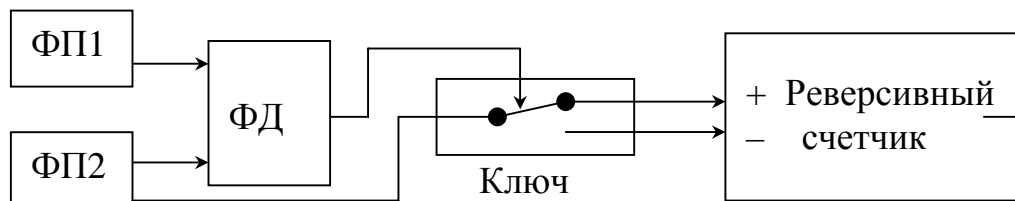


Рис. 2.27

няется и знак разности фаз сигналов, снимаемых с двух фотоприемников. Таким образом, определение знака разности фаз фазовым детектором (ФД) дает информацию о направлении вращения КЛ. Наличие информации о направлении вращения позволяет производить реверсивное суммирование периодов выходного сигнала ЛГ (т. е. суммирование с учетом знака направления вращения). При этом выходной сигнал ФД используется для переключения выходного сигнала ЛГ с одного входа реверсивного счетчика на другой (рис. 2.27). После разделения сигнала производится счет периодов реверсивным счетчиком, который суммирует их с учетом знака. Реверсивный счет позволяет правильно определять угловое перемещение объекта, на котором расположен ЛГ, при его движении с изменениями знака угловой скорости.

2.8. Знакопеременное начальное смещение

Использование ЛГ в навигационных системах требует от него возможности измерения малых скоростей вращения, лежащих в том числе и в области зоны захвата. На первых этапах разработки ЛГ эта задача решалась посредством введения искусственного “начального” расщепления частот встречных волн (создания “подставки”) (рис. 2.28). При этом измерение скорости вращения Ω производилось с использованием очевидных соотношений:

$$\Delta v = K\Omega + \Delta v_{\text{н}}, \quad \Omega = \frac{1}{K}(\Delta v - \Delta v_{\text{н}}).$$

Из этих выражений следует, что для обеспечения малой погрешности измерений необходимо добиваться стабильности величины $\Delta v_{\text{н}}$ (подставки). Для реализации начального смещения, в принципе, можно использовать любые невзаимные эффекты в резонаторе КЛ. Устройства, реализующие начальное

смещение, называются невзаимными элементами. При развитии лазерной гироскопии для создания невзаимных элементов (НЭ) использовались такие явления, как эффект Физо, эффект Лэнгмюра, эффект Фарадея. Наиболее широко использовались НЭ на основе эффекта Фарадея, который состоит в изменении коэффициента преломления магнитооптической

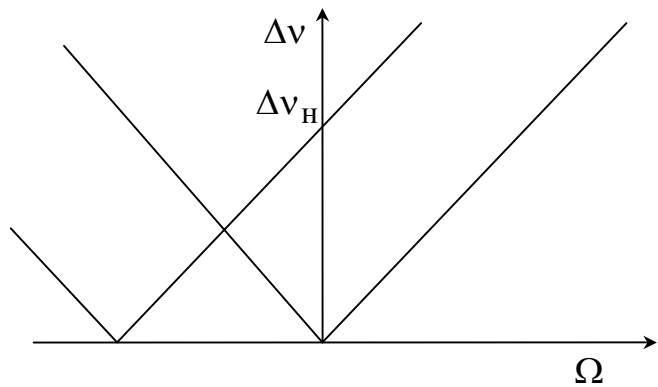


Рис. 2.28

среды (в качестве такой среды обычно использовалась пластинка из плавленного кварца) для света с круговой поляризацией при помещении этой среды в продольное магнитное поле. Встречные волны с ортогональными круговыми поляризациями (направление вращения вектора электрического поля в противоположных направлениях) получают набег фазы с противоположными знаками. Если собственными поляризациями кольцевого резонатора являются линейные поляризации, круговые поляризации создаются за счет установки с обеих сторон от магнитооптической среды пластинок $\lambda/4$, преобразующих линейную поляризацию в круговую.

Постоянное начальное смещение, создаваемое с помощью НЭ, не позволяет реализовывать ЛГ с высокими точностными характеристиками. Как правило, нестабильность дрейфа ЛГ с НЭ оказывается в лучшем случае на уровне $0,1^\circ/\text{ч}$. Причинами такой нестабильности дрейфа являются чувствительность НЭ к изменению температуры, нестабильность магнитного поля, неточность преобразования поляризации фазовыми пластинками и ряд других эффектов.

В настоящее время, чаще всего для уменьшения влияния связи встречных волн на работу ЛГ, используется метод знакопеременного начального смещения. Идея знакопеременного начального смещения состоит в том, что при смещении рабочей точки выходной характеристики КЛ по периодическому закону лазер большую часть времени находится вне зоны захвата и чувствует в это время входную скорость вращения (рис. 2.29). И лишь малую часть периода изменения начального смещения КЛ находится в зоне захвата. При этом, очевидно, что чем больше амплитуда изменения смещения и чем быстрее КЛ проходит через зону захвата, тем меньше влияние зоны захвата

на ЛГ. Оптимальной, с этой точки зрения, является прямоугольная форма за-

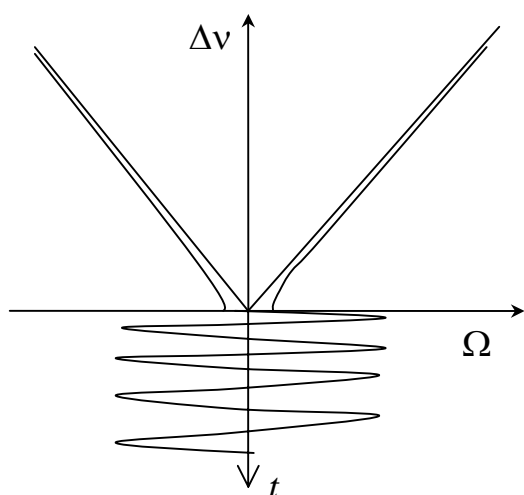


Рис. 2.29

кона изменения начального смещения, так как в данном случае время нахождения в зоне захвата равно нулю.

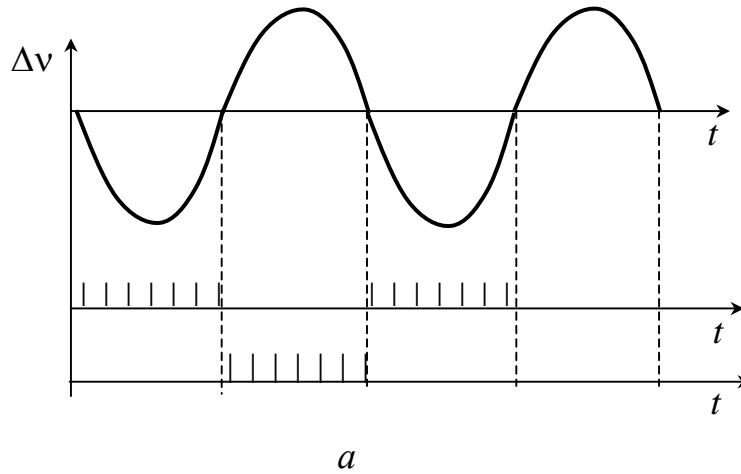
Знакопеременное начальное смещение может быть создано двумя путями. Одним из них является создание переменного магнитного поля, накладываемого на невзаимный элемент. В этом случае может быть реализован любой закон изменения начального смещения (прямоугольный, синусои-

дальный и др.). Однако при этом сохраняются многие из недостатков, присущих ЛГ с НЭ (влияние внешнего магнитного поля и др.). Кроме того, закон изменения начального смещения обязательно должен быть строго симметричным, так как отсутствие симметрии дает накопления ошибки (дрейф ЛГ).

Второй путь заключается в реализации механических крутильных колебаний КЛ. В этом случае КЛ устанавливается на специальную конструкцию, совершающую вынужденные колебания (с помощью электромагнита или пьезокерамических преобразователей) на собственной резонансной частоте. Преимущества механической знакопеременной подставки “виброподставки” заключаются в отсутствии НЭ в резонаторе и отсутствии “накапливания” подставки, так как средняя точка механических колебаний КЛ не может сместиться относительно основания прибора. Недостатком данного способа является нежесткость крепления КЛ и, следовательно, чувствительность к ударам.

Знакопеременная подставка требует обязательного реверсивного счета для ее исключения и выделения полезного входного сигнала. При этом необходимо считать периоды разностной частоты за целое число периодов подставки. При отсутствии входного сигнала и симметричной подставки суммирование за период даст нуль (рис. 2.30, а). При наличии скорости вращения ЛГ, которую необходимо измерять (рис. 2.30, б), суммирование за период подставки даст не нуль, а число импульсов, характеризующее измеряемую угловую скорость. В случае виброподставки сложная электроника реверсивного счета может быть заменена оптической схемой компенсации подставки.

При этом призма сложения и фотоприемник устанавливаются на основание ЛГ и разность фаз встречных волн, создаваемая виброподставкой, компенси-



руется изменением оптической длины хода одного из лучей КЛ в призме сложения.

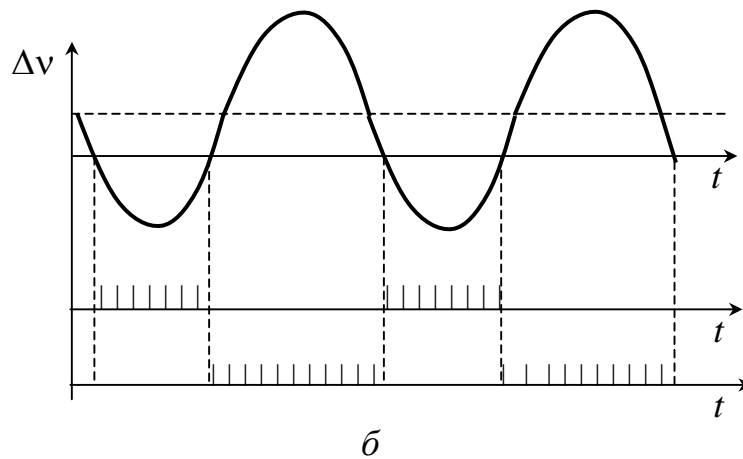


Рис. 2.30

Рассмотрим формально работу ЛГ с механической знакопеременной подставкой. Пусть колебания КЛ происходят по закону $\theta(t) = \theta_0 \sin \omega_{\Pi} t$. Тогда разность собственных частот резонатора для встречных волн определяется выражением

$$\Delta f(t) = 2\pi K\Omega = \tilde{K} \frac{d\theta}{dt} = \Delta\omega_{\Pi} \cos \omega_{\Pi} t,$$

где $\Delta\omega_{\Pi} = 2\pi\Delta\nu_{\Pi} = 2\pi K\theta_0\omega_{\Pi}$.

Чтобы определить выходную характеристику КЛ при использовании знакопеременной подставки вернемся к выражению (2.10) для разности фаз встречных волн в КЛ с учетом их связи за счет рассеяния:

$$\frac{d\psi}{dt} + \Delta\omega_3 \sin \psi = \Delta\omega .$$

Под $\Delta\omega$ здесь понимаем расщепление частот встречных волн за счет угловых перемещений, подлежащих измерению (полезный эффект), а также за счет невязимностей, создающих сдвиг нуля. При знакопеременной подставке в правую часть уравнения необходимо добавить расщепление, обусловленное угловыми колебаниями КЛ:

$$\frac{d\psi}{dt} + \Delta\omega_3 \sin \psi = \Delta\omega + \Delta\omega_{\Pi} \cos \omega_{\Pi} t \quad (2.15)$$

Точного решения уравнения (2.15) получить нельзя. Поэтому для получения результата воспользуемся следующим подходом. Запишем интеграл данного уравнения в виде

$$\psi(t) = \Delta\omega t + \frac{\Delta\omega_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \sin(\omega_{\Pi} t) + \delta(t),$$

где $\delta(t)$ интеграл от $\Delta\omega_3 \sin \psi$. Для неизвестной функции $\delta(t)$ найдем следующее уравнение:

$$\dot{\delta}(t) = \Delta\omega_3 \sin \left(\Delta\omega t + \frac{\Delta\omega_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \sin(\omega_{\Pi} t) + \delta(t) \right).$$

Решение этого уравнения можно получить разложением в ряд Фурье по функциям Бесселя. Считая, что расщепление частот за счет вращения ЛГ и зона захвата много меньше частоты виброподставки и проводя усреднение за целое число периодов виброподставки, приближенно получаем для средней разности фаз встречных волн:

$$\frac{d\bar{\psi}}{dt} = \Delta\omega + \Delta\omega_3 J_k \left(\frac{\Delta\omega_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \right) \sin \bar{\psi}, \quad (2.16)$$

где J_k – функция Бесселя k -го порядка. Сравнивая уравнение (2.16) с исходным уравнением для ψ (2.10), видим, что при использовании знакопеременной подставки зона захвата изменяет свою величину. Для определения этой величины введем понятие динамической зоны захвата $\Delta\omega_{3д}$:

$$\Delta\omega_{3д} = \Delta\omega_3 \left| J_k \left(\frac{\Delta\omega_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \right) \right| = \Delta\omega_3 |J_k(\tilde{K}\theta_0)|.$$

Зависимость $\Delta\omega_{3д}$ от параметра $\tilde{K}\theta_0$ показывает, что при определенных амплитудах угловых колебаний КЛ динамическая зона захвата обращается в

нуль. Однако реально этого не происходит из-за всегда существующих флуктуаций амплитуды колебаний. Поэтому для уменьшения зоны захвата стремятся достичь как можно больших значений амплитуды колебаний. При $\Delta\omega_{\Pi} / \omega_{\Pi} \gg 1$ для функции Бесселя можно использовать ее асимптотическое выражение

$$J_k(\tilde{K}\theta_0) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi\tilde{K}\theta_0}} \cos(\tilde{K}\theta_0 - \frac{1}{2}k\pi - \frac{\pi}{4}), \quad (2.17)$$

откуда следует, что при больших амплитудах колебаний динамическая зона захвата не превышает значения

$$\Delta\omega_{зд} \leq \Delta\omega_3 \sqrt{\frac{2}{\pi\tilde{K}\theta_0}}.$$

Для типичных параметров виброподставки динамическая зона захвата в 50...100 раз меньше обычной статической.

Нелинейный характер полученных уравнений приводит к тому, что наряду с уменьшением зоны захвата введение виброподставки создает дополнительные зоны нелинейности в выходной характеристике КЛ. Уравнение (2.16) имеет следующие решения для средней разности фаз встречных волн:

$$\frac{d\bar{\psi}}{dt} = \begin{cases} k\omega_{\Pi} & \text{при } |\Delta\omega - k\omega_{\Pi}| \leq |\Delta\omega_3 J_k(\tilde{K}\theta_0)| \\ k\omega_{\Pi} \pm \sqrt{(\Delta\omega - k\omega_{\Pi})^2 - (\Delta\omega_3 J_k(\tilde{K}\theta_0))^2} & \text{при } |\Delta\omega - k\omega_{\Pi}| \geq |\Delta\omega_3 J_k(\tilde{K}\theta_0)|. \end{cases}$$

Полученные решения нужно интерпретировать следующим образом. В том случае, когда разность частот встречных волн $\Delta\omega$ становится близка к целому числу частот виброподставки $k\omega_{\Pi}$, происходит их взаимная синхронизация, т.е. в некоторой области скорости вращения $\Delta\omega = k\omega_{\Pi}$. Таким образом, одновременно с существенным уменьшением зоны захвата в выходной характеристике появляются так называемые полочки – своеобразные зоны захвата, обусловленные синхронизацией разности частот встречных волн частотой виброподставки и ее гармониками (рис. 2.31).

Нелинейность выходной характеристики КЛ, обусловленная наличием виброподставки, может быть существенно снижена добавлением шумовой составляющей в колебательное движение КЛ. Рассмотрим механизм воздействия шумовой составляющей виброподставки, используя асимптотическое выражение для функции Бесселя (2.17). Если $\tilde{K}\theta_0$ имеет значение порядка 1000, что соответствует амплитуде угловых колебаний порядка 3', то не-

большие беспорядочные изменения этой величины будут приводить к тому,

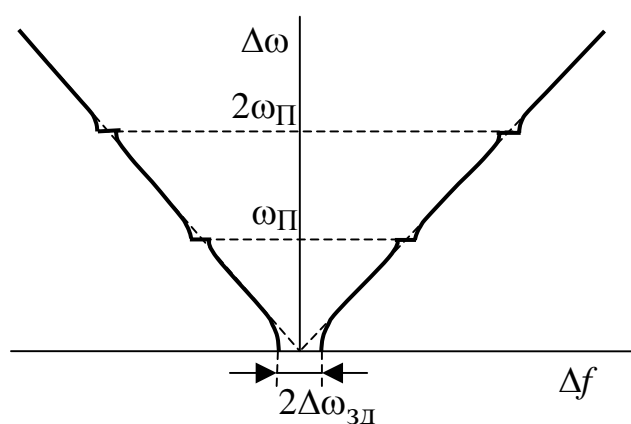


Рис. 2.31

что за несколько периодов колебаний выражение (2.17) даст, в среднем, нуль. Это означает, что нелинейность выходной характеристики (т. е. “полочки”) полностью исчезает, в том числе исчезает и нулевая “полочка”. В результате, динамическая зона захвата обращается в нуль. Для получения данного результата

достаточно иметь шумовые колебания величины θ_0 с амплитудой менее 1%. Таким образом, при ошумлении виброподставки достигается практически идеальная выходная характеристика КЛ

$$\bar{\psi} = \Delta\omega t.$$

Однако использование виброподставки, и тем более с ее ошумлением, приводит к некоторому увеличению случайной составляющей погрешности измерений. Такое увеличение обусловлено многократными проходами через зону захвата, каждый из которых сопровождается некоторым измерением разности фаз, а также введением шума в угловые колебания КЛ. В результате, разность $\bar{\psi}$ имеет случайную (шумовую) составляющую, осреднение которой во времени дает ошибку с дисперсией, пропорциональной времени осреднения.

Несмотря на очевидные достоинства виброподставки как способа линеаризации выходной характеристики ЛГ, многолетний опыт работы позволил выявить и ряд серьезных недостатков:

- значительные тангенциальные ускорения элементов конструкции ЛГ, приближающиеся к 30 g;
- возбуждение сопутствующих механических колебаний;
- значительный уровень случайного дрейфа, не позволяющий приблизиться к потенциальной точности ЛГ.

Стремление устранить перечисленные недостатки привело к разработке модифицированного реверсивного вращения ЛГ, при котором он совершает несколько оборотов с постоянной угловой скоростью в одну сторону, например по часовой стрелке, а затем “мгновенно” (менее чем за 0,1 с) меняет

направление вращения на противоположное и далее совершает столько же оборотов против часовой стрелки. По существу, выходная характеристика ЛГ модулируется биполярной последовательностью прямоугольных импульсов (меандр). Этот метод в зарубежной литературе получил название “Carouselled” или “Rate Bias”. Основное преимущество метода состоит в уменьшении времени нахождения ЛГ в зоне захвата. Действительно, если обозначить через N число проходов через зону захвата, то при обычной виброподставке на частоте 400 Гц величина N за 1 ч составит:

$$N_{\text{вибр}} = 400 \cdot 2 \cdot 3600 \approx 3 \cdot 10^6$$

В то же время в режиме реверсивного (Carouslled) движения со скоростью 50°/с и двумя оборотами в каждую сторону найдем также за 1 ч значение

$$N_{\text{рев}} = \frac{50}{720} \cdot 3600 = 250.$$

В результате, случайный дрейф может быть уменьшен более чем на порядок. На сегодня реверсивный метод относится к числу наиболее эффективных путей приближения к потенциальной точности ЛГ и используется при создании наиболее точных (в основном морских) БИНС с классами точности до 1 мили/сут. Правда, следует отметить, что данный метод требует увеличения габаритов БИНС.

2.9. Стабилизация частоты генерации

Одним из параметров, существенно влияющим на работу ЛГ, является частота генерации КЛ, или расстройка частоты генерации относительно центра линии. Как было показано, выходная характеристика КЛ (масштабный коэффициент, сдвиг нуля, нелинейность) существенно зависит от коэффициента усиления активной среды и ее дисперсии. Усиление же и, соответственно, дисперсия являются функциями расстройки генерации относительно центра линии.

Значительные изменения частоты генерации могут привести к изменению модового состава. При этом область генерации (частотная область, в которой $G > \mu$) должна быть больше межмодового расстояния c/L . Переход от одномодового режима генерации к двухмодовому создает вследствие разности параметров мод (прежде всего, разности расстроек) различие в выходных характеристиках, т. е. наблюдаются две разности частот встречных волн (рис. 2.32). Поскольку отличие разностной частоты от идеальной всегда уменьшается с увеличением Ω , то и разность разностных частот двух мод тоже уменьшается с ростом Ω . При определенных значениях Ω , когда разность разностных частот становится мала, происходит синхронизация разностных частот. При этом частота, на которой синхронизируются разностные частоты, отличается от разностной частоты, соответствующей одномодовому случаю. Вследствие этого переход из одномодового режима в двухмодовый и любые другие изменения модового состава всегда приводят к резкому изменению разностной частоты, причем в этом случае изменяются все параметры выходной характеристики ($K, \Delta\nu_0, \Delta\omega_3$). Изменения $\Delta\nu$, обусловленные изме-

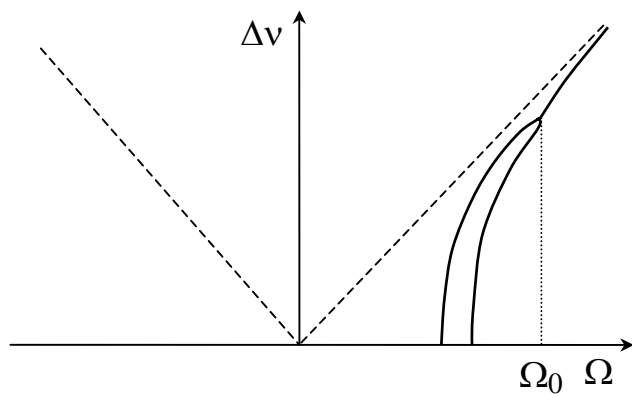


Рис. 2.32

нением модового состава, весьма велики и обычно превышают флуктуации, создаваемые другими источниками погрешностей. Так, например, относительное изменение масштабного коэффициента при переходе из одномодового режима в двухмодовый составляет $\sim 10^{-4}$ и приводит к скачкообразному из-

менению разностной частоты.

Перечисленные факторы свидетельствуют о том, что нормальное функционирование ЛГ невозможно без стабилизации частоты генерации. Поскольку частота генерации определяется длиной резонатора и соответствующей собственной частотой резонатора (внутри линии усиления):

$$\nu_q = q \frac{c}{L}; \quad \frac{\delta \nu_q}{\nu_q} = \frac{\delta L}{L},$$

для поддержания стабильной частоты генерации необходимо компенсировать изменение L с помощью управляемого элемента (систему стабилизации частоты генерации часто называют системой регулирования периметра). Таким элементом обычно является пьезокерамический преобразователь, изменяющий свою длину при подаче на него напряжения. На него крепится одно из зеркал резонатора КЛ (рис. 2.33), которое, перемещаясь вместе с преобразователем, изменяет L . Для стабилизации частоты генерации необходимо иметь некоторый репер, опорную линию, относительно которой можно было бы определять уходы частоты генерации. Простейшим репером, используемым для стабилизации периметра, является вершина зависимости выходной мощности от частоты генерации. На пьезокерамический преобразователь подается переменное напряжение небольшой амплитуды U_{Π} , создающее поисковый сигнал (рис. 2.34). За счет поискового сигнала выходная мощность КЛ имеет переменную составляющую, фаза которой зависит от того, с какой стороны от центра линии находится частота генерации, а амплитуда – насколько далеко она от центра линии.

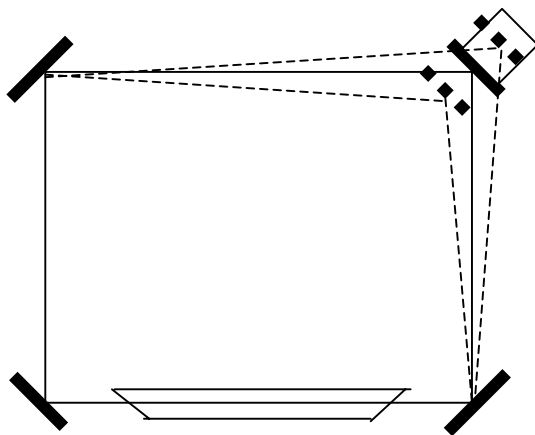


Рис. 2.33

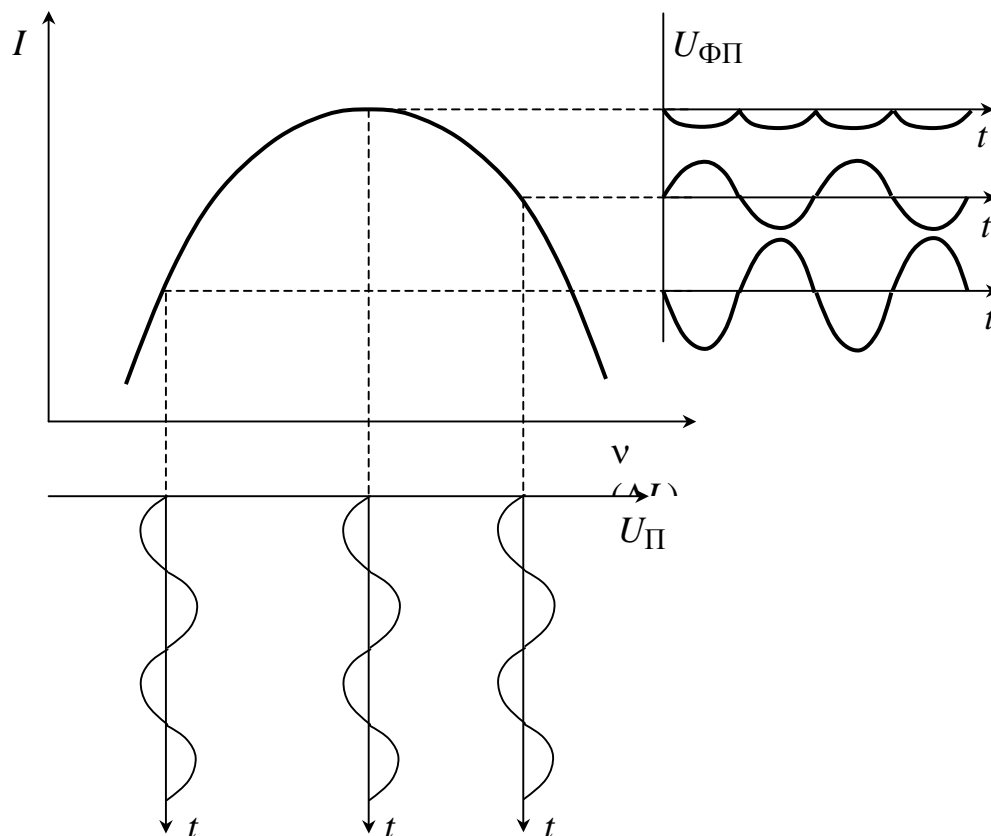


Рис. 2.34

Система стабилизации строится по следующей схеме (рис. 2.35). Переменная составляющая интенсивности одного из выходных лучей КЛ регистрируется фотоприемником ФП, усиливается в предварительном усилителе ПУ и подается на синхронный детектор СД.

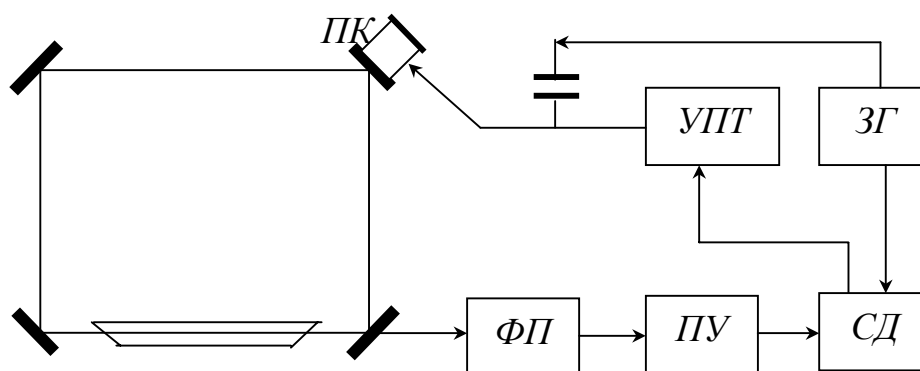


Рис. 2.35

В качестве опорного сигнала на СД подается сигнал со звукового генератора ЗГ, используемого в качестве источника поискового сигнала. СД вырабатывает сигнал постоянного тока, знак которого определяется соотношением фаз

входных сигналов, а значение – амплитудой переменной составляющей сигнала ФП. Фактически на выходе СД мы имеем сигнал, пропорциональный производной dI/dv . На вершине контура мощности $dI/dv = 0$ и соответственно значение сигнала, подаваемого через усилитель постоянного тока УПТ на пьезокерамический преобразователь ПК, также равно нулю.

Следует отметить, что система стабилизации поддерживает постоянной величину периметра L . При этом стороны резонатора могут изменяться произвольным образом с соответствующим изменением амплитуд и фаз коэффициентов связи (см. 2.6.). С этой точки зрения одновременно со стабилизацией периметра резонатора необходимо проводить регулировку длин его сторон, направленную на минимизацию связи встречных волн и зоны захвата. Такая регулировка осуществляется посредством установки еще одного зеркала на пьезокерамический преобразователь (рис. 2.36). В качестве сигнала ошибки используется глубина модуляции интенсивности выходного луча КЛ, обусловленная связью встречных волн (см. рис. 2.16). Система минимизации зоны захвата СМЗЗ подает постоянные напряжения разных знаков на два пьезокерамических преобразователя ПК. При этом зеркала перемещаются в противоположных направлениях, сохраняя периметр неизменным, но варьируя длины сторон резонатора. В результате изменяются расстояния между рассеивающими центрами (зеркалами) и как следствие изменяются суммарные рассеянные волны. Одновременно с этим процессом система стаби-

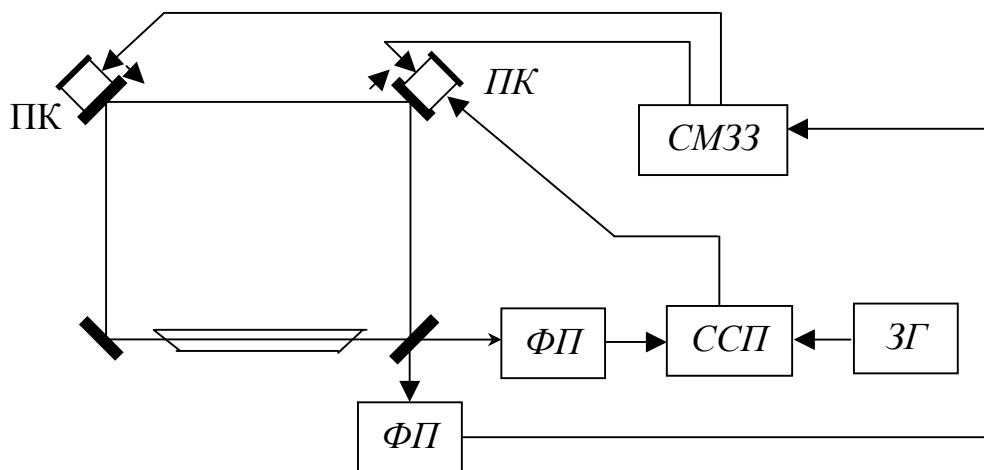


Рис. 2.36

лизации периметра ССП осуществляет стабилизацию частоты генерации.

2.10. Потенциальная точность лазерного гироскопа

Источники погрешностей измерения угловой скорости ЛГ делятся на две группы – технические и естественные. Технические погрешности или флуктуации параметров КЛ обусловлены вибрациями, изменением температуры, колебаниями тока разряда и другими причинами конструктивно-технологического характера. Технические флуктуации могут быть снижены и, в принципе, ликвидированы полностью. Естественные флуктуации, определяющие предельно достижимую точность ЛГ, обусловлены принципиально неустранимыми причинами – квантовым характером излучения (в основном спонтанного излучения) и атомной структурой вещества резонатора, приводящей к колебаниям длины резонатора.

Рассмотрим ширину линии выходного сигнала КЛ или нестабильность частоты генерации из-за естественных флуктуаций. Как отмечалось ранее, частота генерации определяется значением собственной частоты резонатора, доплеровским уширением, естественной шириной линии излучения, шириной линии резонатора.

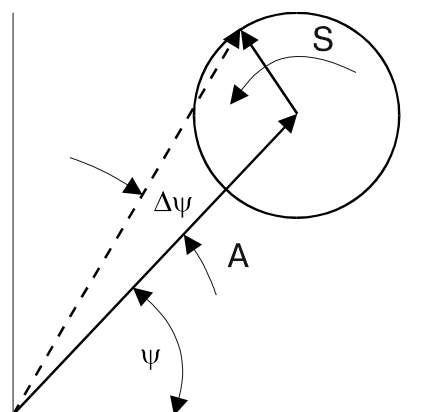


Рис. 2.37.

При отсутствии технических флуктуаций (т. е. линия резонатора неподвижна) ширина линии генерации зависит в основном от ширины линии резонатора. При этом в процессе генерации происходит как бы самосужение линии излучения, так как наибольшее усиление (наиболее выгодные условия для генерации) наблюдается в центре линии резонатора. Однако такое сужение ограничено наличием спонтанного излучения, состоящего из некогерентных фотонов со случайной фазой. Суперпозиция когерентного вынужденного излучения со спонтанным излучением дает уширение спектральных линий встречных волн КЛ, что, в свою очередь, проявляется в сигнале биений. Проиллюстрируем этот эффект наглядной диаграммой. Если представить одну из встречнобегающих волн в форме вектора **A**, то спонтанная эмиссия **S**, складываясь с вектором **A** в произвольной фазе (рис. 2.37), приводит к случайным вариациям фазы $\Delta\psi$.

Анализ показывает, что ширина линии генерации $\delta\nu_0$ определяется выражением

$$\delta\omega_0 \cong \frac{\hbar\omega_{ab}}{2P}(\Delta\omega_c)^2,$$

где $\Delta\omega_c$ – ширина линии резонатора, P – мощность генерации, теряемая в резонаторе (в основном за счет поглощения и пропускания зеркал).

Работа КЛ с учетом естественных флуктуаций может быть описана введением соответствующих источников флуктуаций в уравнение для разности фаз встречных волн

$$\dot{\psi} = \tilde{K}\Omega + F(t) = \Delta\omega + F_1(t) + F_2(t) \quad (2.18)$$

где $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – источники флуктуаций фаз электромагнитных полей встречных волн, обусловленных спонтанным излучением. Поскольку время жизни атомов активной среды много меньше постоянной затухания поля в резонаторе, источники флуктуаций можно считать стационарными случайными процессами в виде белого гауссовского шума с нулевым средним. Корреляционная функция каждого из этих случайных процессов является дельта-функцией

$$\langle F_i(u)F_i(v) \rangle = D \delta(u-v).$$

Здесь $\langle \rangle$ – обозначение осреднения по времени, $i = 1, 2$. Электромагнитные поля спонтанного излучения в модах встречных волн являются статистически независимыми, поэтому $\langle F_i(u)F_k(v) \rangle = 0$, $i \neq k$.

Анализ показывает, что дисперсия D равна естественной ширине линии излучения $\delta\omega_0$. Разность фаз встречных волн найдем, интегрируя (2.18), в виде

$$\psi(t) = \Delta\omega t + \int_0^T [F_1(t') + F_2(t')] dt'.$$

Учитывая, что $F_i(t)$ являются случайными процессами с нулевым средним, найдем среднюю во времени разность фаз в виде

$$\langle \psi(t) \rangle = \Delta\omega t + \int_0^T \langle F_1(t') + F_2(t') \rangle dt' = \Delta\omega t.$$

Тогда средний квадрат флуктуаций разности фаз при ее измерении в течение времени T находим как

$$\begin{aligned}
D_{\delta\psi}(t) &= \langle (\delta\psi(t))^2 \rangle = \langle (\psi(t) - \Delta\omega t)^2 \rangle = \left\langle \left(\int_0^T [F_1(t') + F_2(t')] dt' \right)^2 \right\rangle = \\
&= \left\langle \int_0^T [F_1(t') + F_2(t')] dt' \int_0^T [F_1(t'') + F_2(t'')] dt'' \right\rangle = 2 \int_0^T \int_0^T \langle F(t') F(t'') \rangle dt' dt'' = \\
&= 2 \int_0^T \int_0^T D \delta(t' - t'') dt' dt'' = 2DT.
\end{aligned}$$

Здесь учтено, что $\langle F_1(t') F_1(t'') \rangle = \langle F_2(t') F_2(t'') \rangle = \langle F(t') F(t'') \rangle$, а также некоррелированность $\langle F_1(t') F_2(t'') \rangle = 0$.

Полученное выражение показывает, что дисперсия флуктуаций разности фаз пропорциональна времени измерения T , т. е. флуктуации разности фаз, обусловленные наличием спонтанного излучения, накапливаются во времени. Эта закономерность хорошо известна и всегда имеет место, когда происходит интегрирование “белого шума”. Такой процесс обычно называют диффузией фазы, или случайным дрейфом. Обычно вводят так называемый коэффициент случайного дрейфа R , который определяют через среднеквадратичное отклонение флуктуаций разности фаз, поделенное на корень из времени измерения:

$$R_{\delta\psi} = \frac{\left(\langle (\delta\psi)^2 \rangle \right)^{1/2}}{\sqrt{T}} = \frac{\sigma_{\delta\psi}}{\sqrt{T}} = \sqrt{\frac{D_{\delta\psi}}{T}} = \sqrt{2D}.$$

Учитывая, что дисперсия D (коэффициент диффузии фазы) равна ширине линии, обусловленной спонтанным излучением, находим

$$R_{\delta\psi} = \Delta\omega_c \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P}}.$$

Коэффициент случайного дрейфа определяет минимально достижимые флуктуации разности фаз встречных волн (при устранении всех технических источников флуктуации) и, соответственно, предельную точность ЛГ. Поскольку точность ЛГ обычно оценивают через погрешность измерения скорости вращения Ω или угла поворота θ , коэффициент случайного дрейфа удобно представить через ошибку измерения угла поворота θ . Для этого исходное выражение (2.18) поделим на масштабный коэффициент \tilde{K} и получим коэффициент случайного дрейфа в виде

$$R_{\theta} = \frac{\Delta\omega_c}{\tilde{K}} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{P}}.$$

Оценки удобнее проводить, используя мощность $P_{\text{ВЫХ}}$ на выходе одного из зеркал резонатора с известным пропусканием T_3 . Обозначая общие потери в резонаторе через μ , свяжем полную теряемую мощность P с $P_{\text{ВЫХ}}$:

$$P_{\text{ВЫХ}}/P = T_3/\mu.$$

Поскольку ширину линии резонатора $\Delta\omega_c$ можно выразить через добротность резонатора Q :

$$\Delta\omega_c = \frac{\omega}{Q} = \frac{c\mu}{L},$$

найдем коэффициент случайного дрейфа $\left[\frac{\text{рад}}{\sqrt{\text{с}}} \right]$ в виде

$$R_{\theta} = \frac{c}{\tilde{K}L} \left(\frac{\hbar\omega\mu T_3}{P_{\text{ВЫХ}}} \right)^{1/2}.$$

Оценим коэффициент случайного дрейфа для следующих параметров ЛГ: $L = 20$ см; $\mu = 4 \cdot 10^{-4}$; $T_3 = 10^{-4}$; $P_{\text{ВЫХ}} = 50$ мкВт. Подставив эти значения в выражение для R_{θ} , получим:

$$R_{\theta} = 6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\text{рад}}{\sqrt{\text{с}}} \right) = 0,012 \left(\frac{''}{\sqrt{\text{с}}} \right) = 0,0002 \left(\frac{^{\circ}}{\sqrt{\text{ч}}} \right).$$

Таким образом, для ЛГ с приведенными выше параметрами спонтанное излучение приводит к ошибке измерения угла за час порядка $(2 \cdot 10^{-4})^{\circ}$. Для сравнения напомним, что Земля за час поворачивается на 15° и, следовательно, ЛГ с предельными точностными характеристиками обеспечивает чрезвычайно высокую точность инерциальных измерений углов и угловых скоростей.

2.11. Случайный дрейф за счет использования виброподставки

Использование виброподставки, и тем более с ее ошумлением, приводит к некоторому увеличению случайной составляющей погрешности измерений. Такое увеличение обусловлено многократными проходами через зону захвата, каждый из которых сопровождается некоторым измерением разности фаз, а также введением шума в угловые колебания КЛ. В результате, раз-

ность $\bar{\psi}$ имеет случайную (шумовую) составляющую, осреднение которой во времени дает ошибку с дисперсией, пропорциональной времени осреднения. Обозначим случайную составляющую разности фаз, как $\delta\psi$, т. е. $\delta\psi = |\bar{\psi} - \Delta\omega t|$. Из (2.16) можем выразить $\delta\psi$ в следующем виде

$$\delta\psi = |\bar{\psi} - \Delta\omega t| = \left| \int_0^T \Delta\omega_3 J_k(\tilde{K}\theta_0, t') \sin \bar{\psi} dt' \right|.$$

Определим дисперсию величины $\delta\psi$:

$$D_{\delta\psi} = \left\langle (\bar{\psi} - \Delta\omega t)^2 \right\rangle = \left\langle \int_0^T \int_0^T (\Delta\omega_3)^2 J_k(\tilde{K}\theta_0, t') J_k(\tilde{K}\theta_0, t'') \sin \bar{\psi}(t') \sin \bar{\psi}(t'') dt' dt'' \right\rangle.$$

Функция $J_k(\tilde{K}\theta_0, t)$ является случайной функцией. Будем считать ее флуктуации некоррелированными на временах, больших половины периода виброподставки. Это предположение основывается на том факте, что, как уже отмечалось, в течение периода виброподставки происходит два прохода через зону захвата с соответствующими малыми флуктуациями разности фаз. Поэтому временное усреднение в приведенном выражении для дисперсии $\delta\psi$ можно отнести только к произведению двух функций Бесселя и получить (с учетом разложения (2.17)) соответствующую корреляционную функцию:

$$\left\langle J_k(\tilde{K}\theta_0, t') J_k(\tilde{K}\theta_0, t'') \right\rangle = \frac{\omega_{\Pi}}{\pi \Delta\omega_{\Pi}} e^{-\frac{|t'-t''|}{\tau_{\Pi}}},$$

где τ_{Π} – период виброподставки.

Подставляя полученную корреляционную функцию в выражение для дисперсии $\delta\psi$, получаем

$$D_{\delta\psi} = (\Delta\omega_3)^2 \sin^2 \psi \frac{\omega_{\Pi}}{\pi \Delta\omega_{\Pi}} \int_0^T \int_0^T e^{-\frac{|t'-t''|}{\tau_{\Pi}}} dt' dt'' \cong \frac{2(\Delta\omega_3)^2}{\Delta\omega_{\Pi}} T \sin^2 \psi.$$

Значение $\sin^2 \psi$ на больших временах осреднения T можно заменить на $1/2$. Тогда окончательно получаем

$$D_{\delta\psi} = \frac{(\Delta\omega_3)^2}{\Delta\omega_{\Pi}} T \text{ или } \sigma_{\delta\psi} = \frac{\Delta\omega_3}{\sqrt{\Delta\omega_{\Pi}}} \sqrt{T}.$$

Полученный результат говорит о том, что виброподставка с ошумлением, ликвидируя зону захвата и нелинейность выходной характеристики в це-

лом, приводит одновременно к появлению дополнительного шума в выходном сигнале КЛ, воспринимаемого как случайный дрейф ЛГ. Коэффициент случайного дрейфа определяем по аналогии с определением коэффициента случайного дрейфа с учетом спонтанного излучения (см. 2.10) в виде

$$R = \frac{\sigma_{\delta\psi}}{\sqrt{T}} = \frac{\Delta\omega_3}{\sqrt{\Delta\omega_{\Pi}}}.$$

Ошибку измерения угла поворота ЛГ за время T найдем, поделив R на масштабный коэффициент:

$$\sigma_{\theta} = \frac{R}{\tilde{K}} \sqrt{T} = R_{\theta} \sqrt{T}. \quad (2.19)$$

Оценим значение R_{θ} , обусловленного наличием виброподставки с ошумлением. Для резонатора квадратной формы со стороной порядка 10 см $\tilde{K} \cong 10^6$. Типичными параметрами виброподставки являются частота $\omega_{\Pi}/2\pi = 400$ Гц и амплитуда θ_0 порядка 3'. Тогда, подставив эти значения в выражение для R_{θ} , получаем

$$R_{\theta} = 0,1 \text{ } ^{\circ}/\sqrt{\text{с}} = 0,002 \text{ } ^{\circ}/\sqrt{\text{ч}}.$$

Следует отметить, что с точки зрения процедуры определения точностных характеристик ЛГ, случайный дрейф, обусловленный виброподставкой, ничем не отличается от случайного дрейфа за счет квантовых флуктуаций излучения.

2.12. Точностные характеристики современных лазерных гироскопов

Ранее показано, что потенциальная точность ЛГ весьма высока, однако реально ЛГ характеризуется значительно большими значениями погрешностей. Определим основные источники технических флуктуаций в КЛ. В значительной степени условно их можно разбить на три группы.

1. Источники флуктуаций первой группы связаны с изменением температуры корпуса ЛГ (на котором крепятся зеркала резонатора) за счет изменения температуры окружающей среды или температуры активной среды. Изменение температуры корпуса ЛГ приводит, как правило, к деформациям резонатора. Вследствие этого в КЛ происходят следующие явления.

Изменяется длина периметра и соответствующим образом изменяется частота генерации. (Влияние изменения частоты генерации на характеристики КЛ рассматривались ранее.) Вторым явлением, сопровождающим деформацию резонатора, является изменение потерь. Потери в резонаторе в значительной мере определяют уровень интенсивности генерации, которая, в свою очередь, входит в выражения для всех коэффициентов выходной характеристики КЛ. Таким образом, деформация резонатора через частоту генерации и потери изменяет выходную характеристику КЛ. Третьим, едва ли не самым важным явлением, является влияние деформации резонатора на связь встречных волн за счет изменения расстояния между рассеивающими центрами и соответствующего изменения эффективных коэффициентов связи (см. 2.6). Частично этот эффект компенсируется при использовании системы минимизации зоны захвата. Четвертым фактором, связанным с деформацией резонатора, является изменение значения дифракционного расщепления частот встречных волн, что обусловлено смещением элементов конструкции резонатора (диафрагм) относительно встречных световых пучков, распространяющихся в резонаторе.

2. Вторая группа источников технических флуктуаций в КЛ связана с нестабильностью тока разряда в активной среде. Флуктуации тока разряда вызывают колебания интенсивностей встречных волн, так как коэффициент усиления активной среды зависит от тока разряда. Поскольку параметры выходной характеристики КЛ зависят от интенсивности генерации, колебания тока разряда приводят к погрешности ЛГ. В том случае, когда активный элемент выполнен в виде двух разрядных промежутков, взаимно некоррелированные колебания тока разряда в них приводят к флуктуациям сдвига нуля.

Рассмотрим основные параметры ЛГ, определяющие его точностные характеристики и подлежащие измерению. К числу таких параметров, прежде всего, нужно отнести дрейф ЛГ и его масштабный коэффициент.

Дрейф ЛГ. Этот параметр определяется сдвигом нуля выходной характеристики ЛГ, поскольку сдвиг нуля представляет собой частоту выходного сигнала ЛГ при отсутствии входной скорости. Скорость вращения, полученная пересчетом из значения сдвига нуля $\Omega_0 = \frac{1}{K} \Delta \nu_0$, представляет собой кажущуюся скорость вращения ЛГ. Она аналогична дрейфу механического гироскопа, поэтому ее и называют обычно дрейфом ЛГ. В иностранной лите-

ратуре часто используется термин “bias” (смещение), который по своему смыслу полностью идентичен (для ЛГ) термину “дрейф”.

Величину дрейфа ЛГ обычно определяют, выставив измерительную ось ЛГ под определенным углом к оси вращения Земли. Ошибка выставки в значительной мере определяет точность измерения дрейфа ЛГ. В том случае, когда измерительная ось ЛГ приблизительно ортогональна оси вращения Земли, ошибка выставки в 1' дает погрешность определения дрейфа 0,004 °/ч. При измерительной оси ЛГ, приблизительно параллельной оси вращения Земли, требования к точности выставки значительно снижаются. В этом случае ошибка выставки в 1° дает погрешность определения дрейфа 0,002 °/ч. Дрейф ЛГ определяют по следующему алгоритму

$$\Omega_0 = \frac{N}{T} \frac{1,296 \cdot 10^6}{2\pi K} - \Omega_3 \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Omega}_3),$$

где $N = \frac{1}{2\pi} \int_0^T \Delta\omega dt$ – число периодов выходного сигнала ЛГ, полученное при

суммировании за время осреднения T , $\mathbf{\Omega}_3$ – вектор скорости вращения Земли, \mathbf{n} – вектор измерительной оси ЛГ. Масштабный коэффициент K должен

быть измерен заранее. Множитель $\frac{1,296 \cdot 10^6}{2\pi K}$ представляет собой угловую

цену периода выходного сигнала ЛГ, выраженную в угловых секундах. Поскольку угловая секунда в секунду равна градусу в час, выражая T в секундах а $\mathbf{\Omega}_3$ в градусах в час, получаем Ω_0 в градусах в час или в угловых секундах в секунду, что в принципе одно и то же. Какую из этих единиц следует выбрать, определяют по времени осреднения T .

При измерении дрейфа ЛГ обычно устанавливают следующие его характеристики:

- постоянную составляющую дрейфа, определяемую как величину Ω_0 , полученную усреднением всех результатов измерений, проводимых обычно в течение нескольких дней или недель;
- нестабильность дрейфа в течение одного запуска, определяемую обычно как среднеквадратичное отклонение значений дрейфа Ω_0 , измеренных на определенных временных отрезках (чаще всего выбирают отрезки времени продолжительностью 1 ч);

- нестабильность дрейфа от включения к включению, которая определяется как среднеквадратичное отклонение средних для каждого запуска значений дрейфа Ω_0 ;
- величину случайного дрейфа, которую определяют через коэффициент случайного дрейфа R (см. 2.10, 2.11). Значение R определяют построением зависимости среднеквадратичного отклонения ошибки измерения углового перемещения $\sigma_\theta(T)$ от времени осреднения T (2.19) и последующей аппроксимацией этой зависимости параболой в соответствии с выражением $\sigma_\theta = R_\theta \sqrt{T}$. Другим вариантом определения коэффициента случайного дрейфа R является построение среднеквадратичного отклонения ошибки измерения угловой скорости $\sigma_\Omega(T)$ как функции времени осреднения T :

$$\sigma_\Omega(T) = \frac{1}{\tilde{K}} \sqrt{\left(\frac{1}{T} \int_0^T \dot{\psi} dt - \frac{\bar{\psi}}{T} \right)^2} = \frac{R}{\sqrt{T}}$$

и также последующей аппроксимацией этой зависимости.

Кроме перечисленных основных характеристик могут также определяться следующие параметры: переходная характеристика дрейфа после включения ЛГ до его выхода на стационарный режим; чувствительность дрейфа к внешним воздействиям (изменение температуры окружающей среды, магнитное поле, ускорение и т.д.); статистические характеристики, которые могут быть представлены в виде спектральной плотности шума.

Масштабный коэффициент. Этот параметр ЛГ определяется посредством вращения ЛГ с постоянной скоростью и измерения числа периодов выходного сигнала за один оборот при вращении поочередно в противоположных направлениях:

$$2\pi K = \frac{1}{2} (N_{2\pi}^+ + N_{2\pi}^-),$$

где $N_{2\pi}^\pm = \int_0^{t_{об}} (\Delta v)^\pm dt$, $t_{об}$ – время оборота, $(\Delta v)^\pm$ – частота выходного сигнала ЛГ при вращении в положительном или отрицательном направлении.

Точность определения масштабного коэффициента зависит в основном от точности фиксации прохождения угла 2π рад (оборота). При погрешности фиксации $1''$ – относительная погрешность измерения масштабного коэффициента

циента составляет $\sim 10^{-6}$. Для масштабного коэффициента измеряются обычно те же характеристики, что и для дрейфа ЛГ, но с одной дополнительной – масштабным коэффициентом как функции скорости вращения.

Современные ЛГ характеризуются относительной нестабильностью масштабного коэффициента на уровне $10^{-6} \dots 10^{-7}$.

2.13. Многочастотные лазерные гироскопы

Уже в середине 60-х гг. была сформулирована идея создания ЛГ с нулевой зоной захвата за счет использования четырехволнового режима для уменьшения связи встречных волн. Патент США, выданный на дифференциальный ЛГ (Differential Laser Gyro System), закрепил за четырехчастотными ЛГ общеизвестную аббревиатуру DILAG. Разработка одного из первых образцов DILAG относится к 1977 г. Промышленное производство четырехчастотных ЛГ начато фирмой “Litton” в 1991 г после приобретения ею технологии создания таких ЛГ, разработанной фирмой “Raytheon Corporation”. В фирме “Litton” четырехчастотный ЛГ получил название “Zero Lock Laser Gyro” (ZLG) – ЛГ с нулевой зоной захвата. С 1991 по 1998 гг. фирмой “Litton” произведено более 1500 промышленных навигационных систем на основе ZLG.

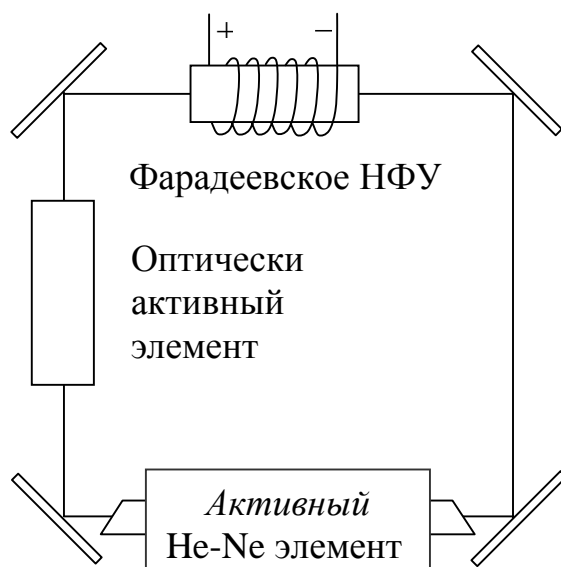


Рис. 2.38

Обобщенная оптико-физическая схема многочастотных ЛГ представлена на рис. 2.38. В плоский резонатор ЛГ введены два элемента: фарадеевская ячейка (невзаимное фазовое устройство НФУ) и ячейка оптически активного кварца (взаимный элемент). Собственными волнами такой системы является пара встречнобежущих волн, каждая из которых содержит две волны – одну с левовращающей и вторую с правовращающей поляризациями. Волны с разными циркулярными поляризациями, проходя через взаимный элемент, испытывают противоположные сдвиги по фазе, что, приводит к их расщеплению по частоте на величину

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\varphi c}{\pi \sum l_i n_i},$$

где $\Delta\varphi$ – сдвиг по фазе между волнами с лево- и правоциркулярной поляризациями; l_i и n_i – длина и показатель преломления i -го участка кольцевого резонатора (рис. 2.38).

Теперь в резонаторе ЛГ существует две встречнобегущие волны (ЛБ – левобегущая, ПБ – правобегущая) с левоциркулярной поляризацией (Л) и две встречнобегущие волны с правоциркулярной поляризацией (П). Волны с левоциркулярной и правоциркулярной поляризацией разнесены по частоте с

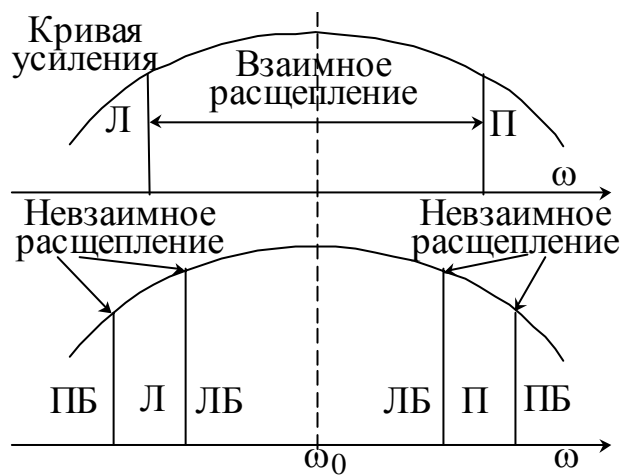


Рис.2.39

помощью взаимного элемента, что соответствует появлению в исходном контуре как бы двух независимых лазерных субгироскопов, собственные волны которых разделены по частоте и состоянию поляризации. Встречные волны каждого из субгироскопов разнесены по частоте с помощью НФУ. Работа каждого из двух выделенных субгироскопов на циркулярных поляризациях создает благоприятные условия для уменьшения связи встречных волн по сравнению с ЛГ на волнах с линейными поляризациями.

Действительно, при обратном рассеянии циркулярно-поляризованной

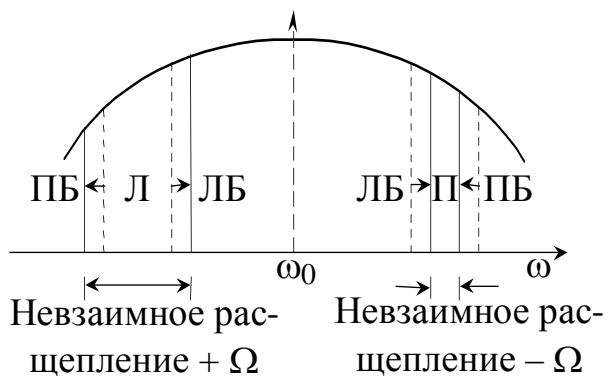


Рис.2.40

волны от зеркала направление вращения электрического вектора меняется на обратное и в идеальном случае прямая и рассеянная волны не взаимодействуют.

Однако в реальных условиях встречные волны имеют не строго круговую, а эллиптическую поляризацию и в обратно рассеянной волне присутствует составляющая, совпадающая по поляризации с прямой волной. Расщепление частот встречнобе-

дающая по поляризации с прямой волной. Расщепление частот встречнобе-

гущих волн с помощью НФУ исключает остаточное влияние связи встречных волн в резонаторе ЛГ. При этом НФУ смещает частоты генерации встречных волн в противоположных направлениях (рис.2.39). В свою очередь взаимный фазовый сдвиг, вызванный вращением ЛГ, приводит к дополнительному расщеплению частот. Но при этом левобегущие волны сдвигаются по оси частот в одну сторону а правобегущие волны – в другую. В результате для левополяризованного субгироскопа расщепление частот за счет вращения добавляется к расщеплению за счет НФУ, а для правополяризованного субгироскопа расщепление частот за счет вращения уменьшает расщепление за счет НФУ (рис.2.40).

В итоге для каждого из субгироскопов с ортогональными круговыми поляризациями разность частот встречных волн составит:

- для субгироскопа с левациркулярной поляризацией

$$\Delta\nu_{\text{Л}} = \Delta\nu^F + K\Omega;$$

- для субгироскопа с правациркулярной поляризацией

$$\Delta\nu_{\text{П}} = \Delta\nu^F - K\Omega,$$

где $\Delta\nu^F$ - расщепление частот за счет НФУ, $K = \frac{4S}{\lambda L}$ - масштабный коэффициент ЛГ.

Окончательно находим эффект, пропорциональный угловой скорости вращения ЛГ, в форме $\Delta\nu_{\text{П}} - \Delta\nu_{\text{Л}} = 2K\Omega$, что свидетельствует об увеличении вдвое масштабного коэффициента и независимости выходного сигнала ЛГ от вариаций частоты (например, температурных), вносимых фарадеевским НФУ.

Недостатком рассмотренной схемы ЛГ является наличие в его резонаторе двух анизотропных элементов, вносящих существенные дополнительные потери и тем самым уменьшающих добротность резонатора. Для исключения одного из этих элементов (взаимного элемента) была предложена концепция многочастотного ЛГ с неплоским резонатором (рис. 2.41). В неплоском резонаторе (также как в резонаторе с взаимным элементом на оптически активном кварце) собственными типами колеба-

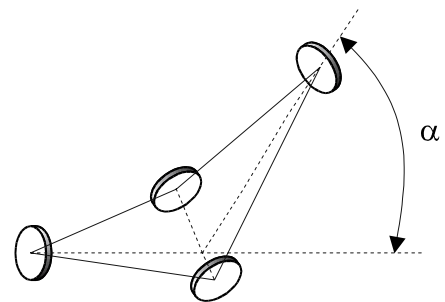


Рис.2.41.

ний являются разнесенные по частоте волны с круговой поляризацией. Расщепление частот возникает за счет того, что лево- и правоциркулярные волны получают разные набегі фазы при отражении от зеркал в такой геометрии резонатора. В зависимости от угла излома контура α изменяется разнос частот лево- и правоциркулярных волн. Изменение спектра собственных частот неплоского резонатора ЛГ при вариациях угла α представлено на рис. 2.42. Таким образом, излом контура ЛГ оказывается эффективным средством одновременного достижения двух целей:

- формирования условий для генерации циркулярно-поляризованных волн;
- геометрически регулируемого разноса по частоте волн с левой и правой круговыми поляризациями без использования в резонаторе ячейки из оптически активного кварца.

Современные ZLG построены именно по такой схеме – неплоский резонатор с расположенным в нем НФУ. Следует отметить, что важным фактором, обеспечившим высокую точность ZLG, явилась разработка эффективных просветляющих покрытий, обеспечивших уменьшение коэффициента отражения от поверхностей НФУ до величины менее 10^{-4} .

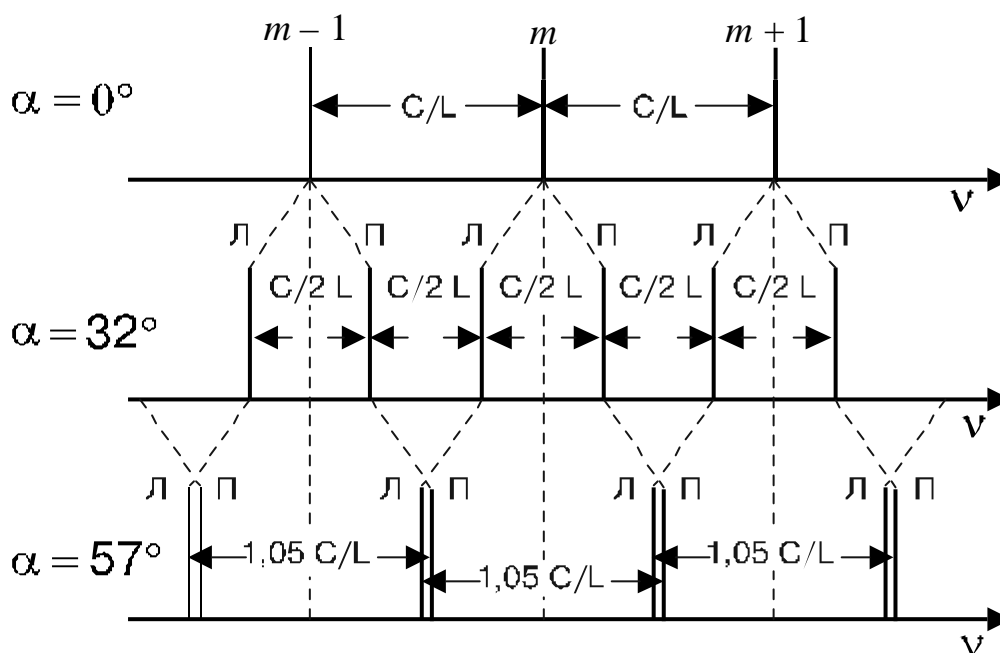


Рис.2.42.

Современные ZLG обеспечивают следующие характеристики:

- разрешение (угловая цена периода выходного сигнала) – $0,75''$;
- нестабильность дрейфа от включения к включению – $0,003 \text{ } ^\circ/\text{ч}$;

- случайный дрейф – $< 0,0015 \text{ }^\circ/\sqrt{\text{ч}}$;
- относительная нестабильность масштабного коэффициента – $2 \cdot 10^{-7}$.

Существенным преимуществом ZLG перед ЛГ с виброподставкой является отсутствие каких-либо механических устройств и соответствующее снижение случайного дрейфа за счет отсутствия многократного пересечения зоны захвата и ошумления виброподставки.

Концепция ЛГ с неплоским резонатором оказалась весьма плодотворной и привела к созданию еще одного ряда приборов со встречными волнами на круговых поляризациях. К ним относятся зеэмановские лазерные гироскопы, в которых невзаимное расщепление встречных волн создается с помощью эффекта Зеэмана. В таких ЛГ магнитное поле накладывается непосредственно на активную среду, вызывая расщепление линии усиления активной среды в магнитном поле на две компоненты с ортогональными круговыми поляризациями согласно соотношению

$$\nu_z = 2g\beta H / \hbar ,$$

где g - фактор Ланде, β - магнетон Бора, \hbar - постоянная Планка. Расщепление линии усиления активной среды приводит к “затягиванию” лево- и правополяризованных волн к центрам расщепленных линий усиления и как результат – к расщеплению частот встречных волн на величину

$$\Delta\nu^3 \approx (2g\beta H / \hbar)(\Delta\nu_c / \Delta\nu_D),$$

где $\Delta\nu_c$ и $\Delta\nu_D$ - ширина линии резонатора и доплеровского контура линии усиления соответственно. Несмотря на некоторые преимущества зеэмановские ЛГ в настоящее время характеризуются несколько худшими точностными характеристиками по сравнению с ZLG.

Другим вариантом создания невзаимного расщепления частот встречных волн является использование вместо фарадеевского НФУ магнитных зеркал на основе невзаимного экваториального эффекта Керра. Максимальный эффект достигается, когда вектор напряженности магнитного поля, приложенного к зеркалу, перпендикулярен плоскости падения волн на зеркало, а сами волны линейно поляризованы в плоскости падения. Магнитное зеркало выполняется в форме многослойного диэлектрического покрытия с тонкой пленкой ферромагнитного материала. Использование магнитных зеркал на основе прозрачных гранатов наиболее эффективно в области больших длин волн, например, в 1,15 мкм. В качестве примера укажем, что для ЛГ с пери-

метром 40 см на длине волны $\lambda = 1,15$ мкм был достигнут невзаимный фазовый сдвиг около $2'$, эквивалентный угловой скорости вращения 60 °/с. Сообщалось также об использовании магнитного зеркала в качестве невзаимного элемента в четырехчастотных ЛГ.

2.14. Вопросы и задачи

По разделу 2.1. Эффект Саньяка

1. Что представляет собой интерферометр Саньяка?
2. Что происходит с интерференционной картиной при вращении интерферометра Саньяка?
3. Как можно практически использовать интерферометр Саньяка?

По разделу 2.2 Кольцевой лазер

1. Чем кольцевой лазер отличается от интерферометра Саньяка?
2. Как соотносится набег фазы в кольцевом лазере с изменением частот генерируемых волн?
3. Чем определяется чувствительность кольцевого лазера к вращению?

По разделу 2.3 Амплитуды и частоты встречных волн кольцевого лазера

1. Каковы основные отличительные черты полуклассической теории Лэмба?
2. Что представляют собой лэмбовские коэффициенты?
3. Что такое провал в инверсной населенности и к чему приводит перекрытие провалов, образованных разными волнами?
4. Какие эффекты описываются терминами затягивание и выталкивание частот генерации?

По разделу 2.4. Масштабный коэффициент кольцевого лазера

1. Какие параметры связывает масштабный коэффициент и чем он определяется?
2. Какие эффекты дают основной вклад в изменение масштабного коэффициента?

По разделу 2.5. Сдвиг нуля выходной характеристики КЛ

1. Какие источники возникновения сдвига нуля выходной характеристики КЛ Вы знаете?
2. Каков механизм возникновения сдвига нуля выходной характеристики КЛ за счет разности интенсивностей встречных волн?
3. Какое значение имеет сдвиг нуля выходной характеристики для лазерного гироскопа?

По разделу 2.6. Связь встречных волн

1. Какие эффекты приводят к возникновению связи встречных волн?
2. Что такое зона захвата и как она возникает?
3. Какие параметры определяют величину зоны захвата?

По разделу 2.7. Выделение сигнала биений встречных волн

1. Как производится оптическое сложение встречных волн на выходе ЛГ?
2. Чем определяется ширина интерференционной картины?
3. Как обеспечивается определение направления вращения ЛГ?

По разделу 2.8. Знакопеременное начальное смещение

1. Каким методами реализуется знакопеременное начальное смещение и каково его назначение?
2. Что происходит с выходной характеристикой ЛГ при использовании знакопеременного начального смещения?
3. Каким образом производится линеаризация выходной характеристикой ЛГ?
4. Каковы особенности метода знакопеременного начального смещения с реверсивным изменением скорости вращения по закону меандра?

По разделу 2.9. Стабилизация частоты генерации

1. Чем обусловлена необходимость стабилизации частоты генерации в ЛГ?
2. Каковы основные особенности схемы стабилизации частоты генерации в ЛГ?
3. Для чего нужна и как работает схема минимизации зоны захвата?

По разделу 2.10. Потенциальная точность лазерного гироскопа

1. Чем определяется предельная точность ЛГ?
2. Что такое случайный дрейф ЛГ и чем определяется величина коэффициента случайного дрейфа?

По разделу 2.11. Случайный дрейф за счет использования виброподставки

1. Почему ошумление виброподставки приводит к увеличению случайного дрейфа?

По разделу 2.12. Точностные характеристики современных лазерных гироскопов

1. Назовите основные источники погрешности ЛГ?
2. Как измеряется дрейф ЛГ и какие его параметры обычно подлежат определению?

3. Как определяется величина и нестабильность масштабного коэффициента ЛГ?

По разделу 2.13. Многочастотные лазерные гироскопы

1. В чем заключается основной принцип работы многочастотных лазерных гироскопов?

2. Чем отличается взаимное расщепление от невзаимного расщепления?

3. Как обычно реализуется взаимное расщепление в многочастотных лазерных гироскопах?

2.15. Литература

1. Бурнашев М.Н., Филатов Ю. В. Основы лазерной техники: Учеб. пособие / СПбГЭТУ «ЛЭТИ».- С.Пб., 2000.

2. Лукьянов Д. П., Филатов Ю. В. Основы квантовой гироскопии: Учеб. пособие / ЛЭТИ. Л., 1987.

3. Ароновиц Ф. Лазерные гироскопы // Применения лазеров. М.: Мир, 1974.

4. Бычков С. И., Лукьянов Д. П., Бакаляр В. Н. Оптический квантовый гироскоп. М.: Машиностроение, 1973.

5. Optical Gyros and their Applications, NATO RTO AGARDograph 339, May 1999, 340pp.

2.16. Предметный указатель

амплитуда и фаза коэффициента связи – 54

виброподставка – 61

выталкивание частоты генерации – 41

деформация резонатора – 76

динамическая зона захвата – 63

дифракционное расщепление – 47

диффузия фазы – 73

дрейф активных атомов – 45

дрейф ЛГ – 77

затягивание частоты генерации – 40

зеэмановский лазерный гироскоп – 84

знакопеременное начальное смещение – 59
зона захвата – 50
инерциальная система – 34
интерференционная картина – 33
интерференционные полосы – 57
кольцевой лазер – 35
кольцевой резонатор – 37
коэффициенты связи - 50
коэффициент случайного дрейфа – 73
левоциркулярная поляризация – 82
линейная дисперсия – 40
лэмбовские коэффициенты - 38
магнитное зеркало – 84
масштабный коэффициент – 37
минимизация зоны захвата – 69
многочастотный лазерный гироскоп – 80
начальное расщепление частот – 59
невзаимность – 44
невзаимный элемент – 44
нелинейность выходной характеристики – 50
нелинейная дисперсия - 41
неоднородность потерь в резонаторе – 51
неплоский резонатор – 82
нестабильность дрейфа – 78
ошумление виброподставки – 64
подставка – 59
полочка – 65
полуклассическая теория газового лазера - 37

потенциальная точность лазерного гироскопа – 71
правоциркулярная поляризация – 82
превышение усиления над потерями – 38
предельная точность ЛГ – 71
призмённые схемы сложения – 55
разность потерь - 43
рассеяние излучения - 48
реверсивное суммирование периодов выходного сигнала – 59
реверсивный счетчик – 59
связь встречных волн – 48
сдвиг нуля выходной характеристики - 43
сигнал биений – 55
синхронизация частот встречных волн – 50
случайный дрейф - 73
скорость вращения – 33
стабилизация частоты генерации – 63
точностные характеристики – 77
флуктуации разности фаз – 72
флуктуации тока разряда – 77
циркулярно-поляризованные волны – 83
частоты биений – 55
шумовой составляющей виброподставки – 60
эффект Лэнгмюра – 45
эффект Саньяка – 33

3. ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛОКОННОЙ И ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

3.1. Распространение света в волокне

В данном разделе изложены сведения, необходимые для понимания явления распространения света в оптических волокнах. Основным направлением использования оптических волокон являются волоконно-оптические линии связи, все шире применяемые в настоящее время в различных видах связи и явившиеся одним из основных средств, обеспечивших создание Интернет.

Оптические средства передачи информации использовались человеком на протяжении всей истории его развития. С появлением радио и телефона оптическая связь в значительной степени потеряла свою актуальность, но с появлением лазерных источников с малой расходимостью светового пучка интерес к передаче информации оптическими методами возобновился. Реально оптическую связь через атмосферу может осуществить только в исключительно благоприятных климатических условиях или в космосе. Поэтому были предприняты попытки осуществления распространения света через закрытые каналы: например линзовый световод. Здесь потери малы, примерно 0,5 дБ/км, но такие световоды очень неудобны в использовании. Довольно скоро наличие серьезных проблем передачи информации в свободном пространстве вызвали к жизни вопрос о распространении света в световодах. Свет можно удерживать в тонком стеклянном волокне, которое является основой диэлектрического световода и называется обычно его сердцевиной (рис. 3.1).

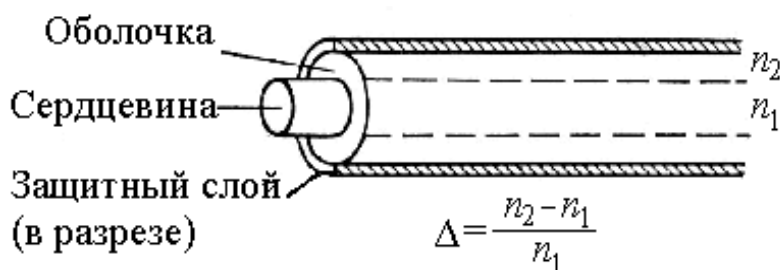


Рис. 3.1

Направленное распространение света обеспечивается за счет явления полного внутреннего отражения, имеющего место на границе раздела сердцевина-оболочка. При этом предполагается, что показатель преломления оболочки ниже показателя преломления сердцевины. Важным параметром световода являются потери распространяющегося в нем света. До 1970 г.

потери света в лучших сортах стекла составляли сотни-тысячи дБ/км. Американская фирма Corning Glass Works первой получила стекло с потерями 5 дБ/км. Это послужило толчком к развитию волоконной оптики. Современные волокна характеризуются потерями на уровне – 0,1 дБ/км ($\lambda = 1,55$ мкм), что соответствует потере половины интенсивности света после прохождения 20 км волокна.

3.1.1. Металлический световод

Рассмотрение работы оптического световода начнем с приближения металлического световода, т.е. рассмотрим одномерную задачу: свет распространяется между двумя бесконечными плоскими зеркальными поверхностями с идеальной проводимостью (рис. 3.2).

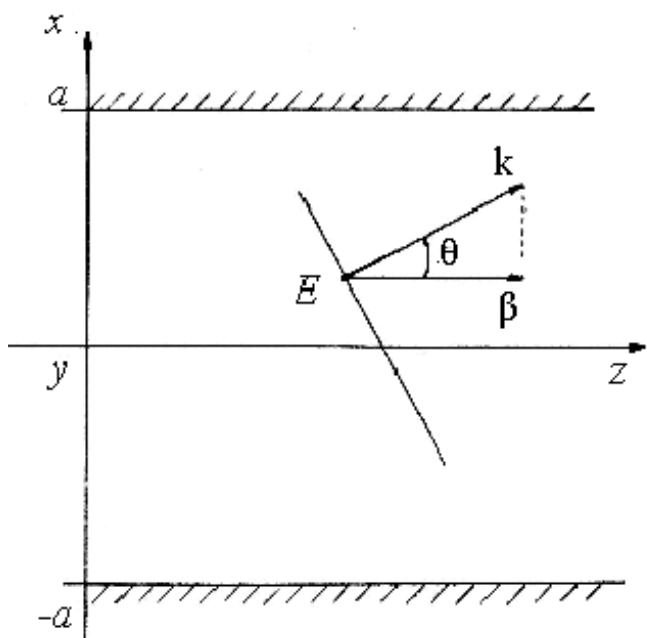


Рис. 3.2

Расстояние между поверхностями равно $2a$. В световоде будет распространяться волна, форма которой соответствует форме самого световода.

Рассмотрим плоскую электромагнитную волну, распространяющуюся под углом θ к оси z ($0 < \theta < \pi/2$ – восходящая волна). Вектор электрического поля \vec{E} параллелен оси oy . Тогда напряженность электрического поля можно представить в виде

$$E_y = E_0 e^{i(\omega t - kz \cos \theta - kx \sin \theta)}.$$

После падения электромагнитной волны на стенку волновода, расположенную на расстоянии a от центра системы координат и отражения от нее имеем вторую волну ($-\pi/2 < \theta < 0$ – отраженную) с комплексной амплитудой γE_y (т.е. учитываются возможные изменения не только амплитуды но и фазы). Коэффициент отражения γ определяется из граничного условия $E_y = 0$ при $x = a$ (при любом z и при любом t), т.к. на зеркальной поверхности мы имеем идеальную проводимость

$$e^{-ika \sin \theta} + \gamma e^{ika \sin \theta} = 0;$$

$$\gamma = -e^{-2ika \sin \theta}.$$

Интерференция двух волн (падающей и отраженной) дает суммарное (полное) поле:

$$E_{\text{полн.}} = E_0 e^{i(\omega t - kz \cos \theta)} (e^{-ikx \sin \theta} - e^{ik(x-2a \sin \theta)}).$$

При $x = a$ – граничное условие для полного поля выполняется, для выполнения граничного условия при $x = -a$ – должно соблюдаться равенство

$$e^{ika \sin \theta} - e^{-3ika \sin \theta} = 0,$$

откуда получаем $e^{4ika \sin \theta} = 1.$

Делая простейшие преобразования получаем фазовое условие

$$4ka \sin \theta = n2\pi;$$

$$2ka \sin \theta = n\pi. \quad (3.1)$$

Тогда выражение для полного поля будет иметь вид

$$E_{\text{полн.}} = E_0 e^{i(\omega t - kz \cos \theta)} (e^{-i\frac{n\pi}{2a}x} - (-1)^n e^{i\frac{n\pi}{2a}x}).$$

Пусть n – четное, т.е. $n = 2m$, тогда

$$E_{\text{полн.}} = -2E_0 e^{i(\omega t - kz \cos \theta)} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right);$$

если n – нечетное, т.е. $n = 2m+1$, то

$$E_{\text{полн.}} = 2E_0 e^{i(\omega t - kz \cos \theta)} \cos\left[\left(\frac{\pi}{2} + m\pi\right)\frac{x}{a}\right].$$

В результате мы имеем вдоль оси z бегущую (рис. 3.3) плоскую волну с постоянной распространения в световоде

$$\beta = k \cos \theta.$$

Вдоль оси x мы имеем распределение поля, представляющее собой стоячую волну (аналог струны, закрепленной в точках $x = \pm a$). Условие (3.1) можно рассматривать как условие согласования фаз – полный фазовый сдвиг (набег фазы) при прохождении волны от одной стенки световода до другой туда и обратно должен быть кратен 2π . В противном случае исходная волна

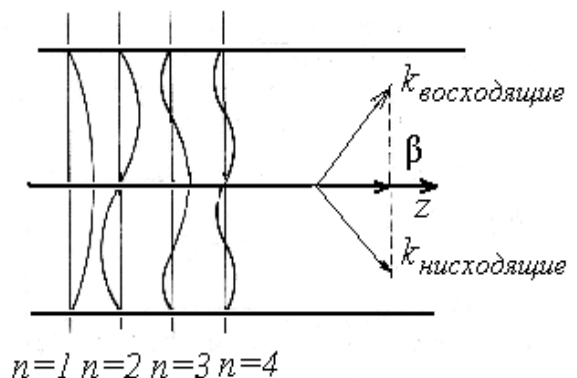


Рис. 3.3

будет интерферировать со всеми

последующими отраженными волнами и в результате интерференции между ними быстро гаснуть. Здесь можно видеть аналогию с оптическим

резонатором, и это понятно, т.к. к волноводу предъявляются те же требования, что и к резонатору.

Мы рассмотрели интерференцию двух волн, но на самом деле при распространении электромагнитной волны в световоде происходит многолучевая интерференция и условие (3.1) является более жестким по углам θ .

3.1.2. Моды распространения

Пусть на входе световода волна с частотой $\omega = 2\pi f$. Нужно определить под какими углами θ волна будет распространяться в световоде.

Перепишем (3.1) в виде $k \sin \theta = \frac{n\pi}{2a}$. Пусть в простейшем случае $n=1$, тогда умножив на c , получим $ck \sin \theta = \frac{c\pi}{2a}$. Введем так называемую критическую частоту $\omega_{кр}$, ее период $T_{кр}$ и длину волны $\lambda_{кр}$

$$\omega_{кр} = \frac{c\pi}{2a}; T_{кр} = \frac{4a}{c}; \lambda_{кр} = 4a.$$

Тогда (3.1) можно записать в виде

$$\sin \theta - n \frac{\omega_{кр}}{\omega} = 0 \quad (3.2)$$

отсюда следует, что при $\omega < \omega_{кр}$ распространение волн вдоль световода невозможно, $\omega_{кр}$ – критическая частота (наименьшая частота, а $\lambda_{кр}$ – соответственно наибольшая длина волны). При каждом значении ω мы будем иметь набор θ_n , удовлетворяющих условию (3.2)

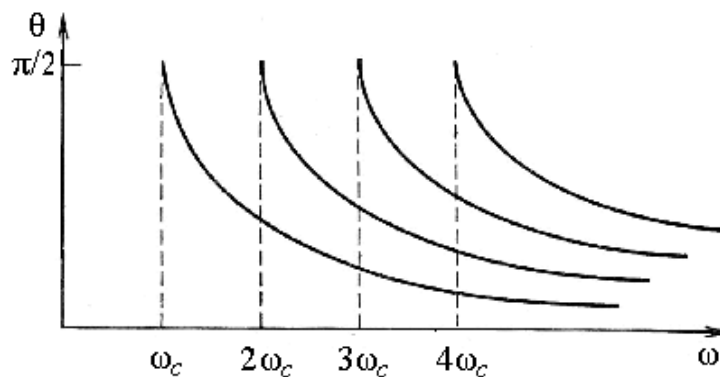


Рис. 3.4

$$\theta_n = \arcsin\left(n \frac{\omega_{кр}}{\omega}\right), \quad (3.3)$$

где $n = 1, 2, \dots, N$. N определяется неравенством $N\omega_{кр} \leq \omega \leq (N+1)\omega_{кр}$.

Каждое такое решение уравнения (3.3) называется модой распространения. Зависимости углов θ от частоты приведены на рис. 3.4. Причем, при фиксированной частоте ω можно найти набор θ_n , для которых выполняются фазовые условия и которые определяют угол распространения электромагнитного поля в данной моде.

И наоборот при фиксированном θ имеем набор частот мод или собственных частот световода. В пределе, когда ω очень велика, получается квазиосевая волна (рис.3.5).

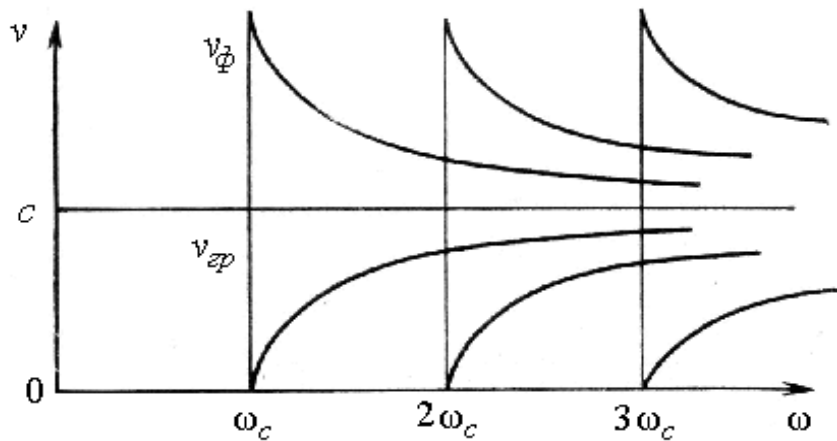


Рис.3.5

Фазовая скорость электромагнитного поля в световоде определяется выражением

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{k \cos \theta},$$

или с учетом (3.2)

$$v_{\phi} = \frac{C}{\sqrt{1 - n^2 \frac{\omega_{кр}^2}{\omega^2}}}.$$

Групповая скорость электромагнитного поля в световоде равна

$$v_{gp} = \frac{d\omega}{d\beta} = c \sqrt{1 - n^2 \frac{\omega_{кр}^2}{\omega^2}}.$$

Какая мода будет распространяться в световоде при заданной ω ? Мы видели, что их может быть несколько. Общее решение будет линейной

комбинацией этих мод с коэффициентами, зависящими, в основном, от условий на концах световода.

Одним из наиболее важных и интересных режимов распространения света в волноводе является так называемый одномодовый режим распространения. Из рис.3.4 очевидно, что такой режим имеет место при выполнении неравенства

$$\omega_{кр} \leq \omega \leq 2\omega_{кр}. \quad (3.4)$$

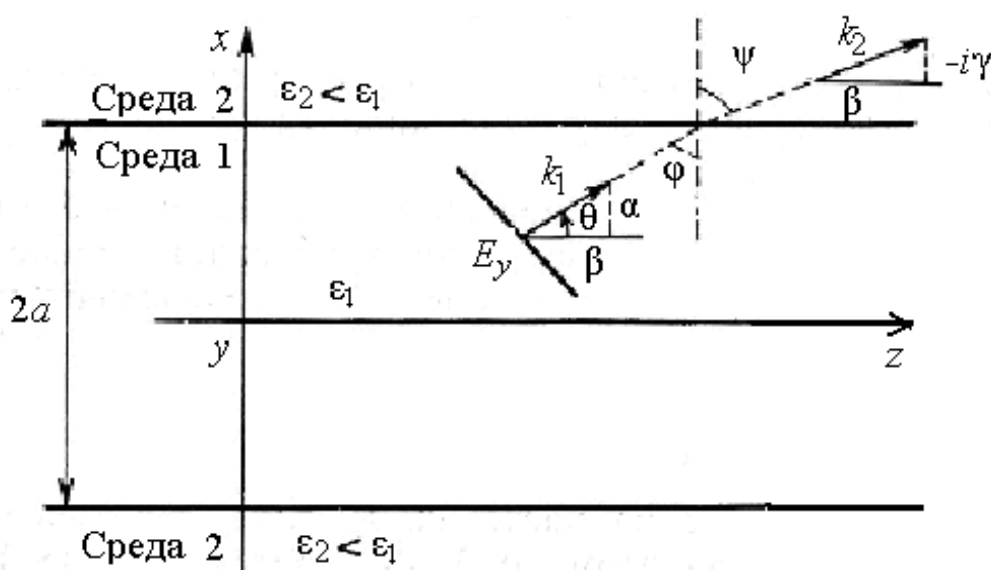
или переходя к длинам волн $\frac{\lambda_{кр}}{2} \geq a \geq \frac{\lambda_{кр}}{4}$. Из полученного выражения следует, что получение одномодового режима распространения света требует изготовления световода диаметром менее одного микрометра.

3.1.3. Диэлектрический световод

Рассмотрим теперь диэлектрический световод, более реально отражающий распространение света в волокне. В волокне свет распространяется в сердцевине, окруженной диэлектрической оболочкой (см. рис. 3.1). Коэффициенты преломления сердцевины $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ и оболочки $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ должны удовлетворять условиям

$$\varepsilon_2 < \varepsilon_1; n_2 < n_1,$$

где ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости сердцевины и оболочки, соответственно. В этом случае свет, падающий из сердцевины на границу раздела сердцевина-оболочка, испытывает полное внутреннее отражение



(рис. 3.6).

Рис.3.6

Рассмотрим подробнее. Пусть в среде 1 (сердцевине) плоская волна имеет компоненты волнового вектора \vec{k}_1 , равные α (по оси x) и β (по оси z). При этом $|\vec{k}_1| = k n_1$. В среде 2 (оболочке) имеем компоненты волнового вектора \vec{k}_2 , равные β (по оси z) и $-i\gamma$ (по оси x). При этом $|\vec{k}_2| = k n_2$. Проекция волновых векторов на ось z одинаковы, в то время как проекция на ось x в оболочке чисто мнимая при выполнении условия полного внутреннего отражения по углу падения φ :

$$\varphi > \varphi_{пред}; \left(\sin \varphi_{пред} = \frac{n_2}{n_1} \right) \text{ или } \theta < \theta_{пред}.$$

В этом случае косинус угла преломления ψ становится мнимым

$$\cos \psi = \pm \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi \right)^2} = \pm i \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varphi \right)^2 - 1} = \pm i \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \cos \varphi \right)^2 - 1}.$$

Выбирая знак $(-)$ перед корнем, находим проекцию волнового вектора \vec{k}_2 на ось x : $k n_2 \cos \psi = -i\gamma$, тогда $\gamma = k n_2 \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \cos \theta \right)^2 - 1}$, а поле в среде 2 будет равно

$$E_y^{(2)} = E_0 e^{i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})} = E_0 e^{i(\omega t - k_{2z} z - k_{2x} x)} = E_0 e^{i(\omega t - \beta z)} e^{-\gamma x},$$

где $\beta = k n_2 \sin \psi = k n_2 \cos \theta$.

Таким образом, получаем волну, бегущую вдоль оси z , и в то же время экспоненциально затухающую вдоль оси x по мере проникновения во вторую среду. Итак, по обе стороны от сердцевины световода две экспоненциально затухающие волны. Внутри сердцевины световода формально все точно так же как и в металлическом световоде. Суперпозиция падающей и отраженной волн дает бегущую вдоль оси z волну и стоячую вдоль оси x (рис. 3.7).

$$E_y^{(1)} = E_0 e^{i(\omega t - \beta z)} \begin{cases} \cos \alpha x & - n = 2m \\ \sin \alpha x & - n = 2m + 1 \end{cases}.$$

Отличие состоит в дополнительном фазовом сдвиге, обусловленном полным внутренним отражением. Запишем условие согласования фаз. Пусть δ - фазовый сдвиг, возникающий при полном внутреннем отражении от каждой границы раздела сред. Полный набег фазы при прохождении волны от стенки до стенки и обратно должен быть кратен целому числу 2π .

$$4k n_1 \sin \theta + 2\delta = n 2\pi.$$

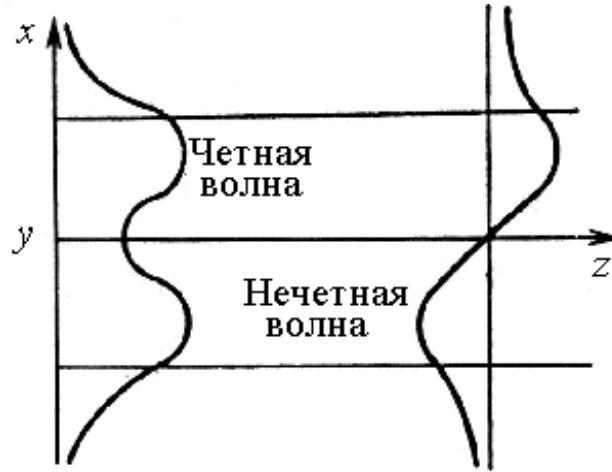


Рис. 3.7

Найдем чему равен фазовый сдвиг δ . Из формул Френеля следует, что световая компонента с поляризацией ортогональной плоскости падения претерпевает при полном внутреннем отражении скачок фазы, определяемый следующими выражением

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{\perp}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \varphi - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \varphi} = \frac{i n \cos \psi}{n_1 \cos \varphi}; \quad \sin \varphi = \frac{n_2}{n_1} \sin \psi;$$

$$\delta = -2 \operatorname{arctg} \left(i \frac{n_2 \cos \psi}{n_1 \cos \varphi} \right) \quad \text{или} \quad \delta = -2 \operatorname{arctg}(\gamma/\alpha),$$

где $\alpha = k n_1 \sin \theta$.

Этот сдвиг фазы эквивалентен отражению от металлической поверхности, расположенной на некотором расстоянии за границей раздела двух сред, т.к. световые пучки смещаются при отражении от границы раздела двух сред.

Для векторов k_1 и k_2 можно записать

$$k_1^2 = k^2 n_1^2 = \beta^2 + \alpha^2; \quad k_2^2 = k^2 n_2^2 = \beta^2 + \gamma^2.$$

Используя β , получаем $\alpha^2 + \gamma^2 = k^2 (n_1^2 - n_2^2)$.

Рассмотрим критические частоту и длину волны, $\omega_{кр}$ и $\lambda_{кр}$.

$$\omega = kc = c \frac{\sqrt{\alpha^2 + \gamma^2}}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}, \quad (3.5)$$

Критическая частота $\omega_{кр}$ соответствует максимальному значению θ . В этом случае (угол полного внутреннего отражения)

$$\cos \theta = \frac{n_2}{n_1} \text{ и } \gamma=0.$$

Тогда

$$\omega_{кр} = c \frac{\alpha_{кр}}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}.$$

$\alpha_{кр}$ получаем из фазового условия $4a\alpha = 2\pi n$, $\alpha a = \frac{n\pi}{2}$, тогда

$$\omega_{кр} = \frac{\pi c}{2a\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}, \quad (n=1).$$

Отсюда

$$\lambda_{кр} = \frac{2\pi}{\omega_{кр}} c = 4a\sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad a = \frac{\lambda_{кр}}{4\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}.$$

При изготовлении волокна разность коэффициентов преломления сердцевины волокна и его оболочки обычно выбирают менее одного процента $n_1 - n_2 \cong 0,01$. В этом случае условие реализации одномодового режима распространения

$$\frac{\lambda_{кр}}{2\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \geq a \geq \frac{\lambda_{кр}}{4\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}$$

оказывается существенно менее жестким, чем в случае с металлическим световодом (см. выражение (3.4)).

3.1.4. Основные типы оптических волокон

Оптическое волокно без оболочки представляет собой просто стеклянную нить – хрупкую и неудобную в использовании. Такое волокно характеризуется большими потерями, т.к. на границе стекло-воздух поле не равно нулю, а граница не совершенна. Чтобы сделать такое волокно одномодовым, необходимо, как отмечалось выше, изготовить его с диаметром менее 1 мкм, поскольку разность коэффициентов преломления Δn является довольно большой величиной.

Поэтому на практике используются только оптические волокна с оболочкой. В этом случае световод (сердцевина) покрывается тонкой

стеклянной или кварцевой оболочкой с коэффициентом преломления, слабо отличающимся от коэффициента преломления сердцевины волокна. В этом случае легко реализуется одномодовый режим. Такие волокна бывают двух типов:

1-ый – волокно со скачкообразным изменением коэффициента преломления (рис.3.8, а). Распространение света здесь идет за счет полного внутреннего отражения.

2-ой тип – градиентное волокно. В этом случае коэффициент преломления сердцевины плавно изменяется (обычно уменьшается) от центра сердцевины к периферии (рис.3.8, б):

$$n(r) = n(0) - [n(0) - n(a)] \left(\frac{r}{a} \right)^2.$$

Распространение света в таком волокне идет без скачкообразных отражений и траектория светового пучка плавно меняется.

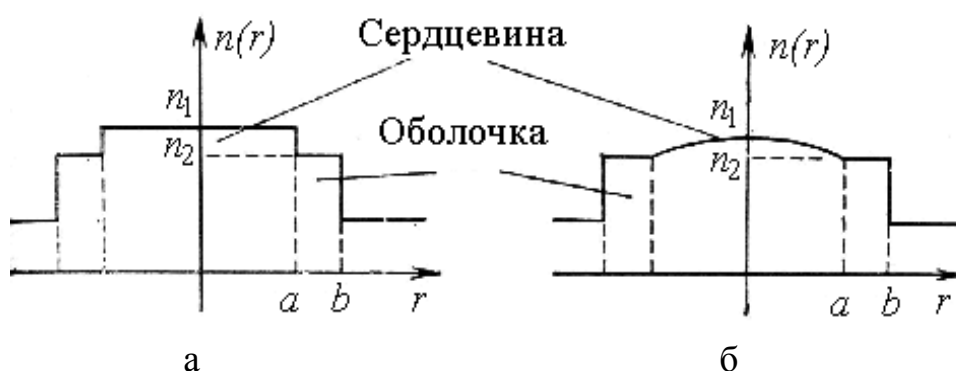


Рис. 3.8

Одномодовое волокно обладает обычно потерями меньшими, чем многомодовое ($\approx 0,2$ дБ/км при длине волны 1,55 мкм). В таких волокнах принципиально отсутствует модовая дисперсия, являющаяся одним из источников появления в волокне невязимости. Для ВОГ это качество является очень важным с точки зрения обеспечения высокой точности гироскопа. Типичными параметрами одномодового волокна являются следующие: диаметр сердцевины 7 мкм, диаметр оболочки 125 мкм, полный диаметр волокна 200 мкм, длина волны 1,55 или 1,3 мкм, потери 0,2 дБ/км.

В последующих разделах будет показана важность стабильности его поляризационных характеристик для успешного функционирования ВОГ. Одним из наиболее перспективных направлений достижения такой

стабильности является использование в ВОГ волокна, сохраняющего поляризацию.

В одномодовом волокне с круговым поперечным сечением и осесимметричным распределением показателя преломления (см. рис.3.8) вдоль оси волокна (оси z) распространяются две ортогонально поляризованные моды HE_{11} , электрические поля которых ортогонально поляризованы вдоль осей x и y . (HE_{11}^x и HE_{11}^y моды) Такое волокно не может сохранить стабильным направление поляризации моды на относительно больших длинах волокна. Основной причиной этого свойства одномодового волокна является его вырождение по скоростям распространения двух поляризационных мод, т.е. коэффициенты преломления и постоянные распространения β для них одинаковы ($\beta_x = \beta_y$). В этом случае, при распространении электромагнитной волны на одной из поляризационных мод, за счет неоднородностей материала волокна легко может происходить перекачивание энергии электромагнитной волны во вторую поляризационную моду. При этом даже весьма малые возмущения вдоль волокна легко «связывают» моды. В результате такой связи между поляризационными модами линейно поляризованная волна, введенная в одномодовое (круглое) волокно, становится эллиптически поляризованным, пройдя достаточно короткое расстояние. Состояние поляризации в таком волокне чувствительно к изменениям температуры окружающей среды, длины волокна к механическим напряжениям и т.д.

Устойчивость поляризации в волокне можно реализовать, если использовать сердцевину волокна прямоугольного или эллиптического сечения или сердцевину круглого сечения с осесимметричным распределением показателя преломления. В таком волокне снимается вырождение ортогонально поляризованных мод, и две ортогональные компоненты электромагнитной волны (HE_{11}^x и HE_{11}^y) будут иметь разные постоянные распространения. Это уменьшает энергетическую связь между ортогональными поляризационными модами и в значительной степени предотвращает преобразование поляризации на неоднородностях волокна.

Поляризационное вырождение волокна можно снять либо введением поперечной эллиптичности сердцевины волокна либо вводя индуцированное двулучепреломление материала световода. В последнем случае при

изготовлении волокна используют разнородные материалы с различными температурными коэффициентами расширения. Это позволяет вводить анизотропию напряжений в волокно посредством эффекта фотоупругости, что приводит к соответствующему двулучепреломлению. Вследствие разных коэффициентов теплового расширения и поверхностных натяжений получаемое волокно имеет цилиндрическую сердцевину, эллиптическую внутреннюю оболочку и цилиндрическое внешнее покрытие. Возникающая анизотропия определяется так называемым модальным двулучепреломлением:

$$B = \frac{\beta_x - \beta_y}{2\pi/\lambda}.$$

Чем больше модальное двулучепреломление, тем меньше связь между поляризационными модами. Для количественной оценки величины B обычно используют так называемую «длину биений» L_B , равную

$$L_B = 2\pi / |\beta_x - \beta_y|. \quad (3.6)$$

Очевидно, что требуемое большое значение модального двулучепреломления, существенно уменьшающее поляризационную связь, определяет весьма малое значение длины биений L_B (длина биений должна быть много меньше характерного периода возмущений, действующих на волокно). Таким образом, наилучшим способом обеспечения работы волокна на одной собственной поляризационной моде является увеличение двулучепреломления между двумя собственными поляризационными модами.

3.2. Элементы интегральной оптики

3.2.1. Волноводы

При создании волоконно-оптических гироскопов широко используются интегральные оптические схемы (ИОС), с помощью которых световые пучки от источника света подводятся к волокну, производится деление и последующее объединение световых пучков, обеспечивается фазовая модуляция и т.д. Основными элементами ИОС являются оптические волноводы, среди которых чаще всего используются каналные волноводы. При изготовлении каналных волноводов необходимо использовать

подложку, на которой образован плоский слой оптически прозрачного материала, являющийся уже по сути дела плоским оптическим волноводом. Основными методами изготовления плоских волноводов являются:

- распыление диэлектрических пленок;
- бомбардировка ионами (протонами);
- диффузия атомов примесей;
- эпитаксиальное выращивание.

После создания подложки с плоским оптическим волноводом на поверхности пластины можно одновременно задать поперечные размеры ряда канальных волноводов, используя обычную фотолитографическую технику, подобную той, которая используется в технологии изготовления электрических интегральных схем. Обычный метод изготовления канальных волноводов состоит в нанесении на образец с плоским волноводом фоторезиста, облучение его ультра-фиолетовым или рентгеновским излучением через контактно наложенную маску, которая и определяет форму волновода при проявлении фоторезиста, после чего на поверхности образца остается картина требуемой структуры, как это показано на рис. 3.9.

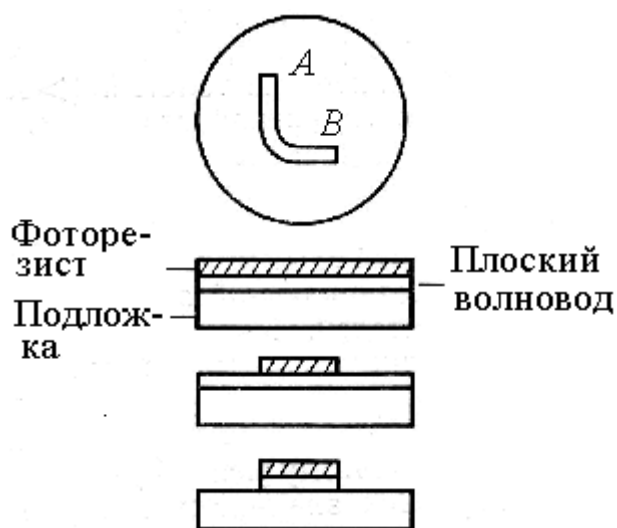


Рис. 3.9

3.2.2. Связь между волноводами.

При полном внутреннем отражении электромагнитная волна проникает через границу раздела двух сред во вторую среду и быстро затухает в ней. Это создает предпосылки для проявления эффекта оптического туннелирования, на основе которого возникает связь волноводов с оптическим волокном, связь между волноводами и т.д. Использование явления оптического туннелирования позволило создать так называемые направленные ответвители, широко используемые в волоконно-оптических линиях связи и волоконно-оптических гироскопах для разделения и сведения

оптических пучков. Рассмотрим работу направленного ответвителя подробнее.

При распространении света по двум близко лежащим параллельным канальным волноводам (рис. 3.10) за счет перекрытия электромагнитных полей между волноводами образуется связь, которую можно представить с помощью системы уравнений для амплитуд полей в волноводах:

$$\begin{cases} \frac{dE_1(z)}{dz} = -i\beta E_1(z) - iXE_2(z) \\ \frac{dE_2(z)}{dz} = -i\beta E_2(z) - iXE_1(z) \end{cases},$$

где $\beta = k \cos \theta$; X - коэффициент связи между волноводами.

Если предположить, что свет вводится в волновод 1 в точке $z=0$, то граничное условие можно записать в виде $E_1(0)=1, E_2(0)=0$.

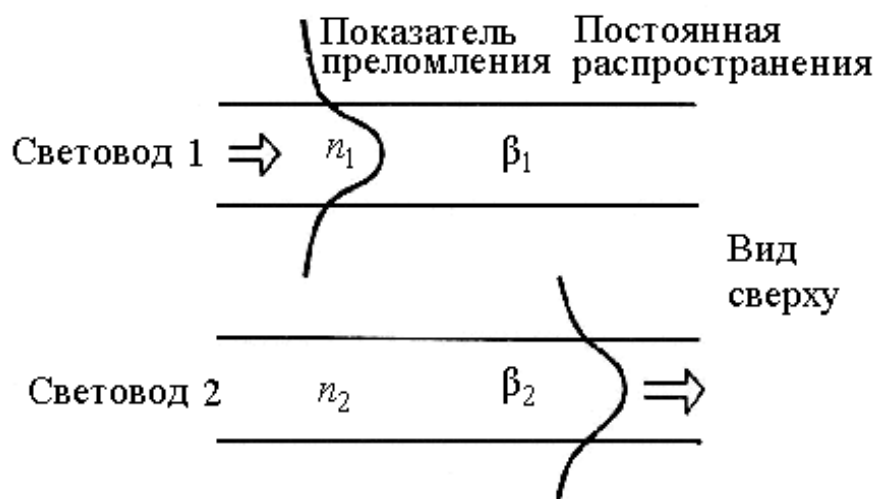


Рис. 3.10

Тогда получаем решения

$$\begin{aligned} E_1(z) &= \cos(Xz)e^{i\beta z}, \\ E_2(z) &= -i\sin(Xz)e^{i\beta z}. \end{aligned}$$

Для интенсивности света в волноводах получаем

$$\begin{aligned} I_1 &= E_1 E_1^* = \cos^2(Xz), \\ I_2 &= E_2 E_2^* = \sin^2(Xz). \end{aligned}$$

Вначале вся энергия электромагнитного поля сосредоточена в волноводе 1. После прохождения некоторого пути вдоль оси z , когда выполняется условие $Xz = \pi/2$, вся энергия электромагнитного поля переходит в волновод 2 и т.д.

Расстояние, на котором происходит переход энергии поля из одного волновода в другой, называется длиной связи или длиной биений $L = \pi / 2X$.

Эффективность связи определяется согласованием фаз, т.е. должно выполняться условие

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = 0.$$

Если это условие выполняется, то наблюдается переход энергии из одного волновода в другой и обратно с пространственным периодом равным длине связи L . В общем случае

$$L = \frac{2\pi}{X \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2X}\right)^2}}.$$

Коэффициентом связи можно управлять посредством изменения показателя преломления при подаче напряжения на электроды (электрооптический эффект (рис.3. 11)).

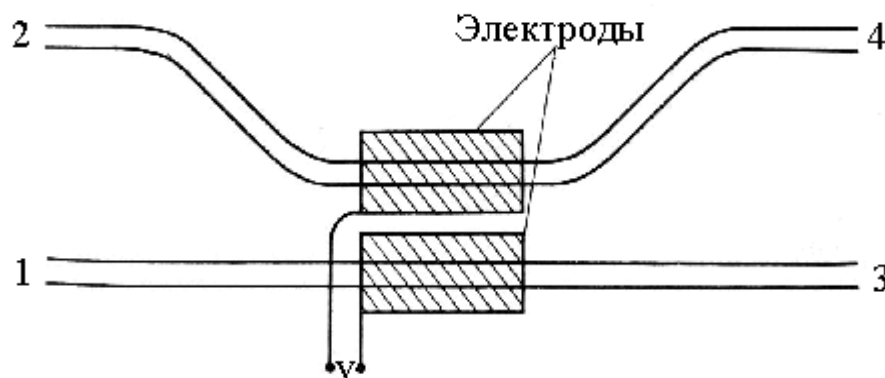


Рис. 3.11

Рассмотренные эффекты широко используются в интегральной оптике для реализации оптических ответвителей, смесителей, переключателей и др.

3.3. Вопросы и задачи

По разделу 3.1.1. Металлический световод

- 1.Какой физический смысл имеют фазовые условия для распространения световой волны?
- 2.Какую аналогию можно провести между оптическим резонатором и волноводом?

По разделу 3.1.2. Моды распространения

- 1.Что представляет собой мода распространения световой волны в волноводе?
- 2.Чем определяется величина критической частоты распространение волн вдоль световода?

3.Какие условия должны выполняться для реализации одномодового режима распространения волн в световоде?

По разделу 3.1.3. Диэлектрический световод

1.В чем специфика фазовых условий в диэлектрическом световоде?

2.Какие особенности осуществления одномодового режима в диэлектрическом световоде?

По разделу 3.1.4. Основные типы оптических волокон

1.Какие типы волокон используются в основном на практике?

2.Что представляет собой волокно, сохраняющее поляризацию?

По разделу 3.2. Элементы интегральной оптики

1.Какие технологические методы используются для изготовления плоских волноводов?

2.Что представляет собой канальный световод и как он создается?

3.Как работают направленные ответвители?

3.4. Литература

1. Хансперджер Р. Интегральная оптика. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.

2. Козанне А., Флере Ж., Метр Г., Руссо М. Оптика и связь. М.: Мир, 1984.

3. Бутусов М.М., Верник С.М., Галкин С.Л., Волоконно-оптические системы передачи. М.: Радио и связь, 1992.

3.5. Предметный указатель

волновод – 101

градиентное волокно – 99

длина биений – 101

длина связи – 104

канальный волновод – 101

критическая частота – 93

моды распространения – 94

направленные ответвители – 102

оболочка световода – 90

одномодовое волокно – 95

оптическое волокно – 90

световод – 90

сердцевина световода – 90

фазовые условия – 92

фоторезист – 102

4. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ГИРОСКОП

Схема опыта Саньяка, рассмотренного в разделе 2.1, имеет вид, приведенный на рис. 4.1. Напомним кратко основные особенности проведения опыта.

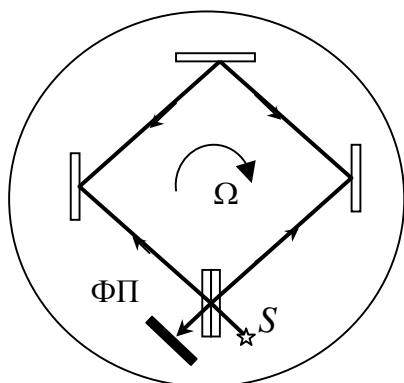


Рис. 4.1

Сколлимированный и поляризованный пучок света заводился в интерферометр, в котором разделялся на два пучка, обходящих интерферометр во встречных направлениях. После обхода пучки совмещались и интерференционная картина регистрировалась на фотопластинке. Эксперименты показали, что при вращении установки интерференционная картина сдвигалась, причем сдвиг оказался пропорциональным скорости вращения.

Сдвиг интерференционной картины говорит о том, что при вращении оптическая длина пути или время обхода интерферометра становятся различными для встречных пучков.

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega \quad (4.1)$$

В опыте Саньяка $\Omega = 2\pi \cdot 2,35 \text{ с}^{-1}$, $S = 866 \text{ см}^2$, тогда $\Delta L = 0,017 \text{ мкм}$. При длине волны $\lambda = 0,43 \text{ мкм}$ это составляет 0,04 полосы. Смещение полос при изменении направления вращения оказывается равным 0,08 полосы. Саньяк получил 0,077 полосы. Видно, что чувствительность метода очень не велика и пропорциональна площади контура. Для практического использования эффекта Саньяка при измерении скоростей вращения необходимо увеличение чувствительности. Одним из путей повышения чувствительности является переход от фазовых измерений к частотным. Именно поэтому сразу после создания первых лазеров появилась идея измерения угловых перемещений с помощью кольцевых лазеров, т.е. идея создания лазерного гироскопа.

4.1. Волоконно-оптический гироскоп

Другим путем увеличения чувствительности интерферометра Саньяка к скорости вращения является использование световолокна. Само по себе использование волокна не может изменить чувствительности интерферометра, однако, в том случае, когда волокно образует многовитковую катушку (рис.

4.2) чувствительность увеличивается в N раз, где N число витков волокна в катушке.

Разность фаз встречных волн на выходе интерферометра Саньяка определяется разность оптических длин $\varphi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda}$. Учитывая, что разность опти-

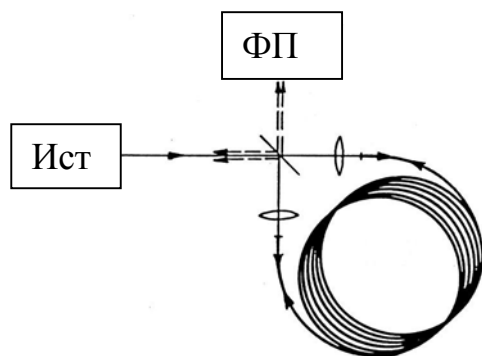


Рис. 4.2

ческих длин в интерферометре Саньяка ΔL пропорциональна скорости вращения (выражение (4.1)), получаем для разности фаз в радианах $\varphi_s = \frac{8\pi S}{\lambda c} \Omega$.

Здесь под φ_s понимаем разность фаз, обусловленную эффектом Саньяка или вращением. Если замкнутый контур образуется катушкой волокна с N - витками, то эффективная площадь интерферометра увеличивается в N

раз. В этом случае получаем разность фаз встречных волн после обхода контура в виде

$$\varphi_s = \frac{8\pi NS}{\lambda c} \Omega = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega, \quad (4.2)$$

где L – длина волокна в оптическом контуре, здесь учтено, что $S = \pi R^2$.

При сложении световых пучков на выходе интерферометра (см.рис. 4.2) получается интерференционная картина с некоторым распределением интенсивности света по пространственной координате. Если световые пучки на выходе интерферометра идут под некоторым углом α друг относительно друга, получаем интенсивность света в виде

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + \varphi_s\right) \right].$$

Если пучки на выходе интерферометра сложены идеально, то интенсивность света в интерференционной картине равна

$$I = 2I_0 (1 + \cos \varphi_s).$$

Таким образом, с учетом (4.2) можно утверждать, что изменение скорости вращения ведет: 1) к изменению интенсивности по \cos (если $\alpha = 0$); 2). к сдвигу интерференционной картинке (если $\alpha \neq 0$). Будем в дальнейшем для простоты считать $\alpha = 0$. Зависимость интенсивности света в этом случае от

скорости вращения представлена на рис. 4.3. Как видно из рисунка, выходная характеристика ВОГ (зависимость интенсивности света в интерференционной картине от разности фаз встречных волн или скорости вращения) обладает существенной нелинейностью.

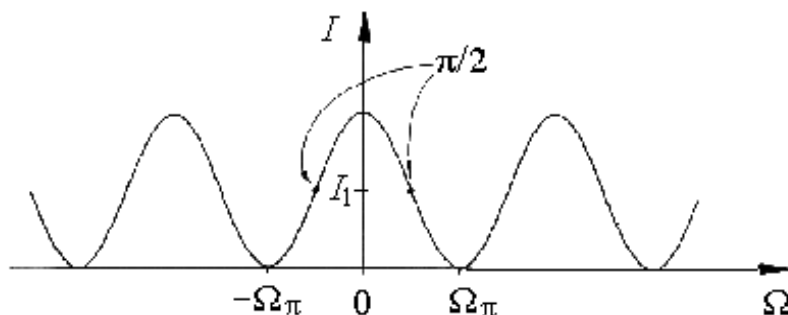


Рис. 4.3

Кроме того, в области малых скоростей вращения чувствительность к вращению минимальна, поскольку рабочая точка в этой области находится на плоской вершине косинуса. Методы борьбы с этими недостатками и техника обработки выходного сигнала будут рассмотрены ниже.

Чувствительность ВОГ к скорости вращения, выраженная в единицах Φ_s/Ω имеет размерность времени, измеряется в секундах и иногда выражается в специфических единицах Ω_μ . При скорости вращения, равной Ω_μ , разность фаз встречных волн равна 1 микрорадиану, что хорошо соответствует оценке шумового предела или нестабильности сдвига нуля ВОГ, лежащих обычно в диапазоне от 0,1 до 10 мкрад.

Можно увеличивать или уменьшать чувствительность ВОГ, изменяя площадь волоконной катушки. Такая гибкость в изменении параметров ВОГ путем изменения его геометрии является важным преимуществом технологии ВОГ, поскольку одни и те же компоненты и техника сборки могут быть использованы для создания гироскопов разной точности без изменения особенностей конструкции. Параметры двух вариантов ВОГ с высокой и средней чувствительностью приведены в таблице 4.1 (Ω_π – скорость вращения, соответствующая разности фаз, равной π):

Таблица 4.1

Чувствительность	L, км	D, см	λ нм	$\Delta\Phi_s/\Omega$ с	Ω_π °/с	Ω_μ °/час
Высокая	1	10	1550	1,35	133	0,15

Средняя	0,2	3	850	0,15	1220	1,4
---------	-----	---	-----	------	------	-----

Как в любой пассивной оптической системе, в ВОГ теоретически чувствительность ограничена фотонным дробовым шумом, анализ которого основывается на утверждении, что суммирование N некоррелированных дискретных частиц, таких как фотоны, является случайным процессом со средним квадратичным отклонением, равным \sqrt{N} . Типичное значение мощности света, вышедшего из интерферометра, лежит в диапазоне от 1 до 100 мкВт, что соответствует потоку от 10^{12} до 10^{14} фотонов в секунду. Тогда СКО результата суммирования составляет от 10^6 до 10^7 фотонов, что дает ошибку измерения фазы порядка от 10^{-6} до $10^{-7}/\sqrt{\Gamma}$ Гц. За счет усреднения ошибка измерения фазы может быть доведена до $10^{-7} \dots 10^{-8}$, в то время как абсолютный набег фазы при прохождении волокна длиной от 100 м до 1 км составляет от 10^9 до 10^{10} радиан. Таким образом, предел чувствительности находится на 16...18 порядков ниже общего пути проходимого светом по волокну, в то время как изменение длины за счет температуры составляет $10^{-5}/^\circ K$. Такая высокая точность может быть достигнута в ВОГ за счет использования фундаментального принципа взаимности при распространении света в линейной среде.

4.2. Принцип взаимности

Принцип взаимности гласит, что для любой световой волны, распространяющейся в линейной среде, существует противоположно направленная волна, которая имеет точно такой же набег фазы и точно такое же ослабление амплитуды. В свободном пространстве трудно обеспечить пространственное совпадение волн для проверки этого принципа. Тем не менее, в одномодовом световоде пространственное совмещение обеспечивается автоматически и требуется только добиться равенства вводимых мощностей встречных световых волн. При выполнении этого условия встречные волны автоматически становятся взаимными. Невзаимные эффекты (в первую очередь к этим эффектам относится и эффект Саньяка) нарушают принцип взаимности и создают различия в условиях распространения встречных волн. Следует отметить, что результаты воздействия невзаимных эффектов являются величина-

ми первого порядка малости (по параметру $D\Omega/c$) по отношению к взаимным набегам фазы и изменениям амплитуд.

Первая экспериментальная демонстрация ВОГ, тем не менее, показала его существенную невзаимность. Интерференционные кольца, наблюдаемые на обоих выходах интерферометра, существенным образом зависели от юстировки концов волокна. Эта проблема могла стать серьезным ограничением при достижении высокой точности, но вскоре было показано, что она легко решается с помощью так называемой взаимной или минимальной конфигурации (рис. 4.4), где свет вводится в интерферометр через одномодовый волноводный фильтр и где выходящая из интерферометра сигнальная световая волна фильтруется тем же самым волноводным фильтром. Это обеспечивает обеим волнам, прошедшим интерферометр, одинаковую общую фазу, несмотря на возможные дефекты светоделителя.

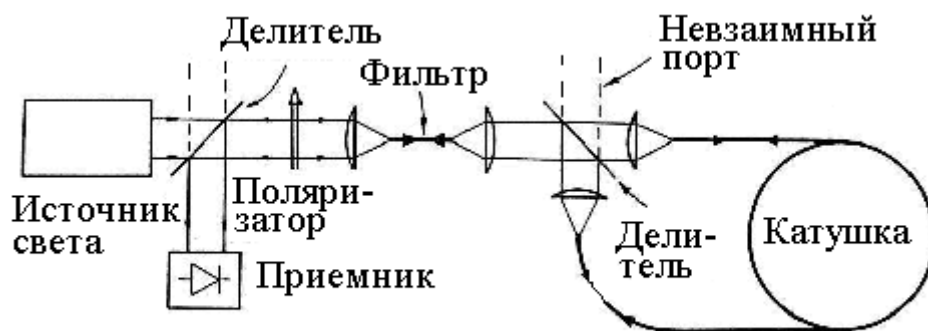


Рис. 4.4

Режим взаимности интерферометра не требует непрерывного одномодового распространения, а требует только лишь одномодового фильтра на общем входном-выходном порте, называемом взаимным портом. Такой одномодовый фильтр включает в себя одномодовый пространственный фильтр, а также поляризатор, поскольку одномодовое волокно, используемое в данном случае в качестве пространственного фильтра, пропускает две ортогональные поляризации (имеет две собственные поляризации). Использование сохраняющего поляризацию (СП) волокна повышает точность устройства и позволяет избежать затухания сигнала, но даже в этом случае желательно использовать поляризатор.

Следует отметить одну особенность схемы построения ВОГ, необходимую для выполнения требований принципа взаимности. Для обеспечения принципа взаимности необходимо, чтобы набег фаз встречных волн при об-

ходе волоконного контура (при отсутствии вращения) были равны между собой. Тем не менее, в простейшем варианте (рис. 4.2) выполнения ВОГ его конфигурация не отвечает принципу взаимности для волн, направленных на фотоприемник. Из рис. 4.2 видно, что волна, распространяющаяся по часовой стрелке, проходит через светоделитель дважды, а волна, направленная против часовой стрелки, отражается от светоделителя дважды. Учитывая скачок фазы возникающий при отражении, получаем разность набегов фаз встречных волн, т.е. конфигурация на рис. 4.2 обладает невзаимностью. В то же время для волн, прошедших контур и вышедших в направлении источника имеет место выполнение принципа взаимности. Следовательно добиться взаимности можно помещением второго светоделителя вдоль входного оптического пути (рис.4.4). В данной взаимной конфигурации обе волны, идущие на фотоприемник, по два раза проходят светоделитель и по два раза отражаются от светоделителя.

4.3. Обработка выходного сигнала

Как отмечалось выше, из графика на рис. 4.3 видно, что при малых угловых скоростях интенсивность слабо меняется при изменении скорости, поскольку изменение происходит по вершине косинуса, т.е. чувствительность к малым угловым скоростям мала. Скорость вращения порядка $1^\circ/\text{ч}$ соответствует сдвигу фазы порядка $10^{-6} - 10^{-5}$ рад. В то же время при разработке гироскопов большое внимание уделяется возможности измерения именно малых угловых скоростей, поскольку порог его чувствительности определяется минимальной измеряемой скоростью. Чувствительность рассматриваемого интерферометра можно определить через производную интенсивности света в интерференционной картине по разности фаз. В этом случае чувствительность равна

$$\frac{1}{I_0} \frac{dI_0}{d(\varphi_s)} = 2 \sin \varphi_s. \quad (4.3)$$

Данное выражение подтверждает, что чувствительность мала при малых скоростях, поскольку при малых скоростях $\sin \varphi_s$ имеет малую величину. Чтобы увеличить чувствительность в области малых скоростей можно ввести искусственную невзаимную разность фаз встречных волн, равную $\pi/2$ с тем, чтобы выйти на наиболее крутой участок характеристики.

Невзаимный фазовый сдвиг на $\pi/2$ может быть создан с помощью, например использования эффекта Фарадея, являющегося эффектом невзаимным. В этом случае получаем

$$I = 2I_0(1 - \sin \varphi_s).$$

Однако, схема с искусственной невзаимной разностью фаз встречных волн обладает недостатком, связанным с чувствительностью элемента, создающего невзаимный фазовый сдвиг (такой элемент обычно называется невзаимным фазовым элементом), к изменениям внешних условий. К таким изменениям относятся обычно изменения внешнего магнитного поля, температуры окружающей среды и др. Изменения разности фаз, обусловленные такими факторами, воспринимаются как изменения разности фаз, за счет изменения Ω . Поэтому схема с невзаимным фазовым элементом не используется.

Наиболее удачной оказалась взаимная схема обработки выходного сигнала с взаимным фазовым модулятором, расположенным на одном из концов волоконной катушки (рис. 4.5). Разность фаз $\Delta\varphi$ модулируется от $\pi/2$ до $-\pi/2$ на частоте $1/2\tau_0$, где τ_0 – время обхода светом волоконного контура.

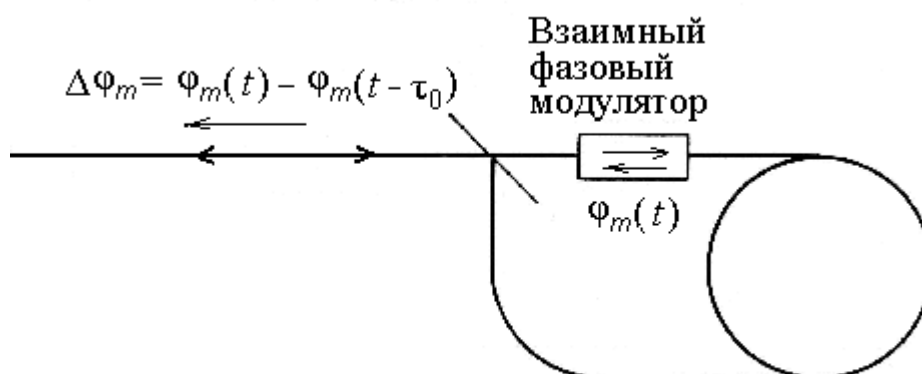


Рис. 4.5.

Волоконная катушка в данном случае играет роль временной линии задержки. Разность фаз встречных волн на выходе интерферометра равна

$$\Delta\varphi_m = \varphi_m(t) - \varphi_m(t - \tau_0).$$

При частоте модуляции, равной $1/2\tau_0$ световая волна, испускаемая в момент времени t , в направлении «по часовой стрелке», испытывает задержку по фазе на 90° , относительно световой волны, распространяющийся «против часовой стрелки» и не испытывающей задержки (за счет положения модулятора).

Взаимная фазовая модуляция приводит в общем случае к модуляции интенсивности света I , падающего на фотоприемник (рис. 4.6).

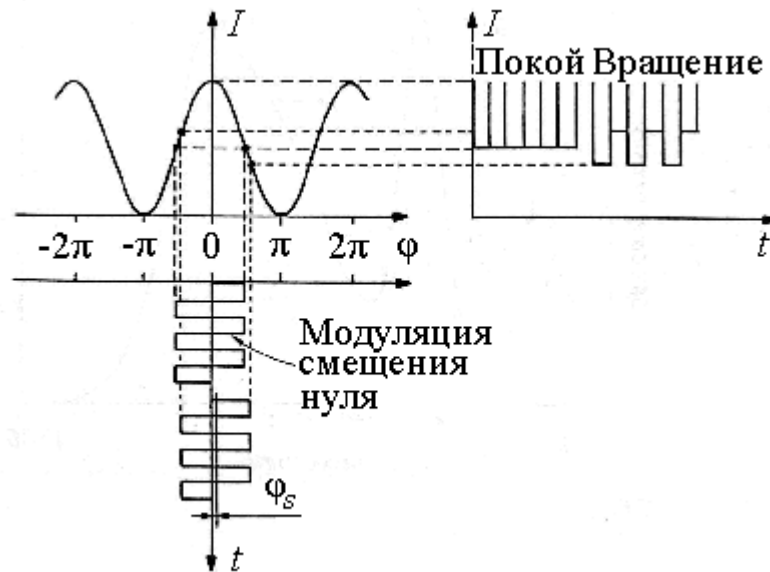


Рис. 4.6.

При отсутствии скорости вращения Ω имеем постоянный уровень интенсивности. При наличии Ω получаем модуляцию по частоте работы модулятора $1/2\tau_0$. Выходной сигнал фотоприемника $i = \gamma(1 + \cos \varphi_s)$ при модуляции равен

$$i = \gamma[1 + \cos(\pi/2 + \varphi_s)] = n\gamma(1 - \sin \varphi_s) \quad \text{при } 2n\tau_0 \leq t \leq (2n+1)\tau_0.$$

$$i = \gamma[1 + \cos(-\pi/2 + \varphi_s)] = \gamma(1 + \sin \varphi_s) \quad \text{при } (2n+1)\tau_0 \leq t \leq 2(n+1)\tau_0.$$

$$\Delta i = \gamma 2 \sin(\varphi_s).$$

Глубина модуляции определяется величиной φ_s , т.е. полезный эффект можно определять по глубине модуляции. В качестве взаимного фазового модулятора чаще всего используют цилиндр, выполненный из пьезокерамики на который намотано несколько витков волокна. При подаче на стенки цилиндра напряжения его диаметр изменится, вследствие обратного пьезоэффекта. Модуляция может осуществляться по различным законам. В случае прямоугольного закона модуляции получаемый выходной сигнал представлен на рис. 4.6. При синусоидальном законе модуляции выходной сигнал фотоприемника имеет вид:

$$i(t) = A_0 [\cos(\varphi_s + \varphi_m \cos \omega_m t)] =$$

$$= A_0 [\cos \varphi_s \cos(\varphi_m \cos \omega_m t) - \sin \varphi_s \sin(\varphi_m \cos \omega_m t)].$$

Используя разложение в ряд по функциям Бесселя, получим

$$i(t) = A_0 \cos \varphi_s [J_0(\varphi_m) + 2J_2(\varphi_m) \cos 2\omega_m t + \dots] + A_0 \sin \varphi_s [2J_1(\varphi_m) \sin \omega_m t + 2J_3(\varphi_m) \sin 3\omega_m + \dots]. \quad (4.4)$$

Производя демодуляцию, т.е. выделяя составляющую на 1-ой гармонике частоты модуляции в выражении (4.4), получаем сигнал (постоянный после фильтрации и выпрямления), пропорциональный синусу сальковского сдвига фаз φ_s и соответственно скорости вращения Ω :

$$S = CJ_1(\varphi_m) \sin \varphi_s.$$

Сигнал S полученный после демодуляции является полезным сигналом с очень стабильным нулем, поскольку изменения интенсивности света и амплитуды модуляции дают по отношению к измеряемому (полезному) сигналу мультипликативный эффект, т.е. не вносят сдвига нуля (рис. 4.7).

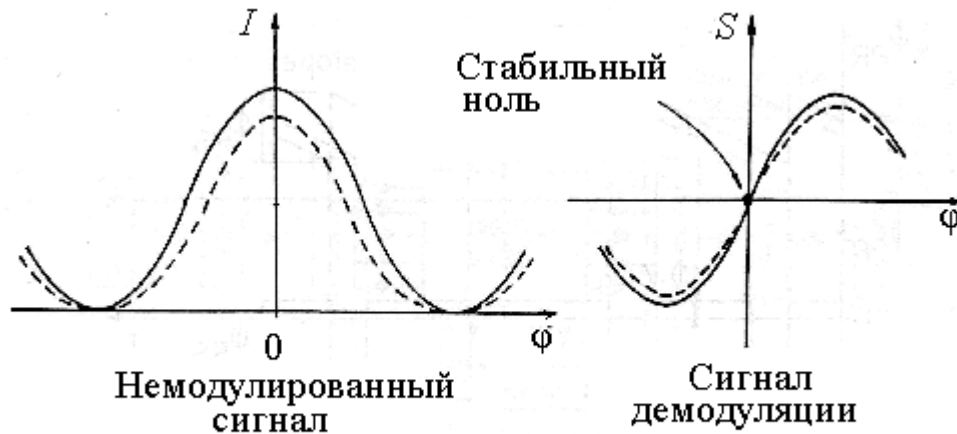


Рис. 4.7.

Использование взаимного модулятора является очень важным фактором, поскольку средняя величина периодически модулируемой разности фаз точно соответствует нулю. При использовании рассмотренной схемы важен выбор соответствующей частоты модуляции для исключения паразитных ошибок, обусловленных дефектами закона модуляции. При использовании прямоугольного закона дефекты могут возникать за счет остаточной асимметрии, при работе с синусоидальным законом модуляции дефекты связаны, прежде всего, с наличием в модулирующем сигнале нелинейных искажений.

Рассмотренная схема ВОГ с взаимной модуляцией обеспечивает очень хорошую стабильность нуля за счет сохранения взаимности волоконного интерферометра. Тем не менее, использование ВОГ в инерциальных системах навигации подвижных объектов требует высокой точности во всем диапазоне

угловых скоростей, а не только в районе нуля. В то же время из рис. 4.7 видно, что демодулированный полезный сигнал является синусоидальным, в то время как требуется линейная выходная характеристика.

Проблема обеспечения линейной выходной характеристики и работы в широком диапазоне скоростей решается посредством создания замкнутых схем обработки сигнала. В этом случае демодулированный сигнал используется в качестве сигнала ошибки, подающегося обратно в систему для обработки сигнала обратной связи, вводящего разность фаз φ_{fb} , равную разности фаз за счет вращения (саньковская разность фаз) φ_s и противоположную ей по знаку (рис. 4.8).

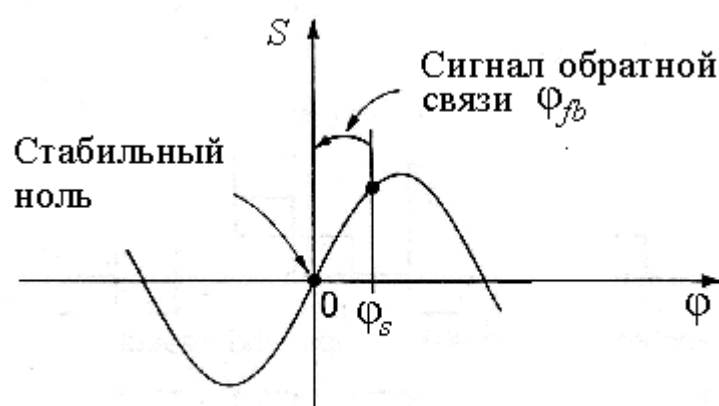


Рис. 4.8.

В такой замкнутой схеме измеряемой величиной становится разность фаз φ_{fb} . Это обеспечивает линейность выходной характеристики и ее высокую стабильность, поскольку такой сигнал обратной связи не зависит от мощности света на фотодетекторе и коэффициента усиления в цепи фотоприемника.

В первых вариантах реализации ВОГ с замкнутой схемой обработки сигнала использовались акустооптические модуляторы, обеспечивающие сдвиг частоты световой волны, поступающей в катушку волокна. Упрощенная схема такого ВОГ приведена на рис. 4.9. Акустооптический модулятор (АОМ) установлен, как и в предыдущей схеме ВОГ, около одного из концов волоконной катушки. Одна из световых волн, поступающая от источника света с частотой f_0 на светоделитель, падает на АОМ, где сдвигается по частоте на величину f_M и проходит волоконную катушку с частотой $f_0 + f_M$. Встречно распространяющаяся волна проходит катушку с частотой f_0 , а по-

сле этого проходит АОМ, сдвигается по частоте и попадает на фотодетектор (ФД). Таким образом, обе волны приходят на ФД с одинаковой частотой, но с разными набегам фазы за счет прохождения катушки с разными частотами.

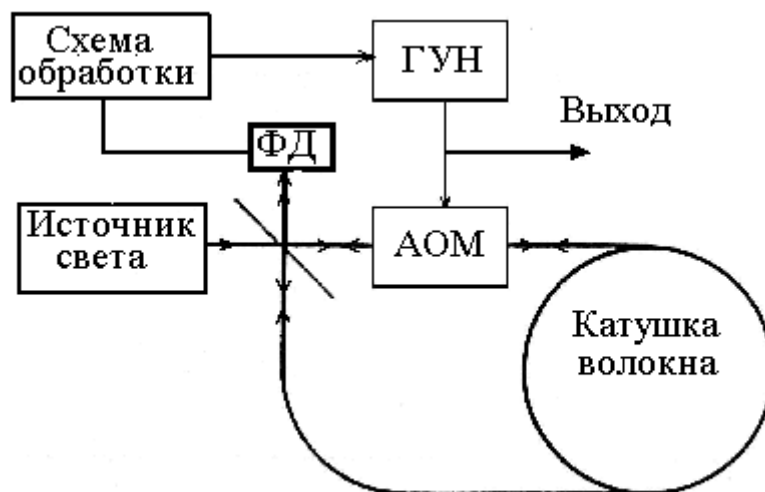


Рис. 4.9.

Волна, проходящая катушку волокна по часовой стрелке, испытывает дополнительный набег фазы за счет большей частоты. Поскольку набег фазы равен интегралу от частоты за время наблюдения, то дополнительный набег фазы этой волны равен

$$\phi_M = f_M \cdot \tau_0 = f_M \frac{2\pi L n}{c},$$

где τ_0 – время обхода контура световой волной, n – коэффициент преломления волокна. Поскольку вторая волна проходит контур с частотой f_0 , разность фаз встречных волн после прохождения контура при отсутствии его вращения равна $\phi = \phi_M$. При наличии вращения разность фаз будет определяться двумя составляющими: набегом фазы за счет модуляции и саньяковской разностью фаз (причем, как указывалось ранее, эти составляющие имеют разные знаки)

$$\phi = f_M \tau_0 - \phi_s = \frac{2\pi L}{\lambda} \left(\frac{n}{f_0} f_M - \frac{2R\Omega}{c} \right).$$

Из приведенного выражения следует, что изменением частоты, подаваемой на АОМ, можно добиться сведения разности фаз встречных волн после прохождения контура к нулю, как этого требует замкнутая схема работы ВОГ (рис. 4.8). Регулировка частоты производится за счет изменения напряжения,

подаваемого со схемы обработки выходного сигнала ФД на генератор, управляемый напряжением, (ГУН). Для обращения разности фаз ϕ в ноль сигнал обратной связи ϕ_{fb} должен быть равен саньяковской разности фаз. В этом случае частота модуляции оказывается равной

$$f_M = \frac{2R}{\lambda n} \Omega.$$

Интересно отметить, что связь частоты модуляции со скоростью вращения в этом выражении точно совпадает со связью со скоростью вращения разности частот встречных волн кольцевого лазера (в том случае, когда он имеет оптический контур в виде окружности). Это совпадение объясняется тем, что принцип действия обоих приборов (ВОГ и кольцевого лазера) основан на эффекте Саньяка.

Таким образом, рассмотренная схема показывает, что использование взаимного акустооптического модулятора на одном из концов волоконного контура позволяет реализовать замкнутую схему работы ВОГ. Тем не менее, рассмотренная схема обладает существенным недостатком, связанным с некоторым нарушением принципа взаимности за счет прохождения встречными волнами контура на разных частотах. Поэтому наибольшее распространение получила схема, в которой сигнал обратной связи вырабатывается при пилообразной модуляции разности фаз встречных волн (рис.4.10).

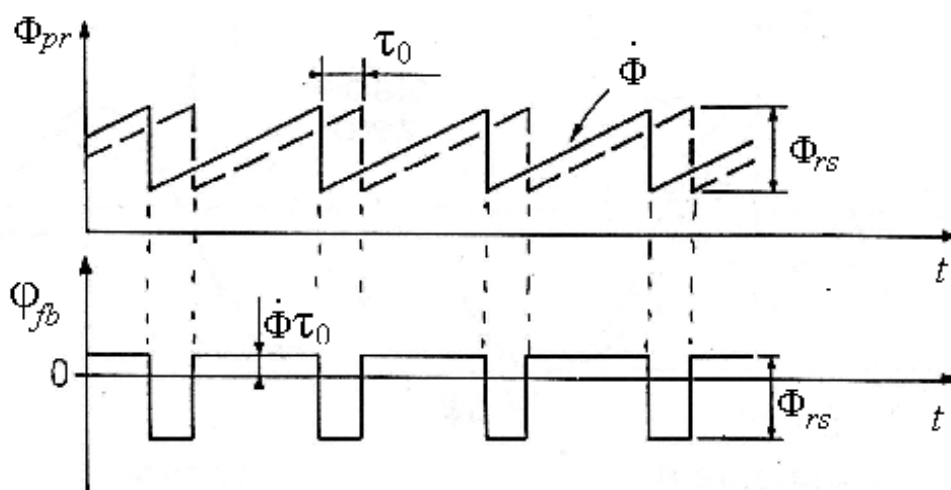


Рис. 4.10

В этом случае взаимный модулятор (это может быть модулятор того же типа, что и в схеме на рис. 4.5) создает линейно изменяющийся во времени набег фазы $\phi(t)$.

Поскольку модулятор расположен в оптическом контуре несимметрично, возникает разность фаз между встречными волнами, равная $\varphi_{oc} = \frac{d\phi}{dt} \cdot \tau_0$, где τ_0 время прохождения светом катушки волокна. Эта разность фаз может использоваться в качестве сигнала обратной связи (так же как в предыдущей схеме) для компенсации саньяковской разности фаз и выхода в нулевую точку. Следует отметить, что при формировании пилообразного сигнала величина скачка фазы ϕ_{RS} при ее обнулении должна быть равна 2π радиан. Существенное повышение качества работы замкнутой схемы ВОГ получается при использовании ее цифровой версии (рис. 4.11). В этом случае сигнала обратной связи формируется в виде ступенек ϕ_s , равных φ_{oc} , что позволяет естественным образом обеспечить равенство скачков обнуления фазы 2π радиан.

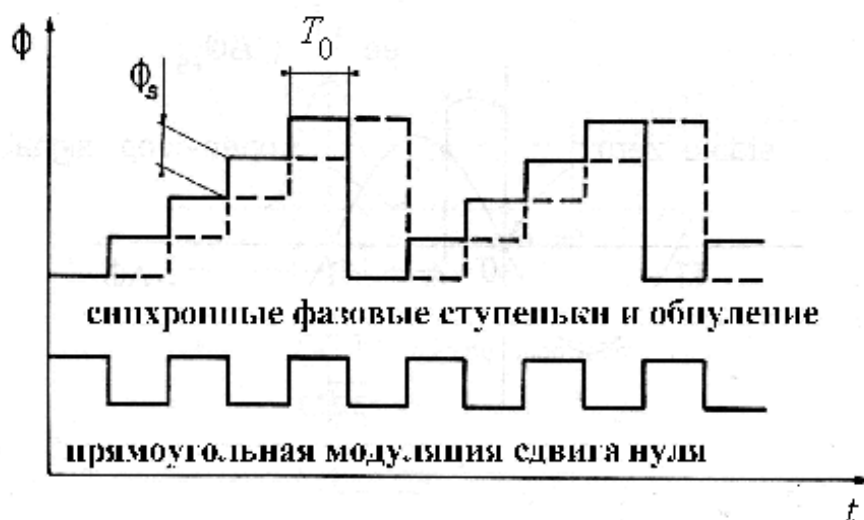


Рис. 4.11

Цифровая модуляция ведет к полностью цифровой замкнутой схеме обработки сигнала, которая внутренне свободна от электронных источников сдвига нуля. Такая электроника, работающая в диапазоне частот от 0,1 до 1 МГц при длине волокна в катушке от 100 до 1000 м, состоит из детектора, фильтров, аналого-цифрового преобразователя модулированного сигнала, цифровой схемы обработки (демодуляция, интегральная фильтрация для замыкания цепи обратной связи, генерация пилообразного сигнала модуляции сдвига нуля), цифро-аналогового преобразователя модулирующего сигнала и усилителя.

4.4. Основные источники погрешностей

Теоретически, как и в других опто-электронных системах, основные ограничения точности определяются дробовыми шумами фотоприемника. Однако в действительности большую роль играют и другие эффекты, приводящие к возникновению паразитной невзаимности:

Рассмотрим ряд источников погрешности и некоторые методы их исключения.

4.4.1. Потенциальная точность ВОГ

В разделе 2.2 отмечалось, что потенциальная точность ВОГ дробовым шумом фотоприемника. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Мощность излучения, падающего на фотоприемник определяется выражением

$$P = 2P_0(1 + \cos \varphi),$$

где P_0 – мощность входящего излучения.

При статическом фазовом смещении в точку рабочей характеристики с наибольшей чувствительностью это выражение принимает вид

$$P = 2P_0(1 - \sin \varphi). \quad (4.5)$$

Число фотонов, падающих на фотоприемник, является случайной величиной. Математическое ожидание этого числа за время наблюдения T равно

$$\bar{N} = 2P_0T / h\nu,$$

где h – постоянная Планка, ν – частота света.

Среднее квадратичное отклонение (СКО) числа фотонов от среднего для пуассоновского распределения равно

$$\sigma = \sqrt{\bar{N}}.$$

Учитывая линейность выходной характеристики в районе нуля (выражение (4.5)), можем утверждать, что флуктуации фазы пропорциональны флуктуациям мощности и следовательно числа фотонов

$$\delta\varphi = \frac{\delta P}{P_0} = \frac{\delta N}{\bar{N}}.$$

Тогда СКО флуктуаций фазы выходного сигнала можно определить в виде

$$\sigma_\varphi = \sqrt{\frac{h\nu\Delta f}{2P_0}}, \quad (4.6)$$

где Δf - полоса пропускания системы обработки сигнала (фильтрации) $\Delta f = \frac{1}{T}$. Пусть $P_0 = 100$ мкВт, $\nu = 3 \cdot 10^{14}$ Гц. Тогда

$$\frac{\sigma_\varphi}{\sqrt{\Delta f}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\sqrt{\text{Гц}}}; \quad \sigma_\varphi \approx 3 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{1}{T}},$$

т.е. при полосе пропускания 1 Гц предел чувствительности по фазе составляет $5 \cdot 10^{-8}$ рад. Полоса пропускания 1 Гц соответствует времени усреднения 1 с. При увеличении времени усреднения σ_φ падает. Оценим, какой скорости вращения соответствует сдвиг фазы выходного сигнала ВОГ, равный $5 \cdot 10^{-8}$ рад.

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi RL}{\lambda c} \Omega,$$

при $L = 1$ км, $R = 5$ см масштабный коэффициент ВОГ, связывающий сдвиг фазы выходного сигнала со скоростью вращения $K = \varphi/\Omega$, имеет значение порядка

$$K = \frac{4\pi \cdot 0,05 \cdot 10^3}{1 \cdot 10^{-6} 3 \cdot 10^8} \approx 2,$$

Тогда минимальная скорость вращения, которую можно почувствовать на фоне шума выходного сигнала

$$\Omega_{\min} = 3 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{1}{T}} \cdot \frac{1}{2} \text{ рад} / \text{с} \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\sqrt{T}} \text{ угл.с} / \text{с}.$$

При времени усреднения, равном 1 с, получаем $\Omega_{\min} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ угл.с} / \sqrt{\text{с}}$, при усреднении в течение часа получаем $\Omega_{\min} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ град} / \sqrt{\text{час}}$. Следует отметить, что полученная оценка предельной чувствительности ВОГ соответствует весьма высокому уровню точности гироскопа.

4.4.2 Влияние обратного рассеяния

Обратное рэлеевское рассеяние является одним из основных механизмов потерь в волокне, а также является источником шума в ВОГ, ограничивающим его чувствительность.

Каждая из встречных волн рассеивается на микронеоднородностях волокна, в результате чего возникает рассеянные волны, распространяющиеся в противоположных по отношению к основным волнам направлениях, и ин-

терферирующие с основными встречными волнами. Фаза рассеянной волны является обычно случайной величиной. Интерференция основных встречных волн с рассеянными волнами приводит к изменению разности фаз встречных волн, в результате которого возникают флуктуации сдвига фаз выходного сигнала. Оценим погрешность измерения скорости вращения, возникающую за счет рассеяния света.

Пусть затухание в волокне $e^{-\alpha_s L}$ обусловлено рэлеевским рассеянием. Теряемая энергия равномерно рассеивается по длине волокна. На выходе волокна после одного обхода контура мощность световой волны P_1 равна

$$P_1 = P_0 e^{-\alpha_s L},$$

где α_s - коэффициент рассеяния. Тогда рассеянная мощность световой волны равна $P_s = P_0 (1 - e^{-\alpha_s L})$. Будем считать, что индикатриса рассеяния определяется по закону Ламберта. Тогда из величины рассеянного света во встречную волну попадет

$$P_c = P_0 (1 - e^{-\alpha_s L}) \frac{\pi \beta^2}{4},$$

где $\pi \beta^2 / 4$ - телесный угол, β – плоский угол. Отношение рассеянной волны к прошедшей с точностью до члена первого порядка малости по величине $\alpha_s L$ получаем в виде

$$\frac{P_c}{P_1} = \frac{P_0 (1 - e^{-\alpha_s L}) \pi \beta^2 / 4}{P_0 e^{-\alpha_s L}} \approx \frac{1}{4} \pi \beta^2 \alpha_s L.$$

В этом случае максимальная величина изменения сдвига фаз выходного сигнала, обусловленного рассеянием, будет определяться выражением

$$\delta(\varphi)_{\max} = 2\sqrt{P_c / P_1} = \beta \sqrt{\pi \alpha_s L}.$$

При $L = 1$ км, $\alpha_s = 10^{-5}$ 1/м, $\beta = 0,1$ рад получаем оценку максимального изменения сдвига фаз выходного сигнала в виде

$$\delta(\varphi)_{\max} = 0,1 \sqrt{\pi \cdot 10^{-5} \cdot 10^3} \approx 0,017 \text{ рад}.$$

Тогда находим величину максимальной погрешности измерения скорости вращения равной

$$\delta \Omega_{\max} = \frac{\delta(\varphi)_{\max}}{K} \approx 0,005 \text{ рад} / \text{с} = 6 \cdot 10^2 \text{ град} / \text{ч} = 0,15 \text{ град} / \text{с}.$$

Полученное значение оказывается весьма большим. Напомним, что скорость вращения Земли равна 15 град/ч, а эта величина является характерной для оценки погрешностей гироскопов (см. таблицу 4.1).

Наиболее эффективным и простым способом снижения влияния обратного рассеяния является использование источников света с широкой линией излучения и соответственно низкой когерентностью. В этом случае рассеянные волны, которые проходят другой путь и соответственно имеют другой набег фазы не интерferируют с основными волнами и, следовательно, вносят существенно меньшую погрешность.

4.4.3. Широкополосный источник света

При использовании в любом интерферометре широкополосного источника света хорошая контрастность интерференционной картины наблюдается при разности хода интерферирующих волн близкой к нулю. При увеличении

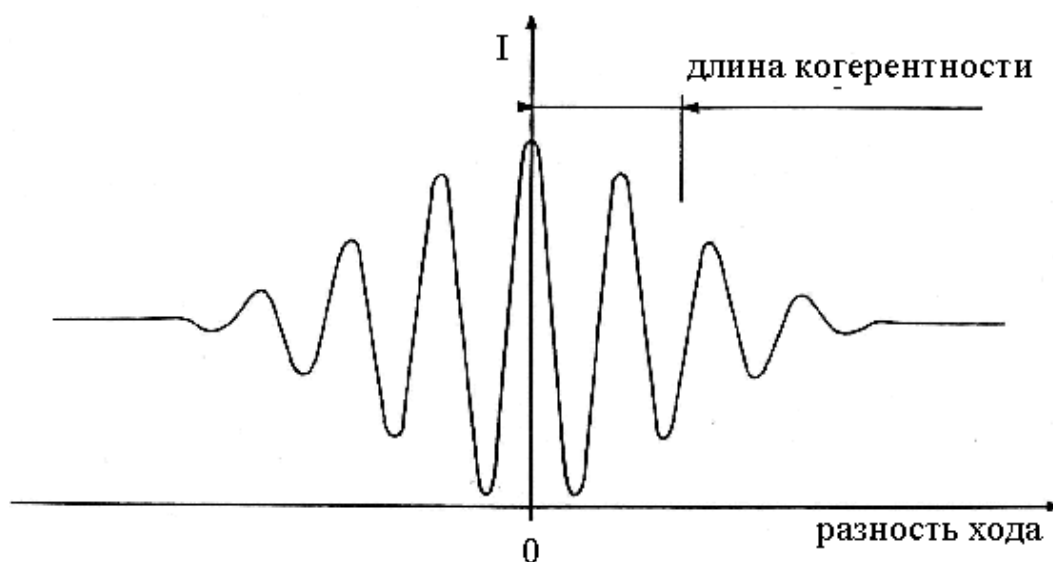


Рис. 4.12.

разности хода контрастность начинает снижаться и в том случае, когда разность хода становится больше длины когерентности источника света, контрастность (видность) стремится к нулю (рис.4.12), т.е. интерференционная картина размывается.

Длина когерентности источника света обратно пропорциональна ширине его спектра. Чтобы лучше понять описанный эффект можно представить широкий спектр в виде набора отдельных длин волн. Каждая длина волны λ_i создает свою собственную интерференционную картину с периодом λ_i

(рис. 4.13). В окрестностях нулевой разности хода все интерференционные картины совпадают. При увеличении разности хода интерференционные картины начинают смещаться относительно друг друга за счет разности их периодичности. В среднем общая интенсивность света начинает приближаться к постоянной величине и интерференционная картина пропадает. Поскольку интерферометр Саньяка работает вблизи нулевой разности хода, в нем можно использовать широкополосный источник света.

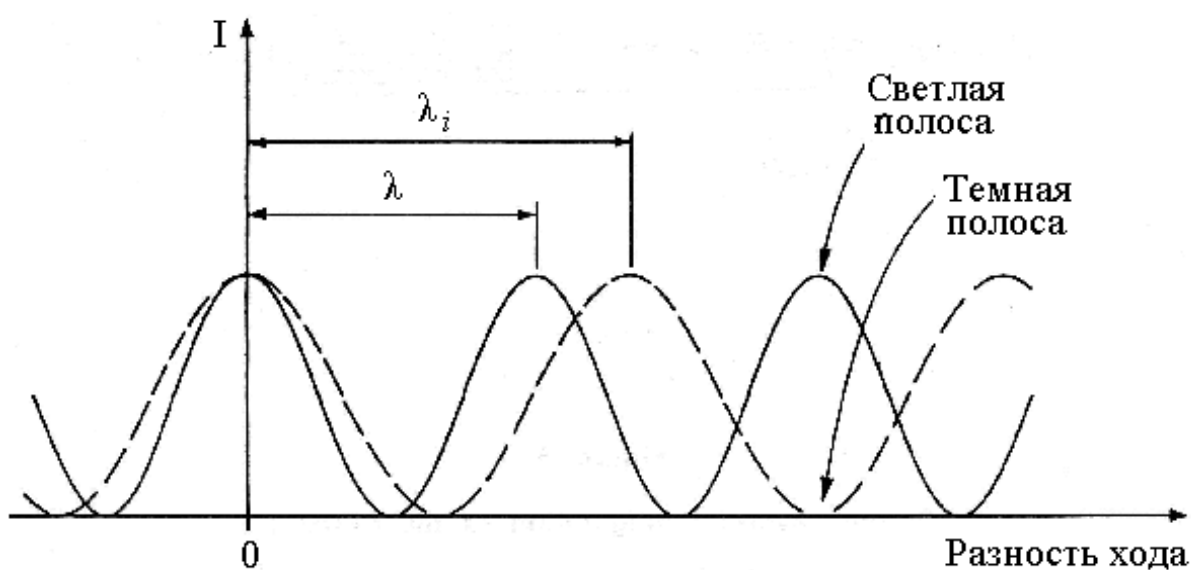


Рис. 4.13.

В ВОГ кроме двух основных встречных волн обычно существует ряд дополнительных паразитных волн, обусловленных обратным рассеянием на неоднородностях волокна, обратным отражением на соединениях элементов гироскопа, несовершенством поляризационных фильтров, пропускающих волны с не основными типами поляризации. При использовании узкополосного высоко когерентного источника света эти волны интерферируют с основными волнами (или между собой) и, как было показано выше, дают паразитный вклад в результат измерений. При использовании широкополосного источника света с малой длиной когерентности интерференция между основными волнами и паразитными, за счет разности хода большей, чем длина когерентности, обладает малой контрастностью и практически не влияет на результат измерений. Этот метод очень эффективен для борьбы с обратным рассеянием, а также при решении проблемы поляризационной невзаимности.

Низкая временная когерентность широкополосных источников света делает их очень удобными для использования в ВОГ. В то же время источник света должен быть хорошо согласован с одномодовым волокном, что требует высокой пространственной когерентности. Оба требования (низкая временная когерентность и высокая пространственная когерентность) не являются антагонистичными, однако для их обеспечения потребовалась разработка и оптимизация специальных источников света. Такие источники основаны на использовании суперлюминесцентных волоконных усилителей света с большим усилением, широко применяемых в волоконно-оптических линиях связи. Такие источники света благодаря спонтанной эмиссии фотонов излучают в широком спектре и некоторые из них, попадая в собственную моду распространения волновода, усиливаются благодаря вынужденной эмиссии. Благодаря большому коэффициенту усиления, удается получить большую мощность излучения за один проход, что обеспечивает излучение в одной пространственной моде и высокую пространственную когерентность.

Такие источники первоначально базировались на полупроводниковых лазерах, где резонатор Фабри-Перо подавлялся использованием просветляющих покрытий. Эти источники излучения, получившие название суперлюминесцентных диодов, работали на длине волны 850 нм при использовании GaAlAs в качестве материала или на длине волны 1300 нм или 1550 нм при использовании InP. Их использование в ВОГ обеспечило существенное уменьшение нестабильности сдвига нуля.

В то же время они характеризуются высокой температурной нестабильностью спектра излучения, что приводило к высокой нестабильности масштабного коэффициента, поскольку чувствительность ВОГ (Φ_s/Ω) обратно пропорциональна длине волны (выражение (2.1)).

Следующим шагом в данном направлении было создание волоконных источников света на длине волны 1550 нм, в которых сердцевина волокна активировалась ионами редкоземельных элементов (в данном случае ионами Эрбия). Для обеспечения инверсии населенности в сердцевине волокна производится ее накачка лазерным диодом. Энергетическая схема накачки и получения инверсной населенности представлена на рис. 4.14.

Такие источники излучения получили также название в виде аббревиатуры ASE от слов Amplified Spontaneous Emission.

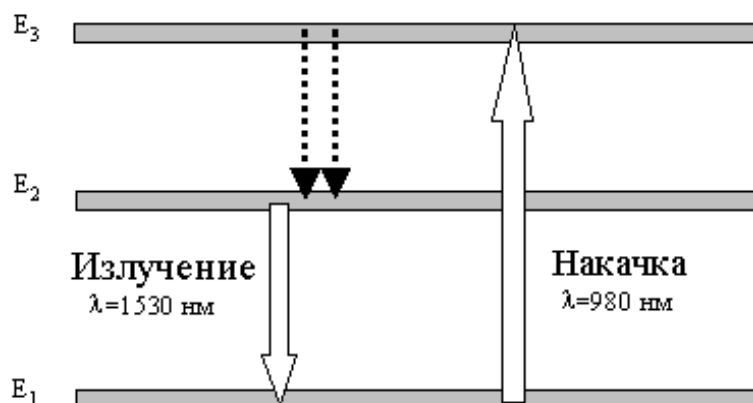


Рис. 4.14.

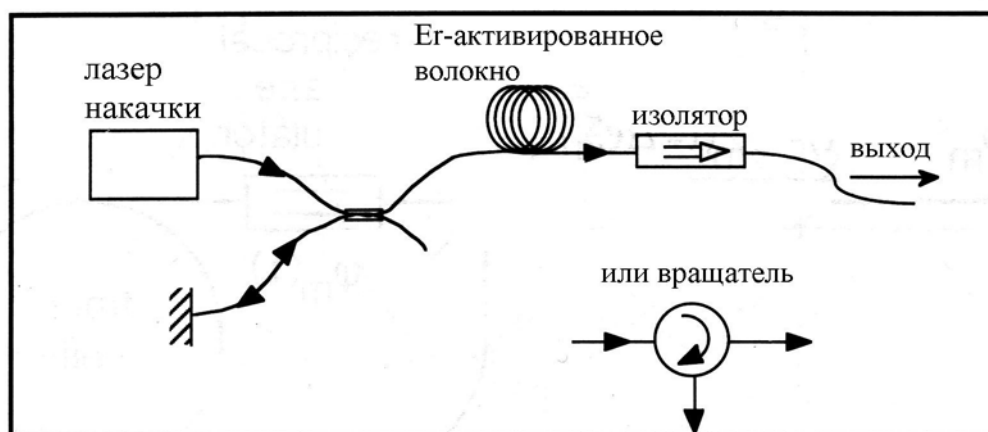


Рис. 4.15.

Схема использования широкополосного волоконного источника света в ВОГ представлена на рис. 4.15.

4.4.4. Влияние эффекта Фарадея

Эффектом Фарадея является поворот плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны при прохождении вещества, помещенного в однородное магнитное поле. Вещества, обладающие такими свойствами, называются магнитооптическими. Поворот плоскости поляризации на угол ρ обусловлен разностью коэффициентов преломления для компонент

с ортогональными круговыми поляризациями n_+ и n_- , на которые всегда можно разложить линейно поляризованную волну

$$\rho = \frac{\pi d}{\lambda} (n_+ - n_-) = VHd ,$$

где V – постоянная Верде, H – напряженность внешнего магнитного поля, d – толщина образца магнитооптического материала. Эффект Фарадея является невзаимным эффектом. Две встречно направленные электромагнитные волны с круговыми поляризациями при прохождении через магнитооптическую среду в магнитном поле приобретают разные набег фаз. В замкнутом контуре, который представляет интерес при рассмотрении работы ВОГ, влияние эффекта Фарадея не проявляется, если в волокне отсутствует двулучепреломление. В этом случае невзаимная разность фаз, обусловленная эффектом Фарадея, после интегрирования по замкнутому волоконному контуру будет равна нулю, поскольку интеграл по замкнутому контуру тангенциальной составляющей внешнего магнитного поля равен нулю. Невзаимная фаза, накопленная в одной половине контура будет компенсироваться невзаимной фазой противоположного знака, накопленной в другой половине контура, поскольку направления распространения световых волн меняются на противоположные по отношению к магнитному полю. При наличии в волоконном контуре двулучепреломления состояния поляризации встречных волн изменяются при прохождении контура. Поэтому невзаимные разности фаз, накопленные на разных участках контура, оказываются разными и, соответственно, при обходе контура компенсация уже оказывается не полной.

При использовании в ВОГ сохраняющего поляризацию волокна теоретически влияние эффекта Фарадея не должно проявляться, поскольку в таком волокне распространяются линейно поляризованные электромагнитные волны. Однако несовершенство изготовления СП волокна приводит к случайным разворотам осей его двулучепреломления, что в свою очередь вызывает возникновение некоторой эллиптичности встречных волн. Эллиптически же поляризованная волна уже подвержена влиянию внешнего магнитного поля. Обычно ошибки, связанные с эффектом Фарадея, накапливаются с увеличением длины волокна, как корень квадратный его длины. Ошибки, связанные с этим эффектом, лежат обычно для сдвига фаз выходного сигнала в районе 1 мкрад на Гс (магнитное поле Земли составляет примерно 0,5 Гс). Эффектив-

ным способом снижения данной ошибки является экранирование ВОГ с помощью специальных экранов из ферромагнитных материалов.

4.4.5. Влияние температурных градиентов и механических напряжений

При рассмотрении схем обработки сигнала ВОГ было показано, взаимная модуляция фазы на отрезке волокна, расположенном несимметрично относительно центра катушки, приводит к невзаимной модуляции сдвига нуля характеристики ВОГ. Из этого можно сделать вывод, любые набег фаз, происходящие несимметрично относительно центра волоконной петли, могут приводить к паразитным невзаимным эффектам.

Такого рода воздействия на выходной сигнал ВОГ имеют место за счет неоднородных температурных изменений в волоконной катушке (так называемый эффект Шупе) и механических напряжений. Рассмотрим эти эффекты подробнее на примере влияния температурных градиентов.

Каждый элемент волоконного контура dl вносит приращение в набег фазы $d\varphi = \beta dl$ для обеих встречно распространяющихся волн, здесь β – постоянная распространения света в волокне (см. разделы 1.1, 1.3). Если температура T изменяется во времени и в зависимости от положения участка dl вдоль волокна, то дифференциальное приращение фазы за время τ в любой точке волокна можно приближенно выразить в виде

$$d\varphi_T \approx \left[\frac{d\beta}{dT} dl + \beta \alpha dl \right] \left(\frac{\delta T}{\delta t} \tau \right), \quad (4.7)$$

где α – линейный коэффициент теплового расширения. Первое слагаемое в квадратных скобках соответствует приращению фазы из-за вариации β при изменении температуры на 1°C на длине dl . Второе слагаемое соответствует приращению фазы из-за вариации длины dl при изменении температуры на 1°C . Множитель в круглых скобках соответствует перепаду температуры за время τ . Приведенное выражение справедливо для временных промежутков порядка нескольких микросекунд – время распространения света в волоконной катушке. Встречно распространяющиеся волны проходят участок dl , расположенный на расстоянии l от одного из концов волоконного контура, в моменты времени, разделенные интервалом

$$\tau = \frac{ln}{c} - \frac{(L-l)n}{c} = \frac{\beta}{\omega} (2l - L), \quad (4.8)$$

где L – длина волокна в катушке, n – коэффициент преломления волокна.

Чтобы найти невзаимный фазовый сдвиг, обусловленный рассматриваемыми эффектами, нужно проинтегрировать выражение (4.7) по длине волоконного контура с использованием (4.8)

$$\varphi_T = \int_0^L \left(\frac{d\beta}{dT} + \beta\alpha \right) \frac{\beta}{\omega} (2l - L) \frac{\delta T}{\delta t} dl. \quad (4.9)$$

Считая, что постоянная распространения определяется в первую очередь коэффициентом преломления $\beta = (2\pi/\lambda)n$ волокна и температура линейно меняется в течение времени наблюдения на величину ΔT , получаем

$$\varphi_T = \frac{\pi L^2 n \Delta T}{\lambda c} \left(\frac{dn}{dT} + \alpha n \right).$$

Переход от полученного выражения через масштабный коэффициент к кажущейся скорости вращения и оценка при использовании типичных значений ВОГ показывает, что получение стабильности сдвига нуля порядка 0,01 °/ч требует стабильности температуры по волоконному контуру на уровне 0,01 °С. Удовлетворение таких требований в условиях изменений параметров окружающей среды является чрезвычайно сложной задачей.

С другой стороны важным фактором является то, что симметричные относительно средней точки волоконного контура изменения температуры компенсируют друг друга и не дают паразитных сдвигов фаз. Это явилось основой для разработки перспективного способа решения проблемы с помощью специального метода намотки волоконной катушки. В этом методе намотка катушки начинается с середины и производится симметрично, так чтобы части волокна, находящиеся на равном расстоянии от середины контура располагались рядом друг с другом. Это приводит к тому, что температура T распределяется симметрично вокруг точки $l = L/2$. В этом случае интеграл (4.9) становится пренебрежимо мал.

4.4.6. Влияние нелинейного оптического эффекта Керра

Еще одним невзаимным эффектом является оптический нелинейный эффект Керра, заключающийся в изменении коэффициента преломления среды под воздействием распространяющегося в ней электромагнитного поля. Разбаланс мощностей встречных волн в ВОГ дает в результате разность набегов фаз и соответствующий сдвиг нуля, поскольку коэффициенты преломления волокна для встречных оказываются также разными. Эти эффекты, тем

не менее обусловлены сложным четырехволновым взаимодействием между встречными волнами, а не просто воздействием волны на саму себя. В настоящее время показано, что использование широкополосного источника излучения уравнивает нелинейности для встречных волн и полностью ликвидирует паразитный сдвиг фаз.

4.5. Основные тенденции развития ВОГ

4.5.1. ВОГ средней точности

Рассмотренные принципы построения достаточно легко обеспечивают создание ВОГ средней точности. Под гироскопами со средней точностью обычно понимают приборы, обеспечивающие нестабильность сдвига нуля в диапазоне от 0,1 до 5 °/ч. Такие гироскопы могут с успехом использоваться в системах управления тактическими ракетами, космическими аппаратами, в поездах, морских гироскопах и др. Одним из наиболее удачных примеров использования гироскопов средней точности является система курсоуказания гражданских самолетов. В данном случае гироскоп ответствен только за определение направления движения и, соответственно, требования к стабильности масштабного коэффициента довольно скромные (порядка 10^{-3}). Это дает возможность использовать ВОГ с разомкнутой схемой обработки сигнала и с минимальной взаимной конфигурацией (рис. 4.16).

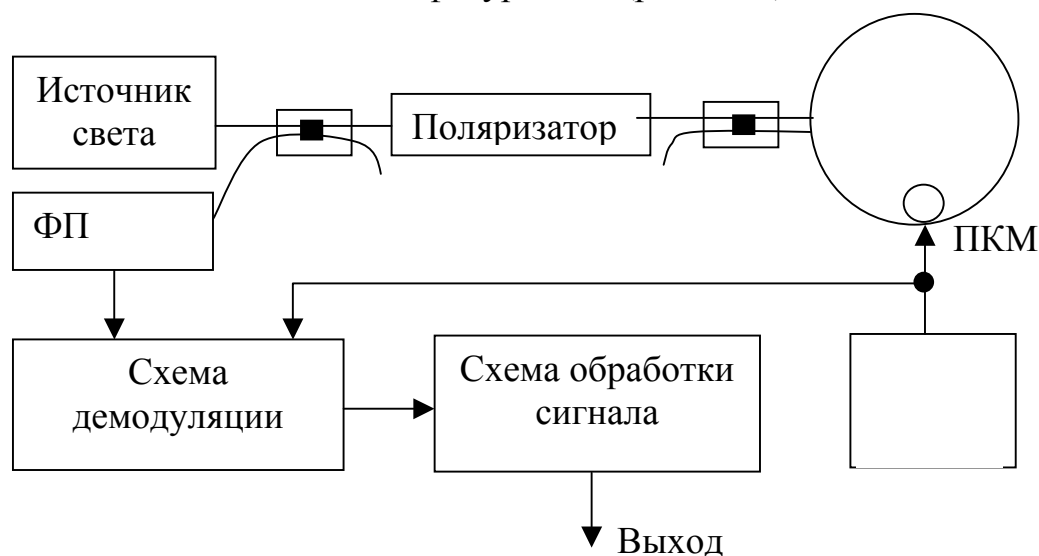


Рис. 4.16

Взаимным модулятором в данной схеме является пьезокерамический модулятор (ПКМ), реализованный на основе пьезокерамического цилиндра, на который намотано несколько витков волокна. Выходной сигнал после схемы обработки представляет собой сигнал, пропорциональный скорости вращения. Исследования, проведенные американской компанией “Honeywell”, выпустившей в середине 90-х серию таких приборов, показали, что после тщательной отработки технологии средняя стабильность сдвига нуля по серии из 100 приборов составила $0,15^\circ/\text{ч}$. Воспроизводимость масштабного коэффициента (СКО) составила $4,2 \cdot 10^{-4}$. Следует отметить, что такие результаты сопоставимы с параметрами ВОГ с замкнутой цепью обработки сигнала средней точности.

4.5.2. Высокоточные ВОГ

Основным назначением авиационных инерциальных навигационных систем (ИНС) является определение местоположения объекта и начальная выставка объекта относительно земной системы координат. В течение полета в системе производится измерение и интегрирование линейных ускорений и определение угловых перемещений. Гироскоп в этих ИНС обычно должен иметь стабильность не хуже $0,006^\circ/\text{ч}$. Такие же требования предъявляются к гироскопам и во многих других навигационных системах. Требования к стабильности масштабного коэффициента гироскопа составляют обычно 10^{-5} в диапазоне скоростей до $1000^\circ/\text{с}$. Такой уровень требований представляется особенно жестким при учете условий эксплуатации гироскопов: диапазон температур окружающей среды, в которой гироскопы должны обеспечивать свои характеристики, составляет от -50°C до $+70^\circ\text{C}$; скорость изменения температуры может достигать $1,0^\circ\text{C}/\text{мин}$; уровень вибраций до $6 \dots 9 \text{ g}$; внешние магнитные поля до 10 Гс . При создании ВОГ, предназначенных для такого рода применений, необходимо использовать замкнутую схему работы прибора, что особенно важно при учете высоких требований к масштабному коэффициенту.

Другим аспектом, обеспечивающим удовлетворение жестким требованиям, является использование в катушке ВОГ волокна с сохранением поляризации. Типичная схема такого ВОГ представлена на рис. 4.17. Функционирование представленной схемы происходит в соответствии с диаграммами,

приведенными на рис. 4.10 и 4.11. Фазовая модуляция встречных волн производится с помощью двух электрооптических модуляторов, входящих в состав элементов интегральной оптической схемы (ИОС). ВОГ с СП-волоком и схемой построения, приведенной на рис. 4.17, удовлетворяют приведенным ранее требованиям во всем диапазоне изменения параметров окружающей среды и, соответственно, могут использоваться в авиационных ИНС.

В то же время при использовании ряда дополнительных методов и средств построения ВОГ его точностные характеристики могут быть доведены до уровня требований к гироскопам, использующимся в высокоточных ИНС для подводных лодок и некоторых космических аппаратов. (В этом случае нестабильность сдвига нуля должна быть менее $0,001^\circ/\text{ч}$.) К таким методам и средствам прежде всего относится использование волоконного суперлюминесцентного источника излучения (см. 4.4.3), обеспечивающего работу на длине волны 1,55 мкм. Чувствительность длины волны света, испускаемого волокном, активированным ионами эрбия, к изменениям температуры оказывается на один-два порядка меньше, чем у полупроводниковых источников света. Это обеспечивает существенно более высокую стабильность масштабного коэффициента (лучше чем 10^{-6}). Кроме того волоконный источник света обеспечивает более высокую мощность излучения, в результате чего уменьшается случайный дрейф ВОГ (см. выражение (4.6)).

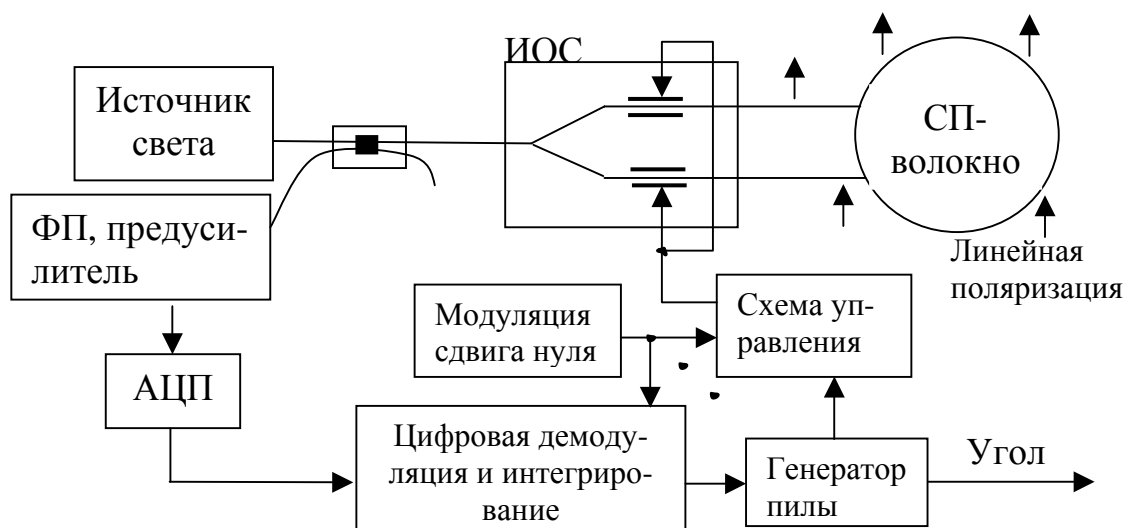


Рис. 4.17.

Высокая мощность излучения является необходимым, но недостаточным условием достижения низкого уровня случайного дрейфа. Интерферен-

ция между независимыми спектральными компонентами широкополосного источника излучения вызывает шум, который становится преобладающим при высоких уровнях мощности излучения. Методом компенсации этого источника случайного дрейфа явилось использование дополнительного фотоприемника, регистрирующего шум непосредственно на выходе источника излучения, и вычитание его выходного сигнала из выходного сигнала основного фотоприемника.

В настоящее время в данном направлении получены следующие результаты. Исследовался ВОГ с длиной волокна 4 км, диаметром катушки 14 см, с катушкой СП-волокна и с волоконным источником излучения. Исследования проводились при стабилизированной температуре окружающей среды, что допустимо для рассматриваемых применений. Стабильность сдвига нуля оказалась на уровне $0,0003^\circ/\text{ч}$, случайный дрейф примерно $0,0002^\circ/\sqrt{\text{ч}}$. Указанная стабильность сдвига нуля эквивалентна скорости вращения порядка одного оборота за 150 лет!

Существенным недостатком ВОГ на СП-волокне является высокая стоимость СП-волокна. При использовании СП-волокна катушка становится наиболее дорогостоящей составляющей ВОГ. Особенно это касается ВОГ с высокими точностными характеристиками, поскольку в таких гироскопах для достижения наибольшей чувствительности длина волокна в катушке, как правило, превышает 1 км. Поэтому весьма актуальными оказались работы, направленные на разработку высокоточных ВОГ, использующих обычное одномодовое волокно. В этих работах были созданы так называемые деполяризованные ВОГ – в них свет до введения в катушку проходит деполяризатор, после которого поляризация световой волны становится хаотической.

4.5.3. Деполяризованный ВОГ

Деполяризатор представляет собой линейную фазовую пластину, оси двулучепреломления которой сориентированы по осям x и y (рис. 4.18). Электромагнитная волна, падающая на деполяризатор, имеет линейную поляризацию, плоскость которой сориентирована под углом 45° к осям x и y .

Проекции вектора \vec{E} на оси x и y являются собственными поляризациями волновой пластины, т. е. их состояние не изменяется, однако между ними возникает разность фаз ψ , которая определяется толщиной пластины d

и разностью коэффициентов преломления обыкновенного и необыкновенного лучей:

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d = \frac{2\pi\nu}{c} (n_o - n_e) d .$$

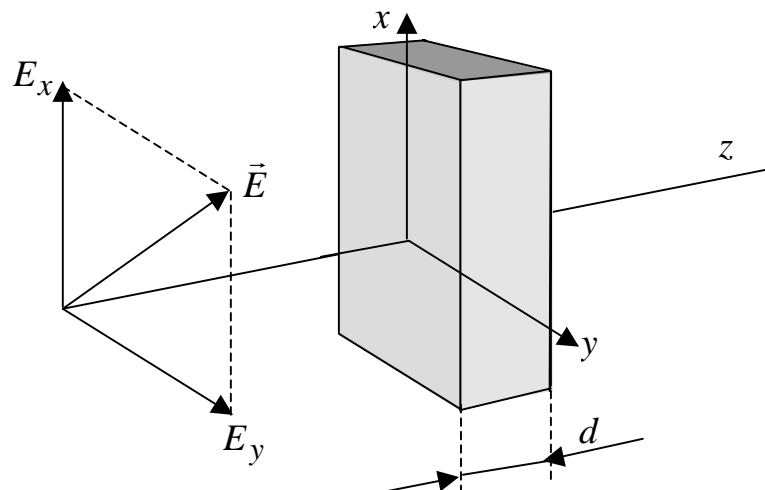


Рис. 4.18.

Состояние поляризации вектора \vec{E} после прохождения пластины можно определить вектором Джонса:

$$\vec{E}_1 = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y e^{i\psi} \end{bmatrix} .$$

В зависимости от разности фаз ψ можно получить любое состояние поляризации, однако оно будет единственным и определенным. Изложенное справедливо для случая падения на пластину монохроматической волны. При использовании широкополосного источника света каждая спектральная компонента будет иметь свою разность фаз и при достаточной толщине пластины прошедший свет имеет любые составляющие поляризации, т. е. свет становится деполаризованным. В качестве деполаризаторов в деполаризованном ВОГ обычно используются отрезки СП-волокна.

Схема деполаризованного ВОГ представлена на рис. 4.19. Здесь предполагается, что ИОС является идеальным поляризатором. Деполаризаторы (отрезки СП-волокна) соединены с двумя выходами ИОС под углами 45° . Отрезки СП-волокна обладают линейным двулучепреломлением. В результате в соответствии с принципом работы деполаризатора (см. рис. 4.18), свет на

выходе деполяризаторов имеет хаотическую поляризацию и распространяется в катушке одномодового волокна, которое предполагается изотропным. Следует отметить, что схема на рис. 4.19 отличается от схемы ВОГ с СП-волокном только катушкой и наличием деполяризаторов, в остальном эти схемы могут быть идентичными.

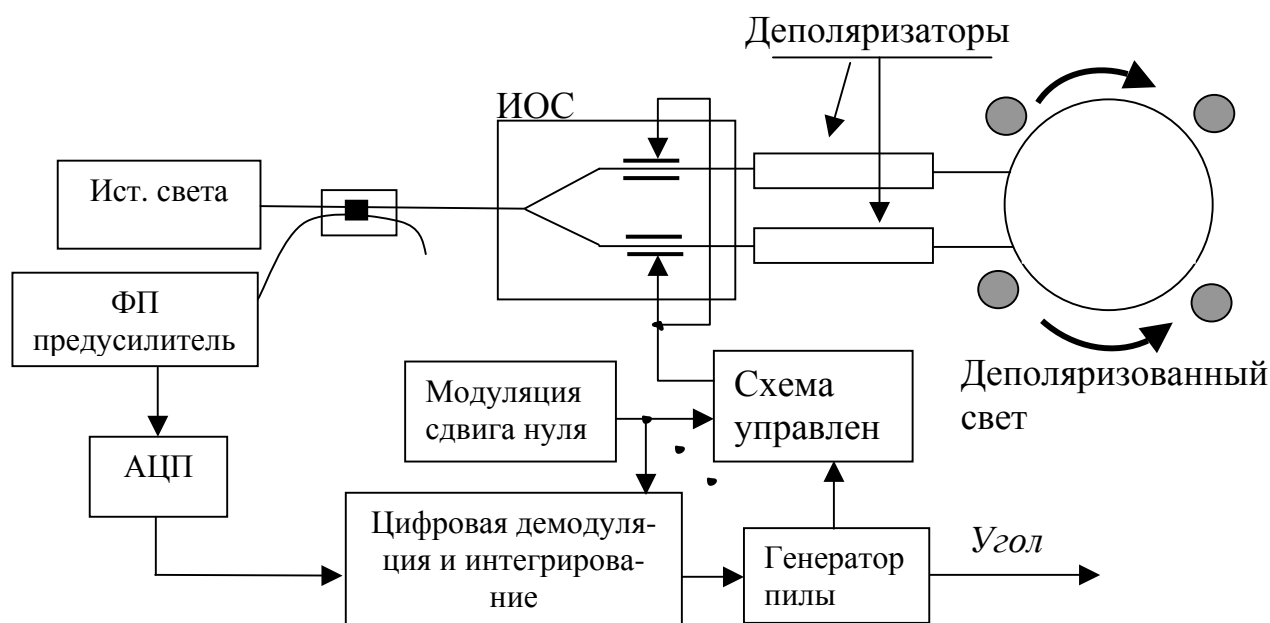


Рис. 4.19.

Между ВОГ на СП-волокне и деполяризованным ВОГ существует много общего, тем не менее деполяризованный ВОГ имеет ряд особенностей. Рассмотрим их более подробно. Все они связаны некоторым образом с комплексным характером поляризации. В ВОГ на СП-волокне свет распространяется через весь интерферометр с одним и тем же состоянием поляризации, определяемым соответствующей главной осью волокна. Некоторая часть света трансформируется в другое состояние поляризации за счет связи между разными состояниями поляризации на волоконных соединениях или из-за большого расстояния, проходимого светом в волоконной катушке, но эта часть света подавляется поляризатором. Благодаря этому обстоятельству описание поведения поляризации в ВОГ на СП-волокне оказывается достаточно простым.

С другой стороны, анализ поведения поляризации в деполяризованном ВОГ является более сложной задачей, так как состояние поляризации распространяющегося света может меняться при прохождении по одномодовому волокну в зависимости от наведенного в волокне двулучепреломления. Дву-

лучепреломление имеет место в катушке с одномодовым волокном за счет дефектов волокна, а также за счет наведенных в волокне напряжений при его изгибах и скручивании. Характер и величина двулучепреломления в катушке одномодового волокна зависят от условий окружающей среды. Например, в волокне, намотанном на бабину, двулучепреломление может изменяться при изменении температуры за счет увеличения или уменьшения напряжения в волокне. При этом нужно учитывать тот факт, что двулучепреломление может меняться настолько быстро, что это приводит к паразитной разности фаз между встречно-распространяющимися волнами, т.е. возникает фазовая невязанность, изменяющаяся во времени. Проблемы, возникающие из-за изменяющегося во времени двулучепреломления аналогичны проблемам, обусловленным эффектом Фарадея, поскольку этот эффект является невязанным. Отличие, казалось бы, заключается в том, что эффект Фарадея воздействует только на свет с круговой поляризацией, в то время как двулучепреломление может воздействовать на любую поляризацию. Однако это только кажущееся различие, поскольку свет с произвольной поляризацией всегда содержит большую или меньшую компоненту круговой поляризации, подверженной влиянию магнитного поля за счет эффекта Фарадея.

В отличие от ВОГ на СП-волокне в деполяризованном ВОГ отдельные спектральные составляющие распространяющегося по волокну света испытывают различные изменения поляризации при прохождении через отрезки волокна с двулучепреломлением. Эти изменения поляризации приводят к различному ослаблению отдельных спектральных составляющих при прохождении через включенный в гироскоп поляризатор вплоть до полного их поглощения. Как следствие, происходит изменение исходного спектра излучения, формируемого источником излучения. Это приводит к нескольким результатам: к потерям света или затуханию полезного сигнала, к нестабильности длины волны и к увеличению относительной интенсивности шума нового спектра.

4.6. Вопросы и задачи

По разделу 4.1. Волоконно-оптический гироскоп

1. Каким образом в волоконно-оптическом гироскопе реализуется увеличение чувствительности?
2. В чем состоит особенность выходной характеристики ВОГ?

По разделу 4.2. Принцип взаимности

1. В чем состоит принцип взаимности?
2. Что представляет собой ВОГ минимальной конфигурации?
3. Приведите примеры невзаимности в ВОГ.

По разделу 4.3. Обработка выходного сигнала

1. Каким образом решается проблема малой чувствительности ВОГ в области малых скоростей вращения?
2. Почему в ВОГ не используются невзаимные элементы?
3. Из каких соображений выбирается частота модуляции фазы во взаимном элементе?
4. Почему ноль выходной характеристики при использовании данного метода является стабильным?
5. Почему пилообразное изменение фазы эквивалентно изменению частоты с помощью АОМ?

По разделу 4.4. Основные источники погрешностей

1. Почему дробовой шум определяет потенциальную точность ВОГ?
2. За счет чего обратное рассеяние приводит к погрешности измерений?
3. Почему использование широкополосного источника позволяет эффективно бороться с обратным рассеянием?
4. Как работают источники излучения, характеризующиеся широкой полосой излучения?
5. При каких условиях эффект Фарадея влияет на работу ВОГ?
6. В чем особенность влияния на работу ВОГ температурных градиентов?

По разделу 4.5. Основные тенденции развития ВОГ

1. Какое волокно и какие модуляторы используются в ВОГ средней точности?
2. Чем характеризуется переход к высокоточной схеме построения ВОГ?
3. Как работает деполяризатор?
4. В чем особенность работы деполяризованного ВОГ?

4.7. Литература

1. Филатов Ю.В. Волоконно-оптический гироскоп: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2003.
2. Шереметьев А.Г. Волоконно-оптический гироскоп. М.: Радио и связь, 1987.
3. Хансперджер Р. Интегральная оптика. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.

4. Optical Gyros and their Applications, NATO RTO AGARDograph 339, May 1999.

4.8. Предметный указатель

акустооптический модулятор – 115
взаимный фазовый модулятор – 112
волокно – 106
волокно с сохранением поляризации – 130
волоконный источник света – 124
время обхода контура – 116
двулучепреломление – 126
демодулированный сигнал – 115
деполяризатор – 132
деполяризованный ВОГ – 133
дробовой шум – 109
замкнутая схема – 115
затухания сигнала – 110
интегральная оптическая схема – 131
катушка – 106
минимальная конфигурация – 110
невзаимность – 110
взаимный порт – 110
обратное рассеяние – 120
одномодовое волокно – 134
пилообразная модуляция разности фаз – 117
потенциальная точность – 119
принцип взаимности – 109
пространственный фильтр – 110
разность фаз – 107

сигнал обратной связи – 115
стабильность нуля – 114
суперлюминесцентный диод – 124
чувствительность ВОГ – 108
частота модуляции – 112
широкополосный источник света – 122
эффект Керра – 128
эффект Фарадея – 125
эффект Шупе – 127

Заключение

Продолжающиеся работы в области волоконно-оптической гироскопии направлены на достижение дальнейшего прогресса точностных и эксплуатационных характеристик ВОГ. При этом большое внимание уделяется ценовым и весогабаритным параметрам разрабатываемых гироскопов. Сравнительно дешевые ВОГ с разомкнутым контуром широко используются в коммерческой авиации. Результаты работ в этой области демонстрируют существенное улучшение характеристик ВОГ со временем. С другой стороны продолжающаяся разработка прецизионных ВОГ преследует цель создания приборов для таких применений, где необходимо иметь стабильность дрейфа гироскопа лучше $0,0003 \text{ }^\circ/\text{ч}$ и случайный дрейф на уровне $0,0002 \text{ }^\circ/\sqrt{\text{ч}}$. Весьма привлекательными выглядят перспективы дальнейших работ по созданию деполаризованных ВОГ, в которых достижение высокой точности сочетается со сравнительно низкой ценой приборов.