Г.И. Долгих, В.Е. Привалов

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES
FAR EASTERN BRANCH
V.I. Ilichev Pacific Oceanological Institute
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

G.I. Dolgikh, V.E. Privalov

LASER PHYSICS. BASIC AND APPLIED RESEARCH

Vladivostok
2016

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ДАЛЬНЕВОСТОЧНОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

Г.И. Долгих, В.Е. Привалов

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Владивосток
2016

UDK 681.7.069.24

Dolgikh G.I., Privalov V.E. **Laser physics. Basic and applied research.** – Vladivostok: Reya, 2016. 352 p.
ISBN 978-5-91849-116-4

The monograph considers mechanism and operating principle of many lasers and laser-interference systems created on their basis. It is carried out classification of solid-state, liquid, and gas lasers. At consideration of the mechanism and its operating principle the basic attention is given to helium-neon lasers, discharge geometry influence on strengthening, to various oscillations and waves in lasers. Some part of the book is devoted to consideration of the mechanism and work of ionic gas-discharge lasers, lasers based on ions of inert gases and metallic vapor. The study concerns various principles of frequency stabilization of optical quantum generators, of industrial stabilized helium-neon lasers and physical bases of lasers stabilization by absorption in iodine. It is described in detail the mechanism, operating principle, and technical characteristics of laser hydrolocators, laser meters, laser nano-barographs, laser instruments for measuring hydrosphere pressure variations, and laser hydrophones.

Application of laser strainmeters, laser nanobarographs, laser measuring instruments of hydrosphere pressure variations and laser hydrophones in case of the solution of a number of fundamental and applied problems allowed receiving a row of results of pioneer character in physics of geospheres.

The monograph is of interest for physicists, oceanologists, geophysicists, acousticiants, and also for post-graduate students and senior students of corresponding specialities.

Keywords: lasers, frequency-stabilized lasers, laser hydrolocators, laser strainmeters, laser nano-barographs, laser instruments for measuring hydrosphere pressure variations, laser hydrophones, hydroacoustics, wind waves, seiches, physics of geospheres.

Fig 177. tabl. 44. Ref 195.

Editor-in-chief Doctor of physic.-mat. sciences *I.O. Yaroshchuk*

Reviewer Academician, Professor, Doctor of physic.- mat. sciences *Yu.N. Kulchin*

The monograph is published with the financial support of RSF
(agreement No 14-17-00041) and FEB RAS

ISBN 978-5-91849-116-4

УДК 681.7.069.24

Долгих Г.И., Привалов В.Е. **«Лазерная физика. Фундаментальные и прикладные исследования».** – Владивосток: ООО «Рея», 2016. 352 с.
ISBN 978-5-91849-116-4

В монографии рассмотрено устройство и принцип работы многих лазеров и лазерно-интерференционных систем, созданных на их основе. Проведена классификация жидкостных, газовых и твёрдотельных лазеров. Основное внимание при рассмотрении принципа работы и устройства уделено гелий-неоновым лазерам, влиянию геометрии разряда на усиление, различным колебаниям и волнам в лазерах. Часть работы посвящена рассмотрению устройства и работы ионных газоразрядных лазеров, лазеров на ионах инертных газов и парах металлов. Рассмотрены различные принципы стабилизации частоты оптических квантовых генераторов, промышленных стабилизированных гелий-неоновых лазеров и физические основы стабилизации лазеров по поглощению в йоде. Подробно описано устройство, принцип работы и технические характеристики лазерных гидролокаторов, лазерных измерителей деформации, лазерных нанобарографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и лазерных гидрофонов. Применение лазерных деформографов, лазерных нанобарографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и лазерных гидрофонов при решении ряда фундаментальных и прикладных задач позволило получить ряд результатов пионерского характера в физике геосфер.

Представляет интерес для физиков, океанологов, геофизиков, акустиков, а также для аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Ключевые слова: лазеры, частотно-стабилизированные лазеры, лазерные гидролокаторы, лазерные деформографы, лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы, лазерные гидрофоны, гидроакустика, ветровые волны, сейши, физика геосфер.

Ил. 177, табл. 44, библ. 195.

Ответственный редактор д. физ.-мат. наук *И.О. Ярощук*

Рецензент академик, профессор, д.ф.-м.н. *Ю.Н. Кульчин*

Монография опубликована при финансовой поддержке РНФ
(соглашение № 14-17-00041) и ДВО РАН.

ISBN 978-5-91849-116-4

© Долгих Г.И., Привалов В.Е., 2016 г.
© ООО «Рея»., 2016 г.

ВВЕДЕНИЕ

Решение многих фундаментальных задач зависит, в первую очередь, от полученных экспериментальных результатов. Качество получаемых результатов зависит от применяемой в исследованиях аппаратуры. Данная аппаратура должна удовлетворять следующим основным трём требованиям: 1) иметь предельную чувствительность, при которой возможны фоновые измерения изучаемых параметров; 2) обладать наивысшим частотным и динамическим диапазонами. Важность данных требований возрастает при изучении природных процессов на этапах их возникновения и развития. В любой области исследования очень сложно определить момент начала возникновения того или иного природного процесса. В океанологии и геофизике сложность проведения данных исследований связана с тем, что возникающие природные процессы и явления имеют большие временные и пространственные масштабы. Большие временные и пространственные масштабы требуют применения при изучении данных природных процессов аппаратуры, в идеале обладающей неограниченным частотным и динамическим диапазонами при предельно достижимой чувствительности. Предельно достижимая чувствительность определяется межатомным взаимодействием. Можно полагать, что минимальная чувствительность определяется размерами атома, а максимальная – флуктуациями атома. Невозможность создания аппаратуры, удовлетворяющей вышеперечисленным требованиям, привела к бурному применению параметрических методов при проведении исследований природных процессов и явлений, особенно в инфразвуковом диапазоне. Так в геофизике и в океанологии широко применяются высокочувствительные установки, рабочий диапазон частот которых не позволяет выполнять прямые измерения изучаемых параметров в инфразвуковом диапазоне. В этом случае применение параметрических методов возможно только при выполнении одного из следующих условий: 1) нелинейное взаимодействие процессов и явлений различных пространственных и временных масштабов; 2) возбуждение высокочастотных процессов и явлений низкочастотными в среде, обладающей большой нелинейностью. Поверхностный анализ выполнения данных условий позволяет понять, что при проведении исследований различных процессов на основе применения параметрических методов не может быть и речи об изучении физики процесса их возникновения. Так как взаимодействие процессов и явлений различных временных и пространственных масштабов, или возбуждение высокочастотных процессов и явлений низкочастотными, наблюдается лишь на последних стадиях их развития. Применение проволочных, кварцевых и штанговых деформографов, наклономеров и т.п. в геофизике, применение различных уровнемеров, мареографов и т.п. в океанологии, не позволяет исследовать процессы и явления на стадии их возникновения, так как они не обладают достаточной чувствительностью.

В связи с изобретением лазеров, особенно мощных импульсных и частотно стабилизированных лазеров непрерывного излучения, появилась возможность создания прецизионных установок для проведения измерений различных геофизических и океанологических параметров с наноуровневой точностью. В конце прошлого столетия были созданы первые лазерные деформографы, лазерные гравиметры и вариометры, обладающие высокой чувствительностью в широком частотном и динамическом диапазонах. Появилась возможность создания аппаратуры на основе применения современных лазерно-интерференционных методов при проведении прямых высокоточных измерений различных параметров в атмосфере, гидросфере и литосфере на различных временных и пространственных масштабах. В конце прошлого и начале нынешнего столетия были созданы высокоточные лазерные нанобарографы, лазерные гидрофоны и лазерные измерители вариаций давления гидросферы, обладающие широкими частотным и динамическим диапазонами.

В книге описаны принципы работы и технические характеристики различных лазеров, частотно стабилизированных и не частотно стабилизированных, лазерно-интерференционных установок, созданных на основе применения частотно стабилизированных и не частотно стабилизированных лазеров и современных интерференционных методов, предназначенных для измерения различных геофизических и океанологических параметров. Часть работы посвящена применению разработанных установок при проведении исследований фундаментального и прикладного характеров, что позволило получить ряд выдающихся результатов, некоторые из которых противоречат существующим представлениям о физике протекания различных геосферных процессов. Работа состоит из введения, пятнадцати глав и списка литературы. В первой главе приведена классификация и принцип действия лазеров на твёрдом теле, жидкостных и газовых лазеров. Во второй главе подробно описаны оптические квантовые генераторы (ОКГ) на атомах нейтральных газов. Рассмотрен общий принцип действия гелий-неоновых ОКГ на различных длинах волн. Описаны колебания и волны в гелий-неоновых лазерах и влияние геометрии разряда на усиление. В третьей главе рассмотрены физические основы геометрии активного элемента. В четвёртой главе описаны лазеры на ионах инертных газов и парах металлов. В пятой рассмотрены молекулярные лазеры. В шестой главе описаны принципы стабилизации частоты газоразрядных лазеров. В седьмой главе рассмотрены принципы стабилизации мощности излучения ОКГ. В восьмой главе приведено описание гидролокаторов, созданных на основе оптических квантовых генераторов с учётом физических характеристик морской воды. В девятой главе рассмотрено устройство лидаров. В десятой главе описаны интерферометр Майкельсона, лазерные деформографы классического и маятникового типов. В одиннадцатой главе рассмотрены принципы работы созданных лазерных нанобарографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы, лазерных гидрофонов и лазерно-интерференционных приёмников градиента давления. В двенадцатой главе описан комплексный пространственно разнесённый полигон, состоящий из пространственно разнесённых лазерных деформографов, лазерных нанобарографов, лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и лазерных гидрофонов. В тринадцатой главе исследованы некоторые закономерности трансформации гидроакустических сигналов на шельфе убывающей глубины, полученные с помощью различных лазерно-интерференционных систем. В четырнадцатой главе описаны некоторые особенности трансформации основных параметров морских ветровых волн при их движении в условиях глубокого и мелкого моря. В пятнадцатой главе приведены некоторые результаты инфразвукового диапазона, указывающие на сложность объяснения их происхождения при выполнении исследований только в одной из геосфер.

ГЛАВА 1 ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Оптические квантовые генераторы (ОКГ) называют ещё лазерами (аббревиатура Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation = LASER). В нашей литературе используются обе аббревиатуры. Функциональная схема лазера любого типа, как правило, включает резонатор, активную среду и систему возбуждения активной среды (питания, накачки). В случае больших коэффициентов усиления (тысячи и более) индуцированное излучение может возникнуть за один проход активной среды (сверхизлучение), и, если нет определенных требований к частотным и пространственным характеристикам излучения, можно обойтись без резонатора. Основными параметрами излучения лазера являются интенсивность (либо мощность), спектр частот (длин волн), поляризация и расходимость.

1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОКГ

Классификация лазеров может осуществляться по фазовому состоянию активной среды, режиму работы, способу накачки, мощности и диапазону длин волн излучения, типу возбужденных частиц, типу резонатора. На рис. 1.1 представлена классификация по фазовому состоянию вещества. Общие сведения об ОКГ можно получить в книгах 1960-70-х годов, например в [Ищенко, Климков, 1968; Привалов, 1977].

1.1.1. ЛАЗЕРЫ НА ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Активной средой твердотельных ОКГ являются диэлектрики и полупроводники. Последние часто рассматривают как отдельный



Рис. 1.1. Классификация оптических квантовых генераторов

класс лазеров, так как они сильно отличаются по принципу действия и техническому устройству.

Диэлектрические лазеры. Активной средой диэлектрических лазеров являются кристаллы или аморфные вещества (стекла), содержащие ионы лантаноидов либо переходных металлов. В настоящее время диэлектрические лазеры реализованы почти на 300 кристаллических и на десятках типов стекол. К кристаллическим относятся лазеры на окиси алюминия с ионами хлора (рубин), вольфрамате кальция с ионами неодима, иттриево–алюминиевый гранате с ионами неодима и др. К стеклянным относятся ОКГ на боратных, силикатных и фосфатных стеклах, активированные ионами неодима, гольмия, иттербия, эрбия и др. В 1960-е годы на Ленинградском заводе оптического стекла выпускалось стекло с неодимом типа КГСС. Ленинградское оптико-механическое объединение (ЛОМО), выпускавшее рубиновые лазеры, начало изготавливать неодимовые лазеры.

Промежуточное положение занимают твердые растворы в виде смешанных разупорядоченных систем. Например, кристаллы с разупорядоченной структурой B_4F_2-YF^3, CaF_2-SrF_2 с примесью ионов неодима по своим свойствам примыкают к стеклам.

Активную среду диэлектрических лазеров принято рассматривать как некую матрицу, содержащую активные центры. Возбуждается матрица, как правило, оптической накачкой. Наличие широких полос поглощения в твердых телах позволяет использовать и немонохроматические источники накачки. Несмотря на водяное охлаждение, напряженный тепловой режим вынуждал использовать первые диэлектрические лазеры только в импульсном режиме. Накачка осущест-

влялась обычно от криптоновых и ксеноновых ламп, помещавшихся вместе с активным элементом в фокусах отражателя, имевшим, как правило, эллиптическую форму. Первые лазеры представляли собой весьма громоздкие и недолговечные устройства. Постепенно эти лазеры совершенствовались, для накачки начали использовать другие лазеры или светодиоды, облегчился тепловой режим, уменьшились габариты. Появились диэлектрические лазеры непрерывного действия. Причем, некоторые из них, по прежнему, и в 1997 г. накачиваются лампами с инертными газами. Например, квантрон К301Б представляет эллиптический цилиндр из кварца, вдоль фокусов, которого располагается активный стержень и лампа КДНП 6/90.

Первый лазер был создан в 1960 году – диэлектрический лазер на монокристалле рубина представлял собой α – корунд Al_2O_3, в котором около 0.05 % атомов алюминия замещены ионами хрома Cr^{3+}. Последние сильно поглощают в области 0.41 и 0.56 мкм. Зеленая полоса поглощения обеспечивает населенность верхнего рабочего уровня и генерацию на 0.6943 мкм (здесь и далее, кроме отмеченных случаев, длина волны дана в вакууме). Лазер работает обычно в импульсном режиме с частотой повторения примерно 10 Гц, энергия импульсов может достигать 400 Дж, средняя мощность – десятки Вт, КПД – доли процента.

Наиболее распространены в настоящее время диэлектрические лазеры на основе неодимовых сред. В качестве матриц используют кристаллы иттриево-алюминиевого граната (ИАГ) либо стекла. Накачка осуществляется в полосах поглощения 0.52; 0.58; 0.74; 0.80 и 0.88 мкм. Излучение лазеров с неодимом осуществляется на многих длинах волн в области 1.06 мкм. К ним относится уже упоминавшийся квантрон К301Б. Конечно, в квантрон могут быть вставлены стержни с другой активной средой длиной около 100 мм.

Чаще других применяется АИГ Nd – лазер. Он излучает на длине волны 1,0641 мкм (ширина перехода порядка 200 ГГц при комнатной температуре). Малые потери позволяют рассчитывать на достижение линии излучения шириной – десятки МГц. АИГ: Nd^{3+} – лазер ЛТИ-101 имеет активный элемент длиной 20 мм, накачивается излучением светодиодов на длине волны 0.81 мкм и обеспечивает при частоте повторения 100 Гц среднюю мощность 7.5 мВт. КПД лазера достигает нескольких процентов.

Промышленные АИГ: Nd^{3+} – лазер ЛТИ-501 (мощность излучения 8 Вт), ЛТИ-502 (16 Вт), ЛТИ-504 (4 Вт) работают на длине волны

1.064 мкм. Лазеры ЛТИ-701 (4 Вт) и ЛТИ-702 (2 Вт) оснащают внутрирезонаторным преобразователем частоты на основе иодата лития и получают на длине волны 0.532 мкм. В качестве преобразователя частоты ранее использовали кристаллы дигидрофосфата аммония (АДР) и кальция (КДР). Сейчас из-за гигроскопичности они используются реже. Чаще встречается кристалл ВВО, прозрачный в УФ-области.

Стеклянные лазеры на неодиме обеспечивают большую мощность в импульсе, чем кристаллические, но с более низкой частотй повторения импульсов. В режиме модуляции добротности мощность в импульсе может достигать 10 Вт при длительности несколько наносекунд. При создании малогабаритных низкопороговых лазеров отдают предпочтение гадолиний-скандий-галлиевому гранату (ГСГГ), с примесью хрома (поглощение на 0.43 и 0.59 мкм) и неодима (излучение на 1.06 мкм). КПД этого лазера в три раза выше, чем у АИГ:Nd^{3+} – лазера. В последние годы появились диэлектрические лазеры с плавной перестройкой частоты излучения. Выбираются активные среды с большой шириной лазерного перехода, перестройка осуществляется обычно с помощью внутрирезонаторных дисперсионных элементов.

Полупроводниковые лазеры. В ОКГ данного типа активным элементом является полупроводниковый кристалл. Накачка может осуществляться инжекцией электронов в область p-n – перехода, электронным пучком, оптической накачкой и пробоем в электрическом поле (стримерные). Полупроводниковые ОКГ отличаются от других малыми габаритами, электрическим напряжением и стоимостью, высоким КПД.

Наиболее распространенными являются инжекционные лазеры, которые обычно называют лазерными диодами. Инверсия населенности достигается пропусканием тока через диод. В качестве рабочего вещества в лазерных диодах используются полупроводниковые соединения A^3B^5 (GaAs, InP, InAs и др.), A^2B^6 (ZnS, ZnSe, CdS и т.д.), A^4B^6 (PbS, PbSe и др.).

Первые лазерные диоды изготавливались на основе гомоструктур, для которых характерны малые КПД и срок службы. Гетероструктурам свойственны меньшие оптические и электрические потери.

Наиболее распространены GaAs диоды. Диоды на основе гомоструктур работают при температуре жидкого азота на длинах волн 0.85–0.86 мкм при мощности непрерывного излучения более 10 Вт. При гелиевых температурах получена генерация и на 0.84 мкм. Диоды на основе гетероструктур работают при комнатной температуре на

длинах волн 0.78-0.92 мкм. На более коротких волнах могут работать лазерные диоды на AlGa, As. Эти лазеры напаиваются эпитаксильными слоями на теплоотвод, что обеспечивает снижение тепловых нагрузок и рост мощности излучения. Данные ОКГ представляют частично сфазированную решетку с периодом 10 мкм и общей шириной 50÷200 мкм. Указанная фирма начала выпуск лазерных диодов на 0.670 мкм. Полосковые инжекционные полупроводниковые лазеры с двойной гетероструктурой обычно имеют порог порядка 1÷100 мА и обеспечивают мощность непрерывного излучения до 15 мВт при превышении пороговой накачки в 2–3 раза.

Инжекционные лазеры на основе материалов группы A^4B^6 обеспечивают излучение в ИК области от 1 до 40 мкм. В видимой области появились диоды (в основном AlGaInP) с параметрами, приведенными в табл. 1.1. Выпускаются синие лазерные диоды на основе ZnSe/GaAs. В табл. 1.1 указана расходимость излучения с коллимирующей оптикой. Без нее расходимость составляет десятки градусов и является наряду с низкой монохроматичностью самым слабым параметром полупроводниковых ОКГ.

Таблица 1.1. **Отечественные лазерные диоды видимого диапазона**

Модель	635-4	640-8	650-8	660-8	670-12	680-4
Длина волны (мкм)	0.635	0.640	0.650	0.660	0.670	0.680
Мощность (мВт)	4	8	8	8	12	4
Ток (мА)	120	70	80	80	70	50

Примечание. Рабочие температуры 5÷40°С, расходимость 0.1 мрад, непрерывный режим работы.

Таблица 1.2 **Отечественные промышленные непрерывные полупроводниковые лазеры**

Модель	Длина волны, мкм	Мощность, мВт	Ток, мА	Расходимость, град
ИЛПН-670	0.66-0.068	3-5	80-120	15x45
ИЛПН-230В	0.76-0.80	3-5	80-120	15x35
ИЛПН-780А	0.77-0.79	30	60-80	27x12
ИЛПН-230Ф	0.80-0.84	3-5	80-100	15x35
ИЛПН-108	0.81-0.89	40	150-300	35x8
ИЛПН-960	0.94-0.98	40-60	180-300	15x35
ИЛПН-360	1.25-1.35	0.4	60	-
ИЛПН-202	1.3	1.5	60	-
ИЛПН-15Б	1.50-1.58	0.5-1.0	80-120	-

В табл. 1.2 приведен перечень лазерных диодов, выпускавшихся нашей промышленностью с конца 1980-х годов. Таблица позволяет выбрать источник излучения для широкого диапазона длин волн. Сегодня существуют лазерные диоды, излучающие в непрерывном режиме 100 Вт и более.

1.1.2. ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Существуют три основные группы активных сред жидкостных лазеров: растворы органических красителей (полименты, ксантены и др.) в воде, ацетоне, толуоле и других растворителях; растворы неорганических соединений редкоземельных элементов (например, неодим в растворах оксихлорида фосфата или селена); растворы металлоорганических соединений (редкоземельные хелаты). Основные отличия жидкостных лазеров – отсутствие ограничений на форму и объем активного вещества, простота теплоотвода, отсутствие дефектов, характерных для твердотельных лазеров.

Основное преимущество жидкостных лазеров на основе молекул органических красителей – плавная перестройка частоты излучения в диапазоне, значительно превосходящем диапазоны перестройки других лазеров.

Наиболее распространенным в лазерах органическим красителем является представитель класса ксантенов родамин 6G. Спектр поглощения данного красителя около 0.1 мкм на половине интенсивности с максимумом на длине волны 0.51 мкм. Примерно такой же ширины – линия излучения с максимумом около 0.58 – 0.59 мкм. Используя резонатор с полосой пропускания на несколько порядков уже линии излучения (дифракционная решетка обеспечивает полосу меньше 10 мкм), можно плавно перестраивать частоту в полосе от 0.5 до 0.7 мкм. Набор из десяти – двенадцати красителей позволяет перекрыть диапазон от 0.3 до 1.2 мкм.

Типичными представителями металлоорганических соединений являются хелаты. Накачка лазеров на хелатах европия и тербия ведется в полосе 0.25 – 0.42 мкм. Излучение первых соответствует линии 0.61 мкм, вторых – 0.54 мкм. Лазеры на металлоорганических соединениях неодима излучают на длинах волн 1.054 и 1.057 мкм. Линия люминесценции довольно узка (как у твердотельных лазеров), поэтому о перестройке частоты говорить не приходится.

Неорганические соединения, как правило, активируются ионами неодима и излучают на линиях 1.052–1.058 мкм. Длина волны зависит от неорганических компонент, перестройка частоты не осуществляется при использовании раствора $SeOCl_2$ – $SnCl_4$ с Nd^{3+} наблюдается генерация на 1.056; 1.058 и 1.33 мкм.

Накачка жидкостных лазеров осуществляется также как и диэлектрических с помощью ламп либо лазеров и светодиодов.

1.1.3. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Основное отличие газа от твердой и жидкой фазы вещества состоит в малой плотности. Поэтому энергетический спектр возбужденных атомов молекул, ионов испытывает малое воздействие со стороны соседних частиц. Это обуславливает узость спектральных линий в газах. Малая плотность газа обеспечивает и высокую оптическую однородность. По данным причинам излучение газовых лазеров характеризуется максимальной когерентностью (временной и пространственной). Малая плотность является также ограничением на мощность излучения (правда, самое мощное излучение в непрерывном режиме, на сегодняшний день, у газовых лазеров). Основные механизмы возбуждения газов приведены на рис. 1.2: электрический разряд (газоразрядные лазеры иногда называются электроразрядными), химические реакции (иногда в разряде), газодинамические процессы. Оптическая накачка в газах используется не очень часто, остальные методы еще реже.

В химических лазерах возбужденные частицы (атома или молекул) являются продуктами химических реакций. Большинство лазеров такого типа могут быть названы химическими лишь с точки зрения образования соответствующих молекул, т. к. для протекания реакции необходима энергия извне. В этой связи многие из химических лазеров могут быть отнесены к газоразрядным, газодинамическим или лазерам с оптической накачкой. Для газовых лазеров на основе химических реакций использовались различные молекулы HF, HCl, HBr, HCN,CO, NO, CN и др.



Рис. 1.2. Классификация газовых ОКГ

Примером химических лазеров, в которых для инициирования реакции не требуется внешний источник энергии («чисто» химические лазеры), являются лазеры на основе CO, CO_2 и HF. В лазере на основе HF в начале 1970-х годов была получена мощность непрерывного излучения около 5 кВт. Применение дейтерия в этой смеси позволило в середине 80-х годов достичь более двух мегаватт в непрерывном режиме.

Оптическая накачка газовых лазеров менее распространена в отличие от лазеров на основе диэлектриков, для которых этот тип накачки является основным. Причина – монохроматичность спектра газов. Примером такого лазера может быть лазер на парах цезия, облучаемых гелиевой лампой. Мощность непрерывной генерации на длине волны 7.18 мкм в первом лазере этого типа составила 50 мкВт. Другим примером являются импульсные химические лазеры, где используется фотодиссоциация CH_2I и CH_3F. Газодинамические лазеры излучают в непрерывном режиме с мощностью более 10^5 Вт. Принцип действия таких лазеров основан на создании инверсии населенностей при разлете газа. В свою очередь газодинамические лазеры можно разделить на газоразрядные, химические и тепловые. Тепловые и ядерные методы накачки газовых лазеров менее распространены. Применение

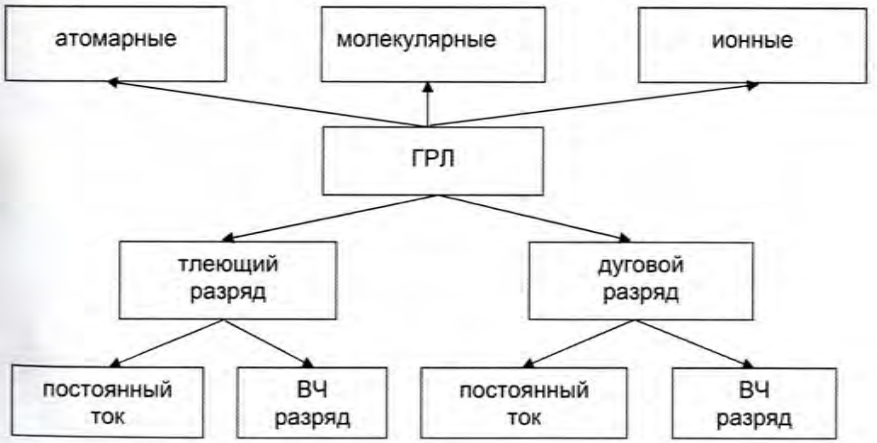


Рис. 1.3. Классификация ГРЛ

ядерной накачки для CO_2-лазеров, гелий-неоновых лазеров и лазеров на парах металлов дало положительные результаты и последние годы интенсивно изучается.

Среди газовых ОКГ наиболее распространены газоразрядные. У них лучше всего проявляются уникальные свойства индуцированного излучения. Далее рассмотрим их подробнее, но сначала отметим, что их принято делить либо по виду активной среды (рис. 1.3, верх), либо по типу возбуждения (рис. 1.3, низ).

Газоразрядные лазеры (ГРЛ), как видно из рис. 1.3, прежде всего, делятся на атомарные (на нейтральных атомах), ионные и молекулярные. Поэтому в следующих главах рассмотрим их.

Литература к главе 1

1. Ищенко Е.Ф., Климков Ю.М. Оптические квантовые ОКГ. М.: Сов.радио, 1968. 472 с.

2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры. Л.: Судостроение, 1977. 152 с.

ГЛАВА 2 ОКГ НА АТОМАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Атомарные ОКГ довольно разнообразны. Среди них чаще других встречаются He-Ne и He-Xe, работающие в непрерывном режиме. He-Xe работают в ИК-области, их мы не будем рассматривать в данной книге. Ограничимся He-Ne лазером.

2.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ HE-NE ОКГ

He-Ne ОКГ являлись наиболее распространенными в мире до появления полупроводниковых ОКГ. Они наиболее изучены, весьма надежны, монохроматичны (достигнута ширина линии менее 0.1 Гц), имеют малые габариты, вес и стоимость (по этим трем параметрам с ними успешно конкурируют лишь лазерные диоды). Гелий-неоновые генераторы работают в диапазоне от 0.54 до 133 мкм более чем на 200 переходах неона. Диапазон мощности излучения наиболее распространенной линии генерации с 0,63 мкм от 0.1 мВт до 0.25 Вт. Все остальные линии укладываются в этот диапазон. Параметры переходов неона в видимой области указаны в табл. 2.1.

Рассмотрим механизм работы гелий-неонового лазера. Диаграмма уровней энергии, ответственных за работу гелий-неонового генератора, представлена на рис. 2.1. В чистом неоне при непрерывном возбуждении (например, постоянным током) атомы неона возбуждаются электронами (соударения первого рода), устанавливается динамическое равновесие и более высокие уровни заселены слабее нижних. Поэтому инверсии населенностей не наблюдается.

Гелий имеет метастабильные (долгоживущие) уровни (см. рис. 2.1), почти совпадающие с уровнями неона 3_s и 2_s. При столкновении возбужденного атома гелия с атомом неона в основном состоя-

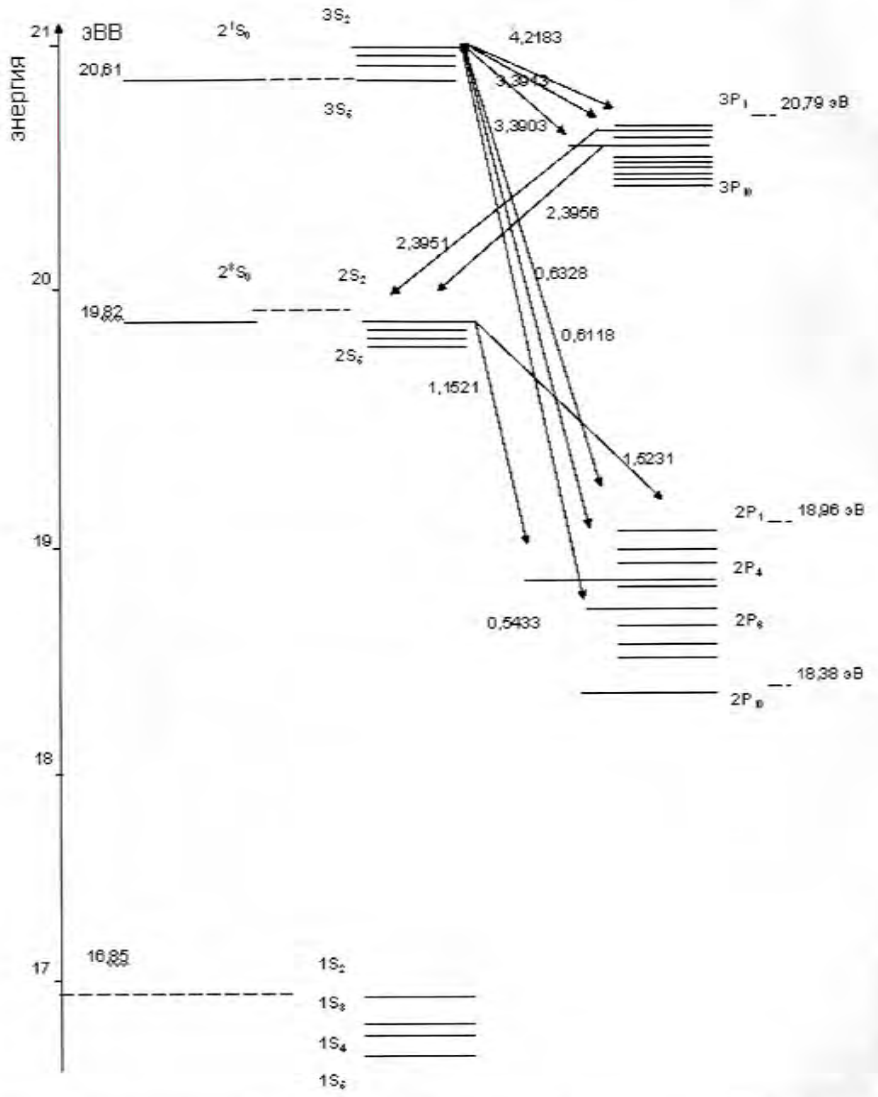


Рис. 2.1. Уровни энергии, участвующие в работе гелий-неонового лазера. Стрелками указаны некоторые длины волн генерации в мкм

нии (соударения 2-го рода) это приводит к резонансному возбуждению последнего в состояние 3_S и 2_S. Если гелия в несколько раз больше, чем неона, происходит инверсия населенностей в гелий-неоновой смеси. Помещая активную среду в соответствующий резонатор, по-

Таблица 2.1. **Параметры переходов 3_{S2} –2p в неоне, на которых наблюдается генерация в видимом диапазоне**

Переход с $3s_2$ на	Длина волны, λ	λ	Энергия излучения, эВ	Сечение индуцированного излучения, 10^{-14} см^2	Ширина доплеровского контура излучения, МГц	Усиление, %/м
$2p_1$	0.73068	0.73047	1.696	3.91	1300	1.2-2.1
$2p_2$	0.64028	0.64009	1.802	14.4	1480	4.3-6.5
$2p_3$	0.63536	0.63517	1.951	3.49	1490	1.0
$2p_4$	0.63299	0.63280	1.958	33.8	1500	5-10
$2p_5$	0.62954	0.62940	1.969	6.27	1510	1.9
$2p_6$	0.61197	0.61179	2.022	5.50	1550	1.7-2.2
$2p_7$	0.60478	0.60460	2.050	1.97	1570	0.6
$2p_8$	0.59409	0.59392	2.087	1.65	1600	0.5-11
$2p_{10}$	0.54351	0.54335	2.281	1.78	1750	0.5-0.8

Примечание: Генерация перехода на уровень $2p_9$ не наблюдалась.

лучаем генерацию на одном или одновременно нескольких переходах 3_{S2} –2p, 3_{S2} –3p и 3_S –2p. Опустошение нижних рабочих уровней (2p и 3p) идет не сразу в основное состояние, а через метастабильные уровни1_S. Переполнение последних затрудняет освобождение уровней 2p и 3p, происходит пленение излучения (возбуждение из состояний 1_S в 2p и 3p), что уменьшает инверсию населенностей. Это снижает усиление активной среды. Поэтому необходимо освобождать уровни 1_S.

Это происходит при столкновении атомов неона в состоянии 1s со стенками. В связи с изложенным, усиление гелий-неоновой смеси обратно пропорционально диаметру разрядного промежутка. Применение в He-Ne смеси изотопа ^{3}He вместо ^{4}He привело к увеличению усиления на 0.63 мкм почти наполовину за счет более точного совпадения метастабильных уровней гелия с уровнями 3_S и 2_S неона и ускоренной диффузии метастабилей в состоянии 1_S к стенкам разрядного промежутка. Линия 0.63 мкм обладает наибольшим усилением в видимом диапазоне.

Поэтому ОКГ на данной линии наиболее распространены, и здесь в данном случае в качестве аргумента лучше использовать мощность накачки.

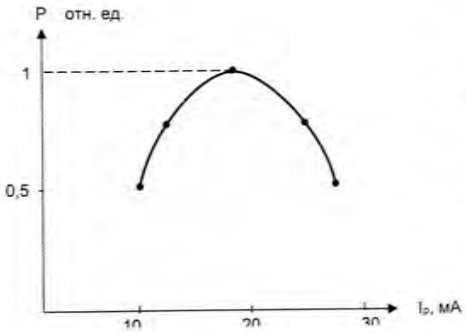


Рис. 2.2. Энергетическая характеристика гелий-неонового лазера (0.63 мкм): соотношение He÷Ne=8; давление смеси – 1.4 Торр; диаметр разряда 4 мм; длина разряда 450 мм; полуконфокальный резонатор со сферическим зеркалом радиусом 1.5 м

На рис. 2.2 приведена типичная энергетическая характеристика гелий-неонового лазера. Энергетическая характеристика для большей общности в качестве аргумента должна иметь мощность накачки. Первые гелий-неоновые лазеры работали в области больших токов, т.е. напряжение почти не изменялось с током заряда. Поэтому допустимо использовать этот аргумент. Однако, многие гелий-неоновые генераторы, особенно малогабаритные, работают при токах 1–10 мА, которым соответствует падающий участок вольтамперной характеристики.

Усиление в гелий-неоновой смеси растет с увеличением длины разряда, повышением температуры газа (за счет роста сечения передачи возбуждения), уменьшением диаметра. На практике в гелий-неоновых лазерах выбирается оптимальный диаметр по причине трудности юстировки, роста дифракционных потерь, увеличения напряжения на разряде. Минимальные дифракционные потери для основной моды соответствуют числу Френеля:

$$N = r_0/2\lambda L \approx 1.7,$$

где r_0 – радиус разряда; L – длина резонатора; λ – длина волны излучения. Для лазеров с λ = 0,63 мкм оптимальный с этой точки зрения радиус активного элемента определяется соотношением $r_0 \approx 10^{-2}\sqrt{L}$ (L – в метрах).

Энергетическая характеристика гелий-неонового лазера имеет максимум в связи с тем, что для получения максимальной инверсии населенностей необходимы большие концентрация и температура электронов. С ростом тока концентрация электронов растет, а электронная температура падает, есть некое оптимальное значение тока разряда. Можно эту ситуацию интерпретировать следующим образом. При малых токах заселение уровней неона электронным ударом

меньше, чем за счет соударений второго ряда с метастабильными атомами гелия. Последние тоже возбуждаются электронными столкновениями, но гелия в смеси намного больше, чем неона. С ростом силы тока возрастает заселение нижних уровней неона за счет прямого возбуждения электронами. Возбуждение гелия начинает насыщаться, в том числе за счет соударений с возбужденными атомами неона, количество которых увеличилось, и инверсия населенностей начинает уменьшаться. Конечно, такие интерпретации не характеризуют процессы в гелий-неоновой смеси полностью, но все же дают возможность получить некоторые представления об изменении мощности излучения с током разряда.

Оптимальное давление p_0 для 0,63 мкм и 3,39 мкм первоначально определялось соотношением:

$$2r_0 p_0 = (2{,}9–3{,}6)\ \text{Торр·мм}$$

Позднее выяснилось, что оптимальное давление в случае одновременной генерации 0.63 мкм и 3.39 мкм может выходить за рамки данного соотношения [Привалов, 1977; Привалов, 1989]. Оптимальное давление зависит также от геометрии поля в резонаторе, пространственного распределения инверсии населенностей, на чем далее мы остановимся несколько подробнее.

Оптимальным с энергетической точки зрения считалось для указанных длин волн соотношение смеси He:Ne=5:1, He:Ne=10:1. В случае одновременной генерации оно может отклоняться от указанного значения. Это соотношение зависит также от геометрии поля в резонаторе. Сейчас трубки в резонаторе типа плоскость – сфера (при R<2L) наполняются обычно при соотношении 7:1. В зависимости от давления и соответствия компонент смеси будет меняться и оптимальное значение тока разряда.

Энергетические характеристики ОКГ определяются, прежде всего, усилением в активной среде. Следует учитывать, что в генерации принимает участие не вся активная среда, а лишь ее часть, находящаяся в пределах модового объема резонатора. Пространственное распределение инверсии населенностей в активной среде связано с пространственным распределением параметров плазмы. Поле в поперечном сечении резонатора имеет гауссову форму, инверсия населенностей в этом сечении имеет форму, определяемую геометрией разряда, наполнением и параметрами накачки. Перекрытие указанных двух распределений определяет мощность излучения [Прива-

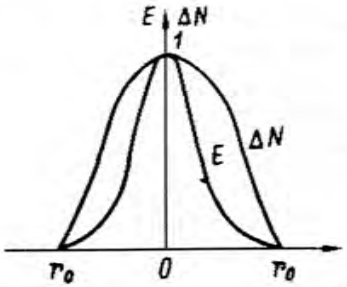


Рис. 2.3. Нормированные поперечные распределения поля в резонаторе и инверсии населенностей

лов, 1977; Привалов, 1989] (рис. 2.3). Перекрытие меняется вдоль оси, что определяется каустикой и продольной однородностью заряда. Этим в значительной степени определяется отклонение оптимального соотношения от He:Ne=5:1 (для 0.63 мкм), при котором усиление максимально. Эффективный модовый объем позволяет сократить расхождение между расчетным и экспериментальным значением мощности примерно на 15%. Расхождение в значительной степени было обусловлено определением модового объема (Привалов, 1970). Первоначально в гелий-неоновых лазерах использовались только накаленные катоды. Они часто были наименее надежными элементами ОКГ вследствие разрушения при ионной бомбардировке. При питании накала током излучение лазера оказывается модулированным.

Изменение температуры катода приводит к изменению параметров плазмы, меняет энергетические характеристики гелий-неонового лазера. Последнее может быть связано как с непосредственным изменением электронной температуры, так и с температурой газа, давлением в активной части разряда. Параметрами накаленного катода могут определяться и колебания в разряде. Применение холодных катодов, если технология их изготовления и размеры обеспечивают минимальное «жестчение» газа, несет ряд преимуществ: уменьшение энергопотребления, уменьшение неравномерности нагрева трубки и, вследствие этого, повышения стабильности параметров излучения. Гелий-неоновый ОКГ может обеспечивать генерацию на многих переходах. На каждом из них – свое усиление. В соответствии с усилением подбирается и отражение зеркал. Для 0,63 мкм используются зеркала с отражением = 99.5–99.9 %. В целях оптимизации выходной мощности одно из зеркал может иметь 98.5–99 %. Для 1.15 мкм достаточно иметь 97–98%, поэтому вместо диэлектрических зеркал можно использовать серебряные или алюминиевые. Оптимальная мощность излучения достигается, когда одно из зеркал – «глухое» (r = 99.5–99.9), а другое имеет пропускание 2–3 %. Для 3.39 мкм достаточно отражение 15 % и мощность генерации будет превосходить

красную линию 0.63 мкм. Именно таким отражением в этой области и обладают зеркала для лазера с 0.63 мкм, поэтому для предотвращения одновременной генерации (подавления 3.39 мкм) в резонатор помещают короткую (2-3 см) ячейку с метаном, окна Брюстера из стекла, призму, меняют наполнение, прикладывают поперечное магнитное поле [Привалов, 1971] либо используют зеркала с просветлением на 3.39 мкм [Бондарчук и др., 1990].

2.2. HE-NE ОКГ НА 0,63 МКМ

В первых гелий-неоновых лазерах активный элемент и резонатор составляли одно целое. Но от подобной конструкции быстро отказа-

Таблица 2.2. **Параметры отечественных промышленных гелий-неоновых лазеров (0.63299 мкм) 1990 г.**

Марка	Мощность, мВт	Расходимость излучения, мрад	Средний ресурс, ч	Габариты излучателя, мм	Масса излучателя, кг
ОКГ-13	0.5	3	10000	46x51x2	1
ЛГ-52-1	8	3	7500	770x120x93	9
ЛГ-52-2	4	3	7500	620x120x93	6.5
ЛГ-52-3	2	3	7500	370x120x93	4.5
ЛГ-72	0.5	1.5	20000	∅55x400	1.7
ЛГ-72-1	2	1.5	20000	∅55x400	1.7
ЛГ-79-1	15	2	5000	794x90x90	5.2
ЛГ-79-2	8	2	5000	678x90x90	4.75
ЛГН-102	2	3	15000		13
ЛГН-109	1	3	12000	460x210x120	7
ЛГН-111	25	3	20000	∅70x1100	3.5
ЛГН-203	1.0		10000		
ЛГН-206	15	2	5000	∅35x900	30
ЛГН-207А	1.5	2.5	5000	∅35x280	0.4
ЛГН-207Б	1.0	2.5	5000	∅35x280	0.4
ЛГН-208А	2.0	2.5	5000	∅35x280	0.4
ЛГН-208Б	1.5	2.5	5000	∅35x280	0.4
ЛГН-214	0.9	1.5	5000	∅50x400	1.8
ЛГН-215	55	0.5	10000	280x285x1910	39
ЛГН-216	1.5	2	10000	∅30x195	0.2
ЛГН-217	5	1	10000	∅35x320	0.45
ЛГН-220	70	1	3000	1950x225x195	30
ЛГН-222	55	0.5	20000	280x285x1910	39

Таблица 2.3. **Параметры отечественных промышленных гелий-неоновых лазеров (2008 г.)**

Параметры приборов типа ГН

Марка	Мощность излучения, мВт	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр пучка, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ГН -0.5	0.5	TEM_{00}	1:1	0.5	1.7
ГНИ	1.0	TEM_{00}	1:1	0.5	1.7
ГН -2П*	2.0	TEM_{00}	100:1	0.6	1.3
ГН-2П-1**	2.0	TEM_{00}	100:1	0.6	1.3
ГН-3	3.0	TEMoo	1:1	0.6	1.3
ГН-3-1	3.0	TEM_{00}	1:1	0.6	1.3
ГН-5	5.0	TEMoo	1:1	0.8	1
ГН-5П	5.0	TEMoo	100:1	0.8	1.0
ГН -5М	5.0	TEMmn	1:1	2.0	3.5
ГН -10М	10.0	TEMmn	1:1	2.0	3.6
ГН-15	15.0	TEMoo	1:1	1.5	1.2
ГН -15-1	15.0	TEMoo	100:1	1.5	1.2
ГН-25	25.0	TEMoo	1:1	1.5	1.2
ГН – 25 -1	25.0	TEM_{00}	100:1	1.5	1.2
ГН -40	40.0	TEMmn	1:1	3-.0	2.5
ГН-50	50.0	TEMmn	1:1	3.0	2.5
ГН -80	80.0	TEMmn	1:1	7.0	3.0
Параметры приборов типа ЛГН					
Марка	Мощность излучения, мВт, не менее	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр пучка, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ЛГН- 225А	2.0	TEMoo	1:1	0.6	1.3
ЛГН-226А	1.5	TEM_{00}	100:1	0.6	1.3
ЛГН – 223	10.0	TEMoo	1:1	1.0	1.3
ЛГН – 223-1	10.0	TEM_{00}	100:1	1.0	1.3
ЛГН-115	15.0	TEMmn	1:1	2.2	3.0
ЛГН-118	25.0	TEMmn	1:1	2.5	3.0
ЛГН – 220	70.0	TEMoo	100:1	2.0	1.0
ЛГН-220М	100.0	TEMmn	100:1	2.0	1.5

Примечание: *- аналог ЛГН-207; **- аналог ЛГН-208.

лись по нескольким причинам. Техника в начале 1960-х годов не позволяла создать покрытия, обеспечивающие длительный срок службы при контакте с газовым разрядом, другими возмущающими факторами. Дешевле было менять внешнее зеркало. Кроме того, вследствие несовершенства конструкции при изменении температуры разъюстировался резонатор. В этой связи первые отечественные промышленные приборы выпускались со сменными активными элементами, которые можно было вынимать из резонатора. В 1980-е годы вернулись к конструкции с внутренними зеркалами, но уже на новом витке спирали: срок службы гелий-неоновых ОКГ составлял 10 000–20 000 часов. В книге [Привалов, 1989] подробнее рассмотрена эволюция активных элементов и переход к излучателю с внутренними зеркалами.

В табл. 2.2 приведены параметры ОКГ, выпускавшихся к 1990 г. Приборы, выпускаемые отечественной промышленностью в 2008 году, представлены в табл. 2.3.

Пользуясь данными таблицами, можно не только составить представление о состоянии вопроса, но и выбрать прибор для своей задачи либо корректировать задачу, сообразуясь с имеющимися возможностями.

2.3. HE-NE ОКГ НА ДРУГИХ ДЛИНАХ ВОЛН

Переходы $3s_2$-2p обеспечивают генерацию в видимом диапазоне. Наиболее интенсивный из них $3s_2$-$2p_4$ мы уже рассмотрели. Остальные также приведены в табл. 2.2. Генерация на этих длинах волн осуществляется при подавлении генерации на 0,63 и 3,39 мкм, имеющих общий верхний уровень, переход $3s_2$-$2p_9$ запрещен. Длительное время подобное мнение не позволяло рассчитывать на генерацию $3s_2$-$2p_{10}$. Для получения генерации на одном из слабых переходов используется селективные зеркала, просветленные на 0,63 и 3,39 мкм [Бондарчук и др., 1990]. Ранее использовали критичность параметров резонатора, призмы и двояколучепреломляющие фильтры. Сравнивая самый сильный (0.63 мкм) и самый слабый (0.54 мкм) переходы из 3_{S2}-2p, следует отметить, что усиление на 0.54 мкм в 10-15 раз меньше, так как вероятность перехода на порядок меньше и уровень $2p_4$ опустошается вдвое быстрее, чем $2p_{10}$. Кроме того, потери на рассеивание

для 0.54 мкм вдвое больше. На 0.59 мкм усиление чуть больше, чем 0.54 мкм, но потери на рассеивание больше. Поэтому на этой длине волны лазеры несколько мощнее. Примерно такое же усиление на 0.604 мкм. На остальных линиях усиление больше. Наиболее сильны линии 0.61; 0.64 и 0.73 мкм, на них легче освоить серийный выпуск приборов, но они менее привлекательны для прикладных задач, чем две самые слабые линии.

Интерес представляет одновременная генерация на слабых переходах. О ней тоже можно прочитать в работе [Бондарчук и др., 1990].

Усиление на инфракрасных переходах много больше, чем в видимой области. Это понятно из рассмотрения формулы (2.13) помня, что $\sigma_{mn} \sim \lambda^3$.

Рассмотрим переходы 2_{S2}-2_{Pi} (i=1-10, i≠9). В порядке следования номеров они имеют длины волн: 1.5231 мкм, 1.1867 мкм, 1.602 мкм, 1.1523 мкм, 1.1409 мкм, 1.0844 мкм, 1.0621 мкм, 1.0295 мкм, 0.8865 мкм. Самый сильный из них 2_{S2}-$2p_4$ (1.1523 мкм). На последнем переходе давно работают серийные лазеры. Первый газоразрядный лазер был именно на этом переходе. Следующий по усилению в группе 2_{S2}-2p переход 2_{S2}-$2p_1$ (1.5231 мкм). Интерес к этому переходу обусловлен успехами волоконной оптики: в настоящее время минимальные потери стекловолокна (0.5 дБ/км) находятся в области 1.5 мкм. Все больший интерес проявляется к генерации на 2.39 мкм. Максимальным усилением (до 80 дБ/м) в гелий-неоновом лазере обладают проходы 3_{S2}-$3p_2$ (3.3913 мкм) и 3_{S2}-$3p_4$ (3.3903 мкм). Однако мощность генерации более 100 мВт получить не удается. В табл. 2.4

Таблица 2.4. **Параметры отечественных промышленных гелий-неоновых лазеров, переключающихся в ИК-диапазон (1990г.)**

Марка	ЛГН-113	ЛГ-126-1	ЛГ-126
Длина волны, мкм	0.63 1.15 3.39	0.63 1.15 3.39	0.63 1.15 3.39
Мощность, мВт	10:3:3	10:10:10	10
Расходимость излучения, мрад	1.5	3.0	3.0
Средний ресурс,	5000	2000	500
Габаритные размеры, мм	0 75X800	1115X146X132	1115X146X126
Масса, кг	3	14	14,5
Цена в 1990 г., руб.	1900	1800	1370

Таблица 2.5. **Промышленные ИК He-Ne лазеры (2008 г.)**

Марка	Длина волны излучения, мкм	Мощность излучения, мВт, не менее	Спектральный состав	Поляризация
ГНИК-1	1.15	2.0	TEM_{oo}	1:100
ГНИК-1-1	1.15	2.0	TEM_{oo}	100:1
ГНИК-3-К	3.5	10.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-5	5.4	1.5	TEM_{oo}	1:100
ГНИК-3-1	3.3922	3.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-1А	3.3912	1.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-2	3.3922	9.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-2А	3.3912	4.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-3	3.3922	15.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-3А	3.3912	7.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-4	3.3922	25.0	TEM_{mn}	100:1
ГНИК-3-4А	3.3912	12.0	TEM_{mn}	100:1

приведены параметры лазеров, переключающихся в 3-х диапазонах. Большинство ИК промышленных лазеров сегодня выпускаются на длине волны 3.39 мкм (табл. 2.5).

2.4. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В HE-NE ОКГ

Имеют место возмущения резонатора и возмущения активной среды. В случае выполнения условий пассивной стабилизации параметров резонатора (правильный выбор материала и конструкции резонатора, оптимальные температурный и виброзащитный режимы), более заметными являются возмущения активной среды. Успешная борьба с ними определяет стабильность параметров излучения ОКГ. Подробно этот вопрос рассмотрен в книгах [Привалов, 1977; Привалов, 1989; Куршев и др., 1986]. Выделяют два класса колебаний в He-Ne разряде и один тип волн (страт).

2.4.1. РЕАКТИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Диапазон рабочих токов гелий-неонового ОКГ приходится на падающий участок вольтамперной характеристики разряда. Это относится к малогабаритным лазерам (с малым диаметром разрядного

промежутка), применяемым в измерительных комплексах. Разряду присущи свойства реактивных элементов, в первую очередь индуктивности, вся электрическая цепь в целом также всегда обладает своими реактивностями, образуя колебательную систему. Наличие в этой системе «отрицательного» сопротивления, обусловленного падающим участком вольтамерной характеристики может привести к автоколебаниям. Эти колебания называются реактивными. Иногда их называют релаксационными, что нельзя считать удачным.

Качественно реактивные колебания можно интерпретировать следующим образом. При определенном токе крутизна падающего участка вольтамперной характеристики становится достаточной для компенсации потерь в цепи. Устанавливается автоколебательный режим. На некотором малом участке токов характеристика может считаться линейной. Это гарантирует «мягкий» режим самовозбуждения и гармоничность колебаний (начальная стадия реактивных колебаний). Если вольтамперная характеристика и параметры цепи не линейны на малом участке, имеет место «жесткий» режим возбуждения и гистерезис. С исчезновением линейности нарушается гармоничность, начальная стадия сменяется релаксационной. При глубине модуляции тока разряда, равной 100%, начинается прерывистый разряд (колебания второго рода) и разряд гаснет.

2.4.2. ЛОКАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Так называются колебания, связанные с тем или иным характерным местом в разряде. В ОКГ играют более заметную роль два типа локальных колебаний: колебания двойного слоя и колебания в электродных отростках. Последние делятся на катодные и анодные.

Колебания двойного слоя (КДС). Двойной слой образуется в области изменения диаметра или направления разрядного промежутка. Во многих трубках ГРЛ имеются два сужения между катодом и капилляром. Оба они способствуют образованию КДС. Параметры КДС удобнее контролировать по сигналу с сопротивлением в цепи катода, чем по сигналу с фотоприёмника, расположенного сбоку от трубки. Рассматриваемые колебания, как реактивные колебания и страты, усиливаются по длине разрядного промежутка, но гораздо слабее (максимум на 20% в трубках длиной до 0,5 м). Модуляция тока разряда обычно не превышает 1%. Минимальный ток, при котором появляются КДС, и их частота уменьшаются с ростом давления.

Минимальный ток, при котором возникают КДС, увеличивается с ростом температуры стенок трубки и с прогревом при уменьшении давления растет. Нагрев области сужения вблизи катода до 70°С дает сдвиг минимального тока КДС с 22 мА до 37 мА (трубка диаметром 4 мм, давление смеси 1,4 Торр-1,8 гПа). Частота КДС незначительно растет с повышением температуры трубки. В диапазоне 50–70°С изменение частоты достигает 5–6%.

При накаленном катоде колебания оказываются модулированными сигналом с частотой 100 Гц, если накал происходит через трансформатор от сети. Для изучения КДС удобнее использовать источник постоянного тока. При изменении накала катода, если одновременно существуют страты и КДС, параметры последних меняются, страты остаются неизменными.

Внешняя емкость заметно меняет амплитуду КДС, но слабо влияет на частоту. Магнитное поле заметно (иногда вдвое) меняет частоту КДС.

Катодные колебания. Когда эмиссия катода превышает значения тока разряда, появляются катодные колебания. Амплитуда их в гелий-неоновом лазере одного порядка с КДС в области сужения разрядного промежутка, частота в несколько раз ниже. Области (по току) этих локальных колебаний находятся рядом. Стационарная область между ними расширяется с уменьшением давления. Параметры катодных колебаний зависят от накала катода. В диапазоне условий работы гелий-неонового лазера всегда есть такое значение тока накала, при котором отсутствуют оба указанных вида локальных колебаний. В разряде гелий-неоновых лазеров имеют место колебания ионов относительно минимума потенциала, но зависимость от давления не соответствует свойствам указанных колебаний, что может быть объяснено иным диапазоном давлений. Основное отличие КДС и катодных колебаний в том, что частота в случае КДС линейно растет с увеличением тока, насыщаясь, а в случае катодных колебаний кривизна зависимости имеет обратный знак. Последнее соответствует известной линейной зависимости между квадратом частоты и током разряда.

Наблюдаются два вида катодных колебаний. Первые лежат в диапазоне 10^3–10^5 Гц. Вторые имеют место при использовании оксидного катода, ей соответствует диапазон 10^5–10^6 Гц. В разряде с холодным катодом катодные колебания не наблюдались.

2.4.3. СТРАТЫ (ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ)

Наряду с колебаниями в разряде могут существовать возмущения с пространственной неоднородностью. Кроме модуляции тока разряда, наблюдается распространение возмущения концентрации и температуры электронов вдоль разряда, т. е. появляется волна ионизации (страты). Нарушается синфазность колебаний по длине разряда. Положительный столб оказывается слоистым. Страты считаются основной неустойчивостью низкотемпературной плазмы. Существует, по меньшей мере, восемь типов ионизационных волн. Здесь будет рассмотрена в первую очередь волна типа B_A, наиболее распространенная в разряде в инертных газах и гелий-неоновой смеси.

В гелий-неоновых лазерах наблюдаются страты, бегущие от анода к катоду со скоростью до $8 \cdot 10^5$ см/с. При своем движении страты создают колебания с основной частотой, лежащей в интервале от десятков кГц до нескольких МГц. По мере приближения к аноду страты усиливаются. Направление фазовой скорости (к катоду) обратно направлению групповой скорости.

Возникновение страт определяется током и длиной разряда, давлением газа. Определенную роль играет внешняя цепь. Страты исчезают, когда на длине разряда укладывается лишь несколько длин волн. Глубина модуляции тока регулярными бегущими стратами, как правило, не превышает 1%.

Активный элемент лазера обычно имеет электродные отростки и капилляр, поэтому в зависимости от наполнения, геометрии активного элемента и величины тока разряда могут наблюдаться страты в анодном, катодном отростках и в самом капилляре. С увеличением тока разряда происходит плавное уменьшение частоты страт, дополняемое скачкообразными изменениями. Известно, что в гелий-неоновом лазере страты – это обратные волны, и что длина волн бегущих страт растет с уменьшением напряженности электрического поля в трубке, т. е. с увеличением тока разряда.

Зависимости усиления (инкремента) искусственно возбужденных страт от тока и частоты имеют максимум. Насыщение усиления с током связано, вероятно, с изменением числа метастабильных атомов, а разрушение последних приводит к уменьшению интенсивности страт. Самоподдерживающиеся страты соответствуют максимуму упомянутой зависимости от частоты (при фиксированном токе).

Страты с увеличением резкости могут носить, как уже отмечалось, релаксационный характер. При этом осуществляется, как и в случае реактивных колебаний, многочастотный режим.

Методы борьбы с колебаниями и волнами изложены в упомянутых ранее книгах [Привалов, 1977; Привалов, 1989; Куршев и др., 1986].

Литература к главе 2

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры. Л.: Судостроение, 1977. 152 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.
3. Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 28, № 3. С. 524.
4. Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1971, Т. 31, № 6. С. 972.
5. Бондарчук Я.М., Возняк Р.М., Корбецкий Р.В., Привалов В.Е. // Обзоры по электронной технике. Сер 11. 1990, № 8. 56 с.
6. Куршев Г.А., Привалов В.Е., Фофанов А.Я. Страты в He-Ne лазерах. Киев: Наук. думка, 1986. 86 с.

ГЛАВА 3 ГЕОМЕТРИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

3.1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Геометрическую часть коэффициента усиления в общем случае можно искать в следующем виде [Привалов, 1977; Привалов, 1989]:

$$k = \frac{1}{S}\int_V k_0 \cdot f(V)\, dV$$

где f(V) – пространственное распределение усиления в объеме V разрядного промежутка;

S – площадь поперечного сечения.

Полагаем $f(V)$ подобным концентрации возбужденных атомов. Концентрация возбужденных атомов в активном элементе ГРЛ удовлетворяет диффузионному уравнению:

$$\Delta f(V) + \lambda^2 f(V) = 0 \qquad (3.1)$$

где λ – постоянная величина, характеризующая параметры среды: коэффициент диффузии, форму разрядного промежутка, вид граничных условий. Так как вне стенок капилляра активного элемента ГРЛ концентрация возбужденных атомов обращается в нуль, то для изучения влияния формы разрядного промежутка на усиление активной среды ГРЛ необходимо искать решение уравнения (3.1) при нулевых граничных условиях:

$$f\big|_\Gamma = 0 \qquad (3.2)$$

Здесь Г – граница области, в которой ищется решение.

Существующая теория уравнения Гельмгольца утверждает, что задача (3.1), (3.2) имеет нетривиальные решения, называемые собственными функциями задачи. Эти решения возможны лишь при

определенных значениях параметра λ, называемых собственными значениями задачи, и которые образуют бесконечно возрастающую последовательность вещественных чисел $\lambda_1, \lambda_2, \ldots$. Решение задачи (3.1), (3.2) и состоит в определении собственных значений λ_i, величины которых зависят от вида области, и соответствующих им собственных функций f_i.

Для нахождения функций f_i воспользуемся методом разделения переменных, когда каждая из функций f_i имеет вид произведения множителей, являющихся функцией только одной переменной и удовлетворяющих однородным (3.2) условиям задачи. При этом надо отметить, что метод разделения переменных ограничивается видом области, которая должна совпадать с одной из координатных поверхностей, представляющих собой ортогональную систему координат. Рассмотрим применение метода разделения переменных в случае различных поперечных сечений активного элемента.

3.2 ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

Для круглого сечения воспользуемся полярной системой координат (r, θ, Z). В случае круглого сечения отсутствует зависимость f(V) от угла θ и продольной составляющей Z. Уравнение (3.1) в полярной системе координат при отсутствии зависимости от θ и Z запишется в виде:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{df}{dr}\right) + \lambda^2 \cdot f = 0$$

$$f\big|_{r=a} = 0 \qquad (3.3)$$

Уравнение (3.3) является уравнением Бесселя и решение его представляет функция Бесселя первого рода с нулевым индексом:

$$f(r) = A \cdot J_0\left(\lambda \cdot \frac{r}{a}\right)$$

И из граничного условия определяем значение параметра λ:

$$J_0(\lambda)=0; \qquad \lambda=\lambda_1,\lambda_2,\ldots$$

которые являются корнями функция Бесселя первого рода с нулевым индексом:

$$\lambda_1=2{,}405,\ \lambda_2=5{,}520,\ \lambda_3=8{,}654,\ \ldots$$

Основной вклад в пространственное распределение усиления в объеме *V* разрядного промежутка дает первая собственная функция:

$$f(r)=J_0\left(2{,}405\frac{r}{a}\right) \tag{3.4}$$

Используя выражение (3.4), вычисляем коэффициент усиления в случае трубки с круглым сечением:

$$k=\frac{k_0}{\pi\cdot a^2}\int_0^{2\pi}d\theta\int_0^{a}J_0\left(2{,}405\frac{r}{a}\right)\cdot rdr=0{,}43\cdot k_0$$

И полагая *f(r)=C*, где *C= 1, 0,9, 0,8, ...0,1, 0,* можно построить линии равного усиления.

Они являются концентрическими окружностями.

Для прямоугольного сечения запишем уравнение (3.1) и граничное условие (3.2) в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned}&\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial y^2}+\lambda^2 f=0;\\ &f(a,y)=f(-a,y)=0\\ &f(x,b)=f(x,-b)=0\end{aligned} \tag{3.5}$$

Применяем метод разделения переменных:

$$f(x,y)=X(x)\cdot Y(y)$$

$$\frac{X''(x)}{X(x)}=-\frac{Y''(y)+\lambda^2 Y(y)}{Y(y)}=-\mu^2$$

где μ^2 - пока неопределенная постоянная. И вместо уравнения (3.5) получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения:

1. $X''(x)+\mu^2 X(x)=0; \qquad X(-a)=X(a)=0;$
2. $Y''(y)+\tau^2 Y(y)=0; \qquad Y(-b)=Y(b)=0;$

где $\tau^2=\lambda^2-\mu^2$

Решением первого из этих уравнений будет:

$$X(x)=C_1\sin\mu x+C_2\cos\mu x$$

Ввиду четности функции X(x), коэффициент C_1 должен быть равен нулю. Значение μ определяем из граничного условия:

$$\cos\mu a=0,\ m.e.\ \ \mu a=\frac{\pi}{2}n, \qquad n=1,2,3,\ldots$$

Таким образом, собственные значения и собственные функции, относящиеся к переменной x, найдены и ими являются:

$$\mu_n=\frac{\pi}{2}\frac{n}{a};\quad X_n(x)=C_n\cos\frac{\pi\cdot n}{2a}x$$

Решением второго уравнения будет функция:

$$Y(y)=D_1\sin\tau\cdot y+D_2\cos\tau\cdot y$$

Ввиду четности *Y(y)* и требования выполнения нулевых граничных условий, получаем:

$$\cos\tau b=0,\quad \tau b=\frac{\pi}{2}m,\quad m=1,2,3,\ldots$$

$$\tau_m=\frac{\pi\cdot m}{2b};\quad Y_m(y)=D_m\cos\frac{\pi\cdot m}{2b}y$$

И для вычисления значения параметра λ получаем выражение:

$$\lambda_{n,m}^2=\frac{n^2\pi^2}{4a^2}+\frac{m^2\pi^2}{4b^2}$$

И пространственное распределение усиления в случае трубки с прямоугольным сечением запишется в виде:

$$f(x,y)=\cos\frac{n\pi}{2a}x\cdot\cos\frac{m\pi}{2b}y \tag{3.6}$$

Используя выражение (3.6), вычисляем коэффициент усиления в случае трубки с прямоугольным сечением:

$$k=\frac{k_0}{4ab}\int_{-a}^{a}\cos\frac{\pi x}{2a}dx\cdot\int_{-b}^{b}\cos\frac{\pi y}{2b}dy=\frac{4}{\pi^2}k_0=0{,}41\cdot k_0$$

И полагая *f(x,y) = C*, где *C = 1, 0,9, 0,8, ...0,1, 0,* можно построить линии равного усиления.

В случае же когда поперечное сечение трубки имеет произвольное сечение применение метода разделения переменных невозможно.

Однако, для достаточно широкого класса областей приближенное решение задачи (3.1), (3.2) можно получить методом ортогонализации, который позволяет построить на компьютере приближенное решение в аналитическом виде для областей, задаваемых дискретным множеством координатных точек S_j граничной поверхности.

Для эллиптического сечения после разделения переменных получаем уравнение Матье, решение которого позволяет раскрыть (3.1) следующим образом:

$$k= (\pi ab)^{-1} \int\int k_o \, Ce_o (\xi, q) \, ce_0 (\acute{\eta},q) \, h^2 (ch^2 \xi - sin^2 \acute{\eta}) \, d\xi \, d\acute{\eta} \qquad (3.7)$$

Здесь $Ce_o(\xi, q)$ и $ce_o(\xi, q)$ – функции Матье нулевого порядка; ξ и q – эллиптические координаты; $2h$ – расстояние между фокусами эллипса.

В отличие от прежних сечений мы вынуждены искать приближенные значения k. Для функции Матье нулевого порядка верно следующее разложение: c_o

$$Ce_o (\acute{\eta}, q) = \sum_{k=0} A_k \cos(k \acute{\eta}) \qquad (3.8)$$

Аналогичным образом может быть представлена функция мнимого аргумента $Ce_o(\xi, q)$. Подставив (3.7) в выражение (3.8), получаем значение усиления k с помощью численного интегрирования. Вычисления проводились для S, равных л и 2л. Полученные результаты приведены на рис. 3.1 (k_0 ℓ фиксировано).

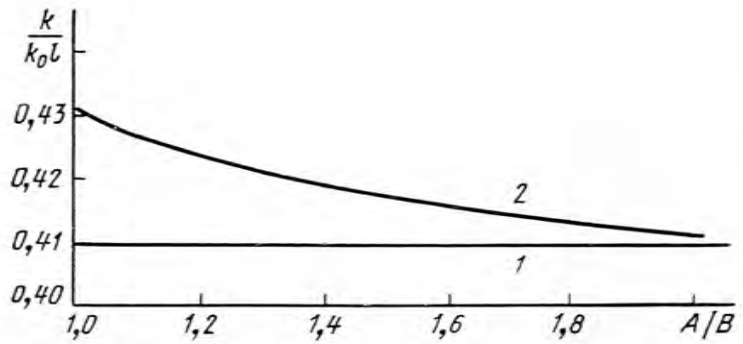


Рис. 3.1. Зависимость усиления от соотношения *A/B: 1* – для прямоугольного сечения, *A/B* – соотношение сторон прямоугольника; *2* – для эллиптического сечения, *A/B* – соотношение осей эллипса

Можно сравнить три рассматриваемых сечения. Значение k не зависит от площади сечения, что заложено в его определении. Для прямоугольного сечения k не зависит от отношения сторон (k_0 полагается неизменным). Для эллиптического сечения оно уменьшается с ростом эксцентриситета. С помощью $f(V)$ нетрудно получить линии равного усиления. Линии равного усиления для круглого сечения являются концентрическими окружностями, для эллиптического – эллипсами, для прямоугольного сечения приведены на рис. 3.2. Два последних сечения имеют более пологий спад усиления в центре (в направлении большей оси), чем для круглого сечения. Видно, что максимальное усиление мы имеем при круглом сечении, минимальное – при прямоугольном (при равных $k_0 l$). Наиболее размытое поперечное распределение усиления, наоборот, наблюдается при прямоугольном сечении, наиболее обостренное – при круглом. Последнее указывает на целесообразность применения в кольцевом лазере трубок эллиптического и прямоугольного сечений. В пользу этого утверждения говорит и то обстоятельство, что каустика поля кольцевого резонатора для основного типа колебаний имеет прямоугольное сечение, а не круглое, как в линейном резонаторе. При эллиптическом и прямоугольном сечениях трубок мы имеем меньшие дифракционные потери, а значит, и меньшее дифракционное расщепление частот в кольцевом лазере.

По нашим оценкам, усиление для трубок прямоугольного сечения меньше, чем для круглого примерно на 4. . .5 %. Выражения (3.7) –(3.8) дают среднее по сечению трубки значение усиления; в пространстве, ограниченном модовым объемом или эффективным модовым объемом, разница должна быть еще меньше. Больший объем активной среды (при равных $k_0 l$) и меньшие дифракционные потери могут позволить получить с трубками прямоугольного сечения боль-

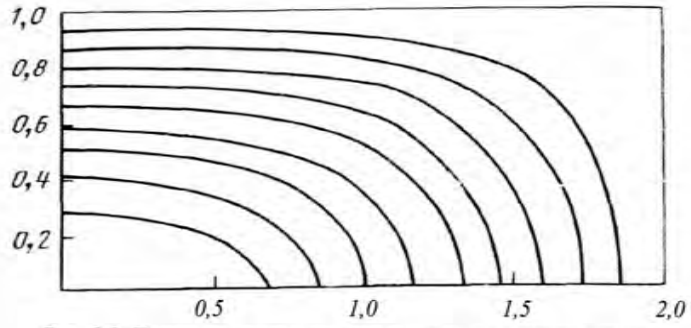


Рис. 3.2. Линии равного усиления в прямоугольном сечении

шую, мощность генерации, чем с трубками круглого сечения (по-видимому, с учетом высших типов колебаний).

Приведенные на рис. 3.2 результаты получены при нормировании f *(V)* на единицу в центре сечений. При эллиптическом сечении граничные условия будут выполняться и при нормировании одной из функций Матье на единицу не в точке пересечения осей эллипса. Такая возможность подтверждается экспериментально; с ростом эксцентриситета эллипса разряд не всегда локализуется в центре сечения, он может смещаться к стенкам; при этом усиление падает. Отметим еще одну особенность рассматриваемых сечений. При прямоугольном сечении спад усиления с удалением от центра более пологий, чем при круглом сечении для любых *f(V)* (см. таблицу). Для эллиптического сечения убывание *f(V)* от 1 до 0.8 вдоль меньшей оси происходит быстрее, чем для круглого сечения, а при меньших *f(V)* – примерно так же или менее резко.

Таблица 3.1

Относительные значения f *(V)* (нормировка на единицу в центре)	Расстояние от центра, отн. ед.			Относительные значения -f *(V)* (нормировка на единицу в центре)	Расстояние от центра, отн. ед.		
	прямоугольник	эллипс, e = 0,86	круг		прямоугольник	эллипс, e=±*0,86	круг
1.0	0.0	0.0	0.0	0.4	0.740	0.713	0.707
0.9’	0.286	0.224	0.267	0.3	0.805	0.775	0.778
0.8	0.410	0.379	0.383	0.2	0.870	0.840	0.850
0.7	0.506	0.476	0.475	0.1	0.936	0.924	0.924
0.6	0.590	0.562	0.557	0.0	1.0	1.0	1.0
0.5	0.667	0.639	0.633				

Линии равного усиления даны на рис. 3.3.

Эллипс с полуосями a=1, b=1.75. Коэффициент усиления k=0.3470. Собственное значение к = 1.9542.

Пространственное распределение усиления в поперечном сечении описывается следующей функцией:

$$f(r,\theta) = J_0(\text{кг}) + 0.74680\, J_2(\text{кг})\cos 2\theta + 0{,}08727\, J_4(\text{кг})\cos 4\theta + \\ + 0.026\, J_6(\text{кг})\cos 6\theta - 3.25391\, J_8(\text{кг})\cos 8\theta + \\ + 288.3882\, J_{10}(\text{кг})\cos 10\theta$$

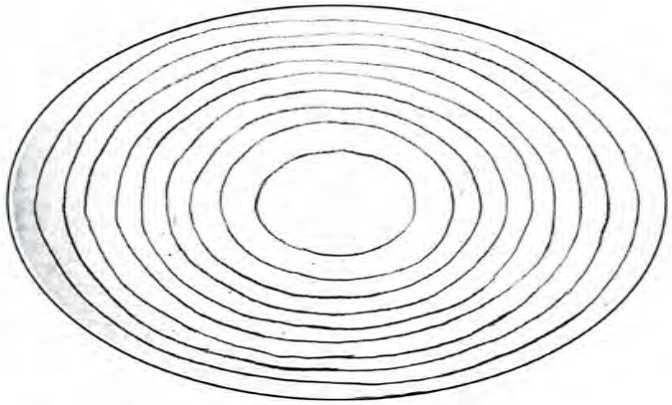


Рис. 3.3. Линии равного усиления в эллиптическом сечении.

В кольцевом лазере нас интересует изменение усиления вблизи оси сечения (в пределах модового объема), поэтому прямоугольное сечение представляет в этом случае больший интерес.

Сравним распределения усиления в трубках прямоугольного и круглого сечений. При смещении «пятна» генерации относительно оси сечения на 10 % радиуса пятна относительное изменение усиления $\Delta G/G$ при круглом сечении будет больше на величину $\sim 10^{-2}$. Оценивая относительное изменение частоты биений встречных волн в кольцевом лазере $\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu \sim 10^{-3}\, \Delta G/G$, получаем, что при частоте биений $\Delta\nu = 100$ кГц дополнительная ошибка для трубки круглого сечения будет составлять около 1 Гц. Учитывая, что сегодня представляют интерес измерения частоты биений с точностью 10^{-5} и лучше, следует считать, что такая ошибка не является пренебрежимо малой.

Использование ВЧ-накачки позволит получить более полное заполнение сечения разрядного промежутка разрядом и, соответственно, более плоскую вершину поперечного распределения усиления. В кольцевом лазере этот вид накачки привлекателен потому, что позволяет устранять еще одну невзаимность, обусловленную эффектом Ленгмюра.

Таким образом, сравнение трех форм сечений разрядного промежутка газового лазера показывает, что при эллиптическом и прямоугольном сечениях распределение усиления в поперечном сечении более равномерно вдоль большей оси, чем при круглом сечении. При прямоугольном сечении имеет место более пологое распределение усиления.

Мы исследовали различные многоугольники. Правильные многоугольники не дают преимуществ по сравнению с круглым сечением. В случае треугольника перед нами открываются новые возможности (рис. 3.4).

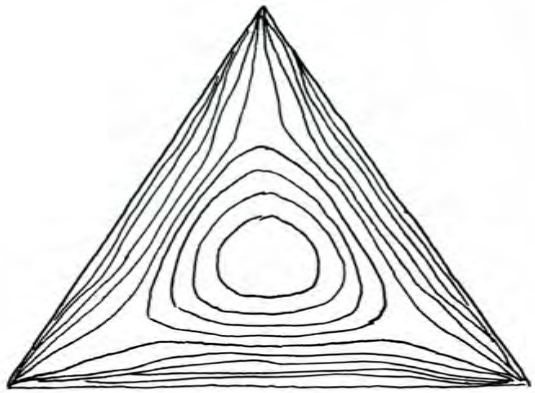


Рис. 3.4. Линии равного усиления в треугольном сечении.
Коэффициент усиления k = 0.4720, собственное значение к = 3.9201.

Пространственное распределение усиления в данном поперечном сечении описывается следующей функцией:

$$f(r,\theta) = J_0(\text{кг}) + 2.26\, J_3(\text{кг})\cos 3\theta + 34.11\, J_6(\text{кг})\cos 6\theta + 3992\, J_9(\text{кг})\cos 9\theta$$

Мы видим, что усиление в треугольном сечении примерно на 20% выше, чем в круглом. Учитывая, что нам надо стремиться к ненулевым граничным условиям, мы находим резервы повышения усиления [Привалов, Юдин, 2007]. Дальнейшие поиски были направлены на трансформацию сечения в сторону увеличения усиления. В работе [Привалов, Юдин, 1975] показано, что при определённых условиях возможен резкий (резонансный) рост усиления. Поиск привёл к сечению, приведённому последним на рис. 3.5.

В экзотическом сечении коэффициент усиления $k = 4.9730\, k_0$, собственное значение $\mu = 3.43392$. Пространственное распределение усиления в данном поперечном сечении описывается следующей функцией:

$$f(r,\theta) = J_0(\mu r) + 5.35615\, J_3(\mu r)\cos 3\theta + 188.2320\, J_6(\mu r)\cos 6\theta + 9686.338\, J_9(\mu r)\cos 9\theta$$

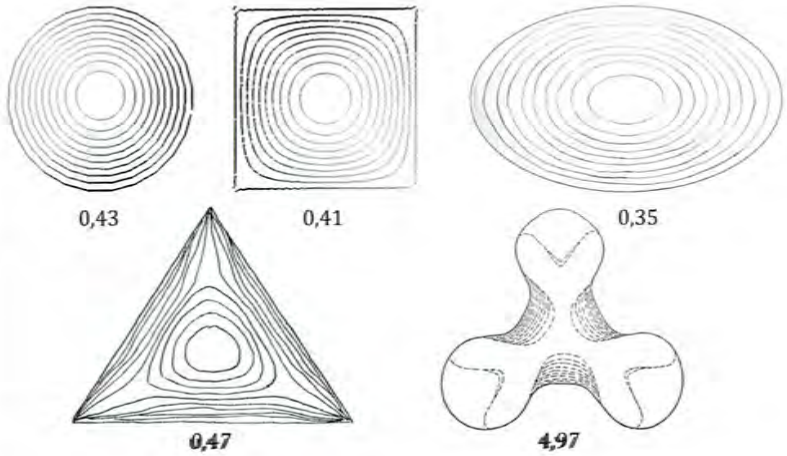


Рис. 3.5. Линии равного усиления и коэффициенты усиления в активных элементах различных сечений.

Видно, что усиление в сечении, приведённом последним на рис. 3.5, больше, чем в круглом более, чем на порядок. Выше говорилось о резонансном увеличении усиления в определённых условиях. В данном сечении оно может быть обусловлено наличием ненулевых граничных условий в активной зоне разряда. Активный элемент газоразрядного лазера на основе предложенного сечения признан изобретением [Привалов, Юдин, 2007].

Несмотря на его нетехнологичность, он может оказаться ориентиром на пути резкого повышения мощности низкоэнергетических газоразрядных лазеров, например, He-Ne лазеров. Подробное рассмотрение процессов в He-Ne лазере показывает, что снять возбуждение атомов неона в 1-s состоянии можно не только за счёт столкновений со стенками. Возможно, что это окажется не менее важным, чем геометрия поперечного сечения разряда.

3.3. ПРОДОЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

Выше мы рассматривали нетрадиционные поперечные сечения разряда. При этом мы не учитывали модовый объём или более реаль-

ный «эффективный модовый объём» [Привалов, Фридрихов, 1970]. Это оправдывалось тем, что радиус «пятна поля» заметно меньше радиуса трубки (кроме волноводных лазеров). Продольным распределением поля мы пренебрегать не можем, что следует из рис. 3.6. Видно, что в цилиндрической трубке в наиболее распространённом резонаторе плоскость-сфера значительная часть разряда с полем резонатора не взаимодействует. Мало того, в области, расположенной ближе к плоскому зеркалу, имеется возможность уменьшить радиус трубки, а значит увеличить в этой области коэффициент усиления. Из этого следует, что максимальное усиление будет в трубке, профиль которой повторяет каустику поля (рис. 3.7). Методы расчёта усиления в лазере с такой трубкой и возможные преимущества таких трубок в линейных и кольцевых лазерах изложены в работах (Привалов, Фридрихов, 1969; Привалов, Фридрихов, 1970)

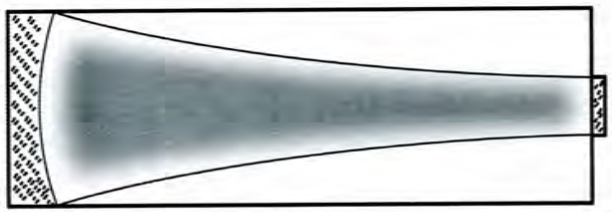


Рис. 3.6. Модовый объём (заполнен) в цилиндрической трубке

На рис. 3.7 приведены два варианта трубок конусообразного сечения. Средний коэффициент усиления He-Ne смеси в трубке на рис. 3.7.A равен:

$$k = \frac{2\pi}{S_{cp}} \int_0^L \int_0^{r_0} \frac{1}{r_0} \times J_0\left(2.405 \frac{r}{r_0}\right) \times r \times dr \times dz, \qquad (3.9)$$

где $r_0 = b + \frac{a-b}{L} z$, $S_{cp} = \frac{1}{L} \times \int_0^L \pi \times r_0^2 dz$

Из выражения (3.9) следует:

$$k = \frac{2\pi}{S_{cp}} \times \frac{0{,}519}{2{,}405} \int_0^L r_0 \times dz = 0.645 \frac{a^2 - b^2}{a^3 - b^3} L$$

В полуконфокальном резонаторе коническая трубка (рис. 3.7.A) имеет $k = 0.499$ L/a.

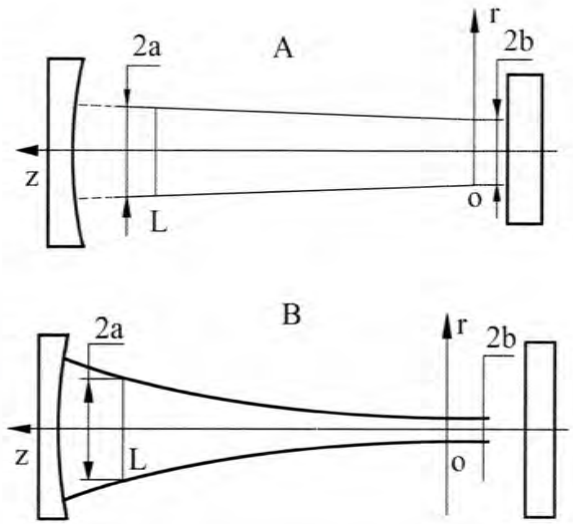


Рис. 3.7. Трубки конусообразного сечения в резонаторе плоскость-сфера
2a и 2b – диаметры торцевых сечений, L – длина трубки, r – текущий радиус трубки, z – продольная координата
A – коническая трубка, B – конус с параболической образующей.

Однако технология изготовления таких активных элементов сложнее, чем в цилиндрических. В 1971 году был предложен комбинированный вариант (рис. 3.8) [Привалов, 1971].

Начались поиски способо как в комбинированном варианте наиболее приблизиться к характеристикам активного элемента, приведенного на рис. 3.7. В элементе из трех секций (рис. 3.9) усиление возрастало ещё на 10% по сравнению с активным элементом на рис. 3.8 [Золотов, Привалов, 2010; Привалов, 2011a].

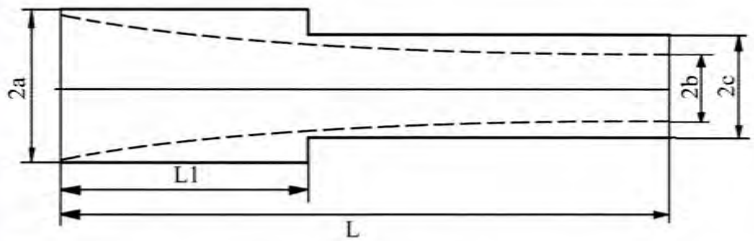


Рис. 3.8. Трубка из двух цилиндрических секций на основе конического сечения. Каустика поля обозначена пунктиром

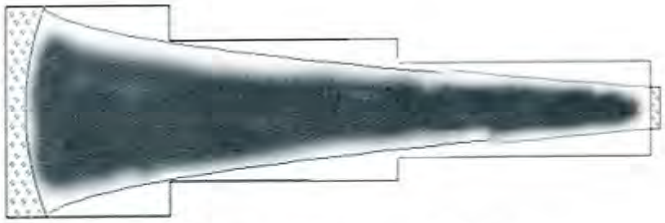


Рис. 3.9. Трехсекционная трубка.

В ходе расчета комбинированный активный элемент разбивался на секции, из которых он состоит. Коэффициент усиления каждой секции может быть рассчитан согласно приведенной ниже формуле (3.10) на основе известных методов расчета активных элементов газоразрядных лазеров с цилиндрической геометрией. Так как каждая секция вносит свой вклад в общий коэффициент усиления, то полное усиление трубки будет равно сумме коэффициентов усиления каждой секции.

Коэффициент усиления секции с координатами 11, 12 и радиусом *a* рассчитывается по формуле:

$$k(a,l1,l2)=\int_{l1}^{l2}\int_{0}^{2\pi}\int_{0}^{a}\frac{1}{\pi a^2}\frac{J_0(\frac{2.405r}{a})r}{a}\partial r\,\partial\theta\,\partial l \qquad (3.10)$$

Также следует отметить, что при увеличении длины отдельно взятой секции растет ее радиус за счет того, что радиус пятна каустики поля растет по мере приближения к сферическому зеркалу резонатора и следовательно, чтобы избежать потерь на стыке, воображаемая линия границы модового объема не должна касаться границы капилляра. Поэтому встает вопрос об оптимальных соотношениях между длинами секций комбинированного активного элемента.

Расчетным путем были найдены коэффициенты усиления и оптимальные длины секций для вышеперечисленных комбинированных капилляров [Привалов, Золотов, 2014]. Коэффициент усиления всего активного элемента, состоящего из пяти секций, будет равен:

$$k = k(e, z5, z4) + k(d, z4, z3) + k(c, z3, z2) + k(b, z2, z1) + k(a, z1, z0)$$

где *z0–z5* – координаты начала и конца секции, а *a, b, c, d, e* – соответственно их радиусы, которые рассчитываются по известной формуле из [Привалов, 1989]:

$$w(z)=\sqrt{L\left(1+\frac{4z^2}{L^2}\right)}$$

где L – длина резонатора, z – текущая координата вдоль оси резонатора.

При использовании активных элементов с нестандартной геометрией, состоящих из двух и более секций коэффициент усиления возрастает до 49%, при условии, что капилляр имеет оптимальные соотношения секций. Результаты отображены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Количество секций	Коэффициент усиления, отн.ед.	Выигрыш в усилении, %
1	0.13651305	0
2	0.177345553	29.9
3	0.191756127	40.5
4	0.199003725	45.8
5	0.203341465	49.0

Как видно из таблицы при увеличении количества секций растет выигрыш в усилении. В предельном случае мы придем к активному элементу, геометрия которого полностью повторяет форму каустики поля резонатора плоскость-сфера. Производство такого элемента, как говорилось выше, имеет технологические трудности, в то время как сделать многосекционную трубку гораздо легче. Особенно, если сверлить ее в ситалле, а не сваривать из стекла.

Таким образом, предлагаемые конструкции элемента позволят сократить размеры газоразрядного лазера при сохранении мощности излучения либо увеличить мощность при тех же геометрических размерах лазера. Сокращение размеров резонатора позволит повысить пассивную стабильность лазера.

Можно также совместить результаты, полученные выше и [Привалов, Фридрихов, 1969], что позволит создать принципиально новые активные элементы для лазеров на смеси He-Ne с увеличенной мощностью и малыми размерами. Результат [Привалов, 2011а] есть начало этого пути.

Обнаруженный выигрыш усиления позволил вести дальнейшие поиски, на некоторые из которых получены патенты [Привалов, 2011а; Привалов, Золотов, 2010; Привалов, Золотов, 2011; Привалов, 2011б; Привалов, 2011в]. Один из результатов указанных поисков приведен на рис.3.10.

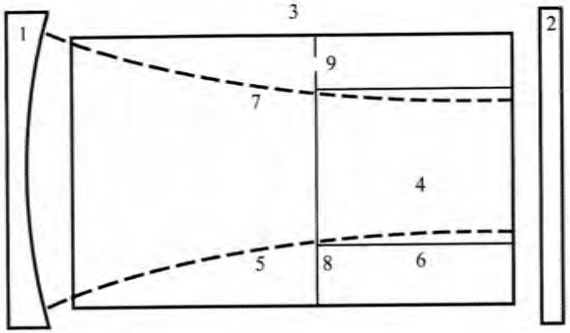


Рис. 3.10. Модифицированная конструкция газоразрядного лазера.
1 и 2 – зеркала резонатора, 3 – разрядная трубка, 4 и 5 – цилиндрические секции разрядной трубки, 6 – герметичный баллон с рабочей смесью газов, выполненный цилиндрическим с диаметром, соответствующим диаметру большей секции 5, 7 – каустика поля резонатора (пунктир), 8 – стенка секции 5 разрядной трубки 3, 9 – отверстие в стенке 8.

Газоразрядный лазер включает резонатор со сферическим зеркалом 1 и плоским зеркалом 2, и комбинированную разрядную трубку 3, содержащую две цилиндрические секции разных радиусов 4, 5. Баллон 6 является цилиндром с диаметром, соответствующим диаметру большей секции 5. В нем находится дополнительный объём газа, сообщающийся с разрядной трубкой 3 через отверстие 9 в стенке 8 секции 5. Разряд в балластном объеме не горит. Поле резонатора, образованного сферическим 1 и плоским 2 зеркалами, локализовано в модовом объёме, ограниченном каустикой 7. Модифицированный лазер имеет двухсекционный активный элемент. При возбуждении разряда в трубке 3 последняя нагревается. Сильнее разогревается секция 4 меньшего диаметра. Это, как и в любой из рассмотренных нами трубок ведёт к увеличению мощности излучения. Кроме этого, имеется балластный объем 6, увеличивающий срок службы лазера.

Применение активных элементов нетрадиционной геометрии позволяет заметно повысить усиление в ряде типов газоразрядных лазеров. И наиболее оптимальный путь к этому лежит через правильное понимание результатов работы [Привалов, Юдин, 1975]. Новые результаты на этом пути появляются достаточно быстро. Следует отметить, что в приведенном здесь подходе, рассмотрена лишь вершина айсберга. Следующий этап – включение параметров поля резонатора. Далее – учет роста температуры в конической трубке. Экспериментальная проверка (Черниговский, 1974), упомянутая выше, показала,

что активный элемент с двухсекционной трубкой дает увеличение мощности в 1.5–2 раза, что больше ожидаемого по расчетам усиления. Это обусловлено ростом температуры с уменьшением диаметра трубки. Рост температуры в He-Ne лазере увеличивает мощность излучения. В связи с этим стоит обратить внимание на некоторые температурные характеристики He-Ne лазера.

3.4. О ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В конической трубке по мере уменьшения диаметра растет плотность тока. Сильнее разогревается стекло. Аналогичная ситуация – в комбинированной трубке. В диапазоне температур поверхности стеклянного активного элемента примерно от комнатной температуры до 400^0 С мощность излучения He-Ne лазера (0.63 мкм) увеличивается с ростом температуры [Белоусова и др., 1968; Орлов, 1991]. В известных нам работах обычно не производились локальные измерения температуры. Измеренная в одной точке или средняя по нескольким точкам температура приписывались всему активному элементу либо фигурировала температура термостата. В работе [Золотов, Привалов, 2016] проведены измерения температуры пирометром IR 260-85 вдоль активного элемента He-Ne лазера ГЛ-110 длиной 30 см (рис. 3.11). Указанный активный элемент имеет цилиндрический баллон с холодным катодом, параллельный основному разрядному промежутку. Анодом является молибденовый цилиндр, соосный основному разрядному промежутку. В штатном режиме концы трубки, не соприкасающиеся с разрядом, имеют примерно одинаковые температуры. Это обусловлено естественным воздушным охлаждением. Точнее конец, близкий к катодному баллону, на несколько градусов нагрет больше. Обнаружен максимум распределения температуры от координаты вдоль трубки. При данных почти одинаковых температурах концов трубки максимум температуры примерно посредине трубки (рис. 3.12–3.13). При принудительном охлаждении правого конца трубки понижается температура и других точек справа от максимума. Левая ветвь заметно не меняется.

На рис. 3.12 указанная зависимость приведена для одного из токов. Аналогичная зависимость наблюдалась для всех токов, отмеченных на рис. 3.13.

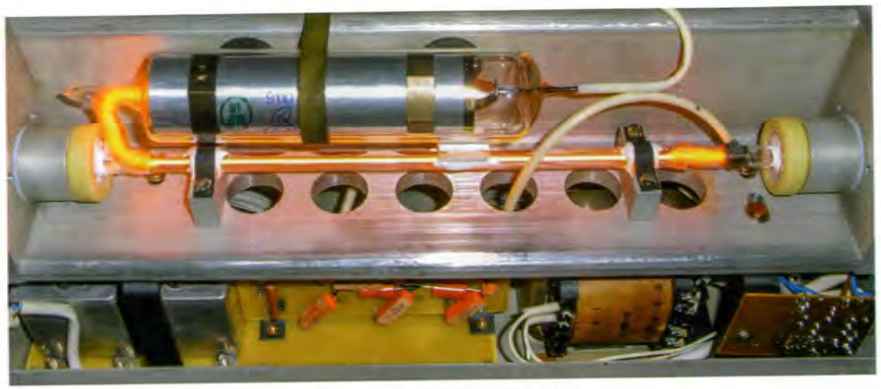


Рис. 3.11. Лазер ГЛ-110

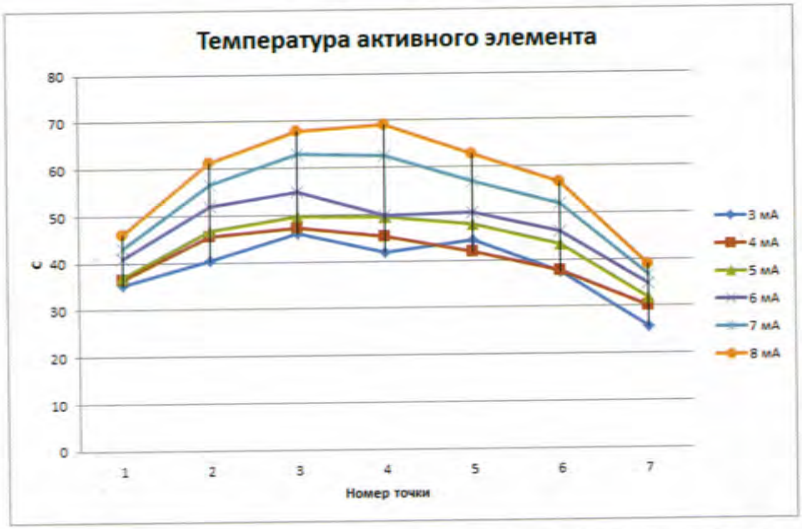


Рис. 3.12. Распределение температуры стекла вдоль активного элемента при естественном охлаждении активного элемента.
По оси абсцисс – номера эквидистантных точек вдоль активного элемента
По оси ординат – температура стекла в градусах Цельсия
Токи разряда – от 3 до 8 мА

Приведенные зависимости естественно объяснить теплопроводностью стекла. С целью проверки гипотезы решалось уравнение теплопроводности, рассматривая активный элемент He-Ne ОКГ, как неограниченный цилиндр [Золотов, Привалов, 2016]. Практически цилиндр можно считать неограниченным, если его длина значительно больше радиуса его основания, что справедливо для данного ОКГ. Решение уравнения теплопроводности для газоразрядного ОКГ привело

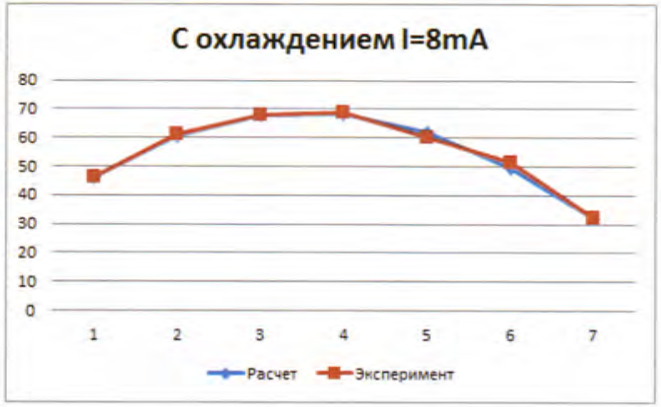


Рис. 3.13. Распределение температуры стекла вдоль активного элемента при принудительном охлаждении правого конца активного элемента.
По оси абсцисс – номера эквидистантных точек вдоль активного элемента
По оси ординат – температура стекла в градусах Цельсия
Ток разряда – 8 мА

к такому распределению температуры T вдоль активного элемента в установившемся режиме:

$$T \to \frac{2}{\pi}\left[\sum_{n=1}^{\infty}\frac{T_1-(-1)^n T_2}{n}\sin\frac{\pi n z}{l}\right]+\frac{2Ql^2}{k\pi^3}\left[T_1\pi^3\left(\frac{z}{6l}-\frac{z^2}{4l^2}-\frac{z^3}{12l^3}\right)+T_2\frac{\pi^3 z}{12l}\left(1-\frac{z^2}{l^2}\right)\right] \quad (3.11)$$

где T_1, T_2 – температура на краях трубки, z – текущая координата вдоль активного элемента длиной ℓ, k – коэффициент теплопроводности.

Расчетная зависимость температуры от координаты вдоль трубки соответствовала экспериментальному распределению температуры для всех токов. Приведены зависимости для токов, соответствующих левой части энергетической характеристики He-Ne лазера. В этом диапазоне токов обычно работают малогабаритные He-Ne лазеры. Полученные зависимости могут помочь повысить мощность их излучения. Как отмечалось выше, что коническая трубка в He-Ne лазере обеспечивает мощность излучения заметно больше, чем цилиндрическая. Использование температурных эффектов, отмеченных здесь, еще увеличит мощность излучения.

Литература к главе 3

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры. Л.: Судостроение, 1977. 152 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.

3. Привалов В.Е., Юдин С.Ф. «Активный элемент газового лазера» Авт. Свидетельство № 704398, БИ № 35, 2007.

4. Привалов В.Е., Юдин С.Ф. «Влияние граничных условий на усиление активной среды газового лазера» // ЖПС, 1975, Т. 12. С. 42

5. Привалов В.Е. «Модовый объём и мощность излучения лазера»// Опт. и спектр. 1970, Т. 28. С. 524

6. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. «Кольцевой газовый лазер» // УФН 1969, Т. 97, С. 377

7. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. «He-Ne лазер с трубкой конусообразного сечения» // ЖПС 1970, Т. 12, С. 937

8. Привалов В.Е. «He-Ne лазер с комбинированной разрядной трубкой» // Электронная техника – сер. 3. 1971, вып. 3 (23), С. 29–31

9. Золотов С.А., Привалов В.Е. // Труды 20-й Международной конференции «Лазеры. Измерения. Информация» Санкт-Петербург, 2010. С. 109

10. Привалов В.Е. «Активный элемент газового лазера» Патент России № 107408, БИ № 22, 2011а

11. Привалов В.Е. Золотов С.А., «О росте усиления в газоразрядном лазере с активным элементом нестандартной геометрии» // Оптический журнал 2014, Т. 81, № 3. С. 20

12. Привалов В.Е., Золотов С.А. «Газоразрядный лазер» Патент России № 95909, 2010.

13. Привалов В.Е., Золотов С.А. «Газоразрядный лазер» Патент России № 101276, 2011.

14. Привалов В.Е. «Газоразрядный лазер» Патент России № 102856, 2011б.

15. Привалов В.Е. «Газоразрядный лазер» Патент России № 104758, 2011в.

16. Черниговский В.В., Федотов А.А. // Известия ЛЭТИ 1974, выпуск 140, С. 75–77.

17. Белоусова И.М., Данилов О.Б., Киселев В.М. // ЖТФ 1968, Т. 38. № 3. С. 493.

18. Орлов Л.Н. «Тепловые эффекты в активных средах газовых лазеров» 1991 Минск, Навука і тэхніка, 268 с.

19. Золотов С.А., Привалов В.Е. «Температурные эффекты в He-Ne лазере» // Фотоника, 2016, № 4, С. 64–67.

ГЛАВА 4 ИОННЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ОКГ

Различают два класса ионных лазеров: ионные лазеры на инертных газах и на парах металлов (ЛПМ). Первые накачиваются дуговым разрядом (токи- амперы и десятки ампер). Мы ограничимся рассмотрением генерации на однозарядных ионах. Высоко расположенные и разреженные уровни ионов позволяют получить генерацию в сине-зеленой и ультрафиолетовой областях спектра. Инверсия населенностей в ионных ГРЛ достигается в результате двухступенчатого процесса (ионизация плюс возбуждение иона). Эффективность каждой ступени пропорциональна току разряда, поэтому в целом эффективность возбуждения пропорциональна квадрату (и более) тока разряда, и плотности токов в ионных лазерах составляют сотни и тысячи ампер на квадратный сантиметр. Высокая плотность тока повышает в этих лазерах эффективность электрофореза, поэтому обводной канал является в данном случае обязательным элементом, без которого разряд может быстро погаснуть. Из-за высокой плотности тока активные элементы работают в напряженном тепловом режиме. Первоначально использовались кварцевые капилляры, позднее – вольфрамовая спираль, графит, пирографит, окись алюминия и окись бериллия (бериллиевая керамика). Как правило, используется водяное охлаждение.

ЛПМ накачиваются тлеющим разрядом (десятки миллиампер). Активной средой ЛПМ является пар химического элемента, не существующего в газовой фазе в нормальных условиях. Пары металлов возбуждаются в буферном газе, обычно в гелии, поэтому ряд параметров ЛПМ близок к параметрам гелий-неоновых ОКГ. Название «ЛПМ» не является строгим, так как используются не только пары металлов: Se, J и Te. Далее рассмотрим самых распространенных представителей (по одному из каждого класса). В конце главы дана также краткая информация о ЛПМ на парах меди.

4.1. ОКГ НА ИОНАХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В однократно ионизированном аргоне наблюдается непрерывная генерация примерно на 20 переходах в диапазоне от 0.4371 до 1.0923 мкм. Десять наиболее распространённых линий приведены на рис. 4.1. Максимальная мощность излучения соответствует переходам $4p2D^{\circ}_{5/2}$-$4s^2p_{3/2}$ (0,4880 мкм) и $4p4D_{5/2}$-$4s^2p_{3/2}$ (0.5145 мкм).

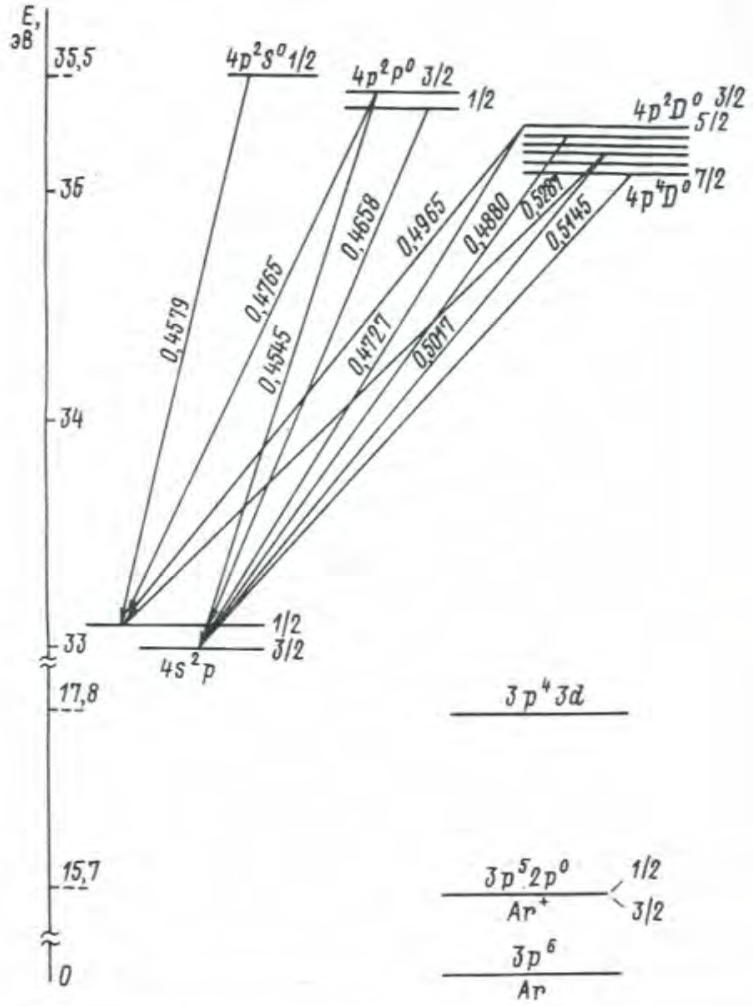


Рис. 4.1. Уровни энергии аргона. Стрелками указаны лазерные переходы

В результате соударений с электронами атомы аргона ионизируются, т. е. переходят на основной уровень иона $3p^5$ (рис. 4.1.).

Второй этап соударений с электроном приводит к заселению возбужденных уровней иона. Эффективные сечения возбуждения верхних и нижних лазерных уровней примерно одинаковы, но времена жизни верхних уровней на порядок больше, что обеспечивает инверсию населенностей. С нижних уровней ион возвращается в основное состояние с испусканием излучения 0.072 мкм. Кроме этого процесса, который, по-видимому, является основным, возможно заселение верхних уровней через метастабили $3p_4 3d$ и более высоколежащие уровни. Найден закон подобия для аргоновых лазеров: $P=10^{-5}jV$, где P- мощность излучения, (Вт); j – плотность тока, (А/см^2); V-объем разряда, (см^3). Усиление не зависит от диаметра и может достигать 70%/метр. Ширина доплеровского контура (при температуре ионов более ($3\text{-}10^3\text{-}10^4$ К) составляет 3–10 ГГц.

В большинстве случаев аргоновый лазер помещается в продольное магнитное поле с целью увеличения времени пребывания иона в разряде. Первоначально магнитное поле применялось для увеличения мощности излучения лазера. Позднее выяснилось, что при оптимальных условиях разряда магнитное поле не увеличивает мощность излучения. В продольном магнитном поле возрастает КПД лазера. В первых аргоновых лазерах он составлял 0.05 %. С ростом тока разряда мощность растет (ограничения, свойственные гелий-неоновому лазеру, отсутствуют), растет и КПД. Предельное значение последнего может достигать 7 %. Практически достигнут КПД менее 1 %.

В табл. 4.1 приведены параметры ГРЛ на ионах инертных газов, выпускавшихся в 1985 г. В табл. 4.2 приведены параметры отечественных аргоновых лазеров, выпускавшихся к 1990 г. Все приборы имеют водяное охлаждение. В книге [Привалов, 1989] описаны более ранние модели.

При плотности тока более 1000 А/см^2 может наблюдаться снижение мощности на однократно ионизированном аргоне *и* появляться генерация на двукратно ионизированном аргоне в диапазоне 0.3340–0.3638 мкм, наиболее интенсивная линия – на 0.3511 мкм. На ней работает ЛГН-513. Обширная библиография по аргоновым ОКГ дана в книге [Донин, 1991].

В таблице 4.4. приведены приборы головного производителя в стране. Уровень шумов (до 30% в первых приборах) в современных приборах снижен до 2–3%. Другим ионным ГРЛ на инертных

Таблица 4.1. **Характеристики ионных лазеров дугового разряда (1985 г.)**

Лазер	Длина волны, мкм	Мощность излучения, мВт	Расходимость излучения, угл. мин	Срок службы, ч	Габариты излучателя, мм
ЛГ-51	0.48-0.51	10	4	1000	390x175x150
ЛГ-69	0.45-0.51	2000	3	400	1250x190x230
ЛГ-106	0.48-0.51	1000	3	100	1040x290x275
ЛГ-106М-1	0.48-0.51	1000	1	5000	1040x290x275
ЛГ-109	0.48	1000	6	300	670x320x130
ЛГН-402	0.45-0.51	4000	5	2000	1105x330x240
ЛГН-404	0.46-0.51;	1000	5	3000	1150x250x240
ЛГН-502	0.6471 0.45-0.51	2000	10	2000	1105x330x240
ЛГН-503	0.45-0.51;	1000	10	5000	1105x330x240
ЛГН-505	0.4880 0.4880; 0.5145;	3000	4	2000	1710x255x232
ЛГН-508	0.6471 0.45-0.51	2400	4	10000	1165x220x195

Таблица 4.2. **Параметры отечественных аргоновых лазеров (1990 г.)**

Марка	Длина волны (мкм)	Мощность (мВт)	Ресурс (час)	Габариты излучателя, (мм)	Масса (кг)
ЛГН 503	0.4880	1.0	2000	1100x330x228	50
ЛГН 502	0.4579-0.5145	2.0	2000	1100x330x228	50
ЛГН 402	-»-	4.0	2000	1100x330x228	50
ЛГН 406	-»-	5.0	2000	1150x310x260	75
ЛГН-511	-»-	10	5000	1800x220x195	55
ЛГН-512	0.45-0.48-0.51	1	5000	1800x220x195	55
ЛГН-513	0.3510	0.25	2000	1800x220x195	55
ЛГН-514	0.4880	0.025	5000	550x170x144	8

газах является криптоновый лазер. Непрерывная генерация на однократно ионизированном криптоне, наблюдается в диапазоне 0.4619–0.8690 мкм примерно на 20 линиях. Примерно 80% – интенсивности приходится на линию 0.6471 мкм. Далее по интенсивности следуют 0.6764 и 0.5682 мкм.

Таблица 4.3. **Параметры зарубежных аргоновых лазеров (1990 г.)**

Марка	Длина волны (мкм)	Мощность (мВт)	Ресурс (час)	Габариты излучателя, (мм)	Масса (кг)
Cyonics-2002	0.4579-0.5145	5	10.000	∅67x343	2,3
Spectra Physics-162	0.48:0.51	10	11.000	330x126x166	4,8
Cyonics-2001-20SL	0.48	20	11.000	310x140x213	5
Lexel 65-05	0.4579-0.5145	50	4.000	511x140x196	11
Lexel 65-1	0.4579-0.5145	100	4.000	511x140x196	11
Lazer Ionic – 545	0.4579-0.5145	250	4.000	∅110x660	8
Spectra Phisics2020	0.4579-0.5145	5000	4.000	1285x241x201	68

Таблица 4.4. **Параметры отечественных аргоновых лазеров (2008 г.)**

Марка		Наполнение	Спектральный состав	Мощность излучения, Вт, не менее	Поляризация
ЛГН – 512	0.4579 мкм	Ar	TEMoo	1	100:1
	0.4880 мкм	Ar	TEMoo/ одночастотный	5 / 2	100:1
	0.5145 мкм	Ar	TEMoo/ одночастотный	5 / 2.5	100:1
	0.4579 – 0.5145 мкм	Ar	TEMoo	12	100:1
ЛГН – 513	0.3511 мкм	Ar	TEMoo	0.25	100:1
	0.3638 мкм	Ar	TEMoo	0.25	100:1
	0.3344 – 0.3511 мкм	Ar	TEMoo	1	100:1
Д – 20	0.4579 – 0.5145 мкм	Ar	TEMoo/ TEMmn	15 / 20	100:1
	0.4880 мкм	Ar	TEMoo/ TEMmn/ одночастотный	4 / 6 / 2.5	100:1
	0.5145 мкм	Ar	TEMoo/ TEMmn/ одночастотный	6 / 7 / 3	100:1
Д – 5К	0.6764 мкм	Kr	TEMoo	1	100:1
	0.6471 мкм	Kr	TEMoo/ одночастотный	3 / 1	100:1
	0.6471 – 0.6764 мкм	Kr	TEMmn	5	100:1
Д – 5АК	0.4762 – 0.6764 мкм	Ar+Kr	TEMmn	6	100:1
М – 951	0.4579 – 0.5145 мкм	Ar	TEMmn	10	100:1
М – 951К	0.6471 – 0.6764 мкм	Kr	TEMmn	4	100:1
М – 951АК	0.4579 – 0.6764 мкм	Ar+Kr	TEMmn	4	100:1

У нас выпускались криптоновые лазеры ЛГН404Б (0,6-1 Вт в диапазоне 0.64 – 0.68 мкм), ЛГН502 (0.3 Вт 0.6764 мкм) и ЛГН-508 (см. табл. 4.1). В настоящее время круг криптоновых лазеров расширился (табл. 4.5). Есть лазеры на смеси аргон-криптон (табл. 4.6).

В таблице 4.6 приведены приборы головного производителя в стране.

Таблица 4.5. **Отечественные криптоновые лазеры**

Модель	GS-5K	GS-3K	GS-2KM	GS-1K
Длина волны, мкм	0.647; 0.674 (ЦП) 0.647 (II)	0.647; 0.674 (1.111) 0.647 (II)	0.647; 0.674	0.647
Поляризация	TEMoo 1:100(1.11) TEMmn 1:100(111)	TEMoo 1:100(1.11) TEMmn 1:100(111)	TEMmn 1:1	TEMoo 1:100
МММпасг	5.0(1)	3.0(1)	–	0,5 (I)
в многомодовом режиме	5.0(111)	3.0(111)	1.5	
в одночастотном режиме	1.0(11)	0.5(11)	—	0,2(11)
Диапазон рабочих температур, °С	+ 5... +35	+5... +35	+5... +35	+ 5... +35
Напряжение питания, В	380В 50Гц	380В 50Гц	380В 50Гц	380В 50Гц
Исполнение:	CI (1.11) MB (III) 40кг	CI (1.11) MB (III) 40кг	MB 40кг	C1(1,H)
Размеры излучателя, мм	215x200x1800(1.11) 240x210x1800(111)	215x200x1600(1. II) 330x230x1350(111)	330x230x1100	230x230x115 230x230x1350(11)
Охлаждение	водяное	водяное	водяное	водяное
Цена, у.е.	от 21 200	от 13 600	6 500	от 4 800

Таблица 4.6. **Отечественные лазеры на аргоне и криптоне и их смеси (2008 г.)**

Марка		Наполнение	Спектральный состав	Мощность излучения, Вт, не менее	Поляризация
ЛГН - 514	0.4880 мкм	Ar	TEM_{oo}	0.025	100:1
	0.5145 мкм	Ar	TEM_{oo}	0.025	100:1
	0.4579 - 0.5145 мкм	Ar	TEM_{oo}	0.1	1:1
ЛГ - 106М4	0.4579 - 0.5145 мкм	Ar	TEM_{mn}	4	1:1
	0.6471 - 0.6764 мкм	Kr	TEM_{mn}	1	1:1
	0.4762 - 0.6471 мкм	Ar+Kr	TEM_{mn}	1	1:1
	0.4880/0.5145 мкм	Ar	TEM_{oo}	1	100:1

4.2. ОКГ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Наиболее распространенным среди лазеров на парах металлов является гелий-кадмиевый лазер. Он обеспечивает генерацию более чем на десяти переходах в диапазоне 0.32 – 0.63 мкм, самый мощный имеет длину волны 0.4416 мкм. Диаграмма уровней энергии приведена на рис. 4.1. К.п.д. He-Cd ОКГ составляет, как и у He-Ne, – сотые доли процента. Давление паров металлов обеспечивается нагревом активного элемента извне, катодным распылением или электрофорезом. Накачка осуществляется разрядом постоянного тока, импульсами либо ВЧ – разрядом.

Максимальная мощность получена при использовании изотопа кадмия-114. Ширина контура люминесценции этого изотопа на 0.4416 мкм составляет 2200 МГц, максимальная мощность, которая получена на этой длине волны, – примерно 150мВт с одного метра

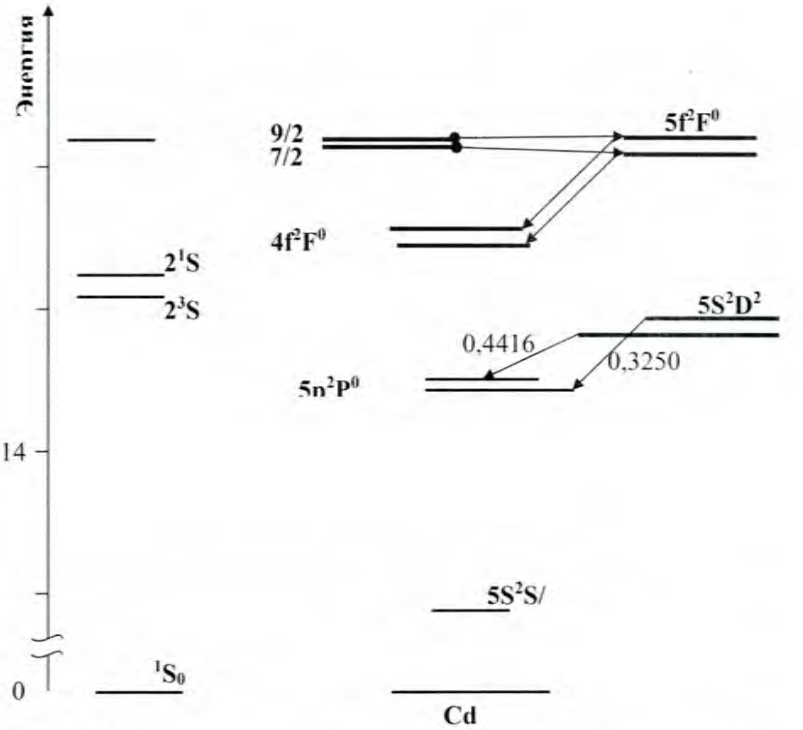


Рис. 4.2. Уровни энергии, участвующие в работе гелий-кадмиевого лазера

длины активной среды. На длине волны 0.3250 мкм – примерно на порядок меньше. Еще более слабая генерация наблюдается на длинах волн 0.5337; 0.5378; 0.6355; 0.6360 мкм. В таблицах 3.7 и 3.8 даны параметры некоторых отечественных и зарубежных приборов данного типа, выпускавшихся в прошлом веке. Аналогичные таблицы в [Привалов, 1989; Иванов, Привалов, 1993] дополняют представленную здесь информацию более ранними приборами.

Следующим по распространённости ЛПМ является гелий-селеновый лазер. Первоначально непрерывная генерация зафиксирована более чем на 20 переходах селена в диапазоне от 0.4604 до 0.6535 мкм (Иванов, Привалов, 1993). На основе этого прибора также создан «белый» лазер. В 1970-е годы генерация была получена в

Таблица 4.7. **Характеристики отечественных промышленных He-Cd-лазеров (1990 г.)**

Лазер	Длина волны, мкм	Мощность излучения, мВт	Срок службы, ч	Габариты излучателя (блока питания), мм
ЛГ-61	0.4416	60	2000	1910x290x290 (600 x 420 x 230)
ЛГ-62	0.4416	120	2000	1910x290x290 (600x420x230)
ЛГ-63	0.4416	8	1000	500x110x80 (376x180x280)
Л Г-70	0.4416	40	2000	1000x290x290 (600 x 420 x 230)
ЛГН-504	0.3250	15	2000	1910x299x290 (600x420x230)

Таблица 4.8. **Параметры зарубежных гелий – кадмиевых лазеров (1990 г.)**

Марка	Мощность (мВт)	Расходимость излучения (мрад)	Ресурс (час)	Габариты излучателя (мм)	Масса (кг)
Liconix 4205	5	0.6	5.000	472x152x114	4
Omnichrome 45G-105	10	2	10.000	663x∅110	5
Liconix 4214	14	0.5	10.000	663x89x140	5
Liconix 4220	30	0.5	4.000	1030x154x125	9,8
CDR8SG	80	1.5	5.000	1920x260x200	42

более широком интервале: от 0.4467 до 1.26 мкм. Эти переходы начинаются с уровней, которые почти совпадают с основным состоянием иона гелия. Основным процессом возбуждения ионов селена в гелии является переразрядка. Оптимальное давление паров селена $5 \cdot 10^{-3}$ Торр (0.66 гПа), гелия – вдвое-втрое больше, чем в лазере на парах кадмия. Наибольшее усиление (4.5–5.5 %/м) – на линиях 0.5176 и 0.5228 мкм, на остальных линиях – 1–3 %/м. Выходная мощность излучения – одного порядка с гелий-кадмиевым лазером. Плотность тока и расход металла – в 2–3 раза больше, чем в гелий-кадмиевом. Токсичность селена ограничивает его применение.

Среди других ионных ГРЛ тлеющего разряда с непрерывной генерацией следует отметить лазеры на парах цинка, ртути, олова, кальция, стронция и т. д. Работа He–Zn-лазера протекает аналогично работе He-Se-лазера [Иванов и др., 1990]. Генерация наблюдалась в диапазоне 0.4912–0.7758 мкм (около десятка переходов). Максимальное усиление (2 %/м) на переходах 0.7479 и 0.7588 мкм. На первом из них оптимальные давления паров металла и гелия примерно те же, что и в гелий-кадмиевом лазере. Температура нагревателя 300° С. На втором диапазоне давлений шире: 5–4 Торр (66–530 Па) для гелия, 10^{-3}- 10^{1} Торр (0,13–13 Па) для цинка. Аналогичен механизм лазера на парах олова. Основные линии – 0.6453 и 0.6844 мкм. Усиление составляет 3–4 %/м, оптимальные давления паров олова $1,5 * 10^{-3}$ Торр (0,2 Па) (T= 1 000° С) и гелия ~ 8 Торр (10,6 гПа). С современным состоянием лазеров на парах стронция и кальция можно ознакомиться в работах [Батенин и др., 1998; Soldatov et al., 2013; 2014]. Общее состояние большинства ЛПМ на начало 2010 года хорошо представлено в работе [Евтушенко и др., 2010]. В таблице 4.9 приведены параметры

Таблица 4.9. **Параметры отечественных He-Cd – лазеров (2008 г.)**

Марка	Мощность излучения, мВт, типичная	Спектральный состав	Поляризация	Диаметр луча, мм, не более	Расходимость, мрад, не более
ГКЛ – 50В	60	TEM_{00}	линейная	1.6	0.9
ГКЛ-60В(И)	80	TEM_{00}	линейная	1.6	0.9
ГКЛ-70ВМ(И)	100	TEM_{mn}	1:1	2.0	2.5
ГКЛ – 100В	100	TEM_{00}	линейная	2.1	0.9
ГКЛ – 100В(И)	150	TEM_{00}	линейная	2.1	0.9

некоторых He-Cd – лазеров, выпускаемых головным производителем сегодня.

4.3. ОКГ НА ПАРАХ МЕДИ

Инверсия населенностей в лазерах данного типа, образуется на самоограниченном переходе с первого резонансного уровня 4p на метастабильный $4s_2$. Генерация получена лишь в импульсном режиме, так как инверсия населенностей существует за счет [Григорьянц и др., 2005] различных скоростей возбуждения верхнего и нижнего рабочих уровней и через несколько наносекунд исчезает по мере заселения

Таблица 4.10. **Отечественные промышленные лазеры на парах меди (1996 г.)**

Параметры	Кулон-СМ	Крис-талл-М	Кристалл-ДМ	Кристалл-ДМ32	Кристалл-**ДМ32С**
Диаметр и длина АЭ, мм	0.7; 11	2.0; 80	2.0; 11О	3.2; 11О	3.2; 14О
Объем активной среды, $см^3$	4.2	250	350	880	1120
Мощность излучения, Вт	2.0	37	45	55	45
Частота следования, кГц	15—20	10.5	10.5	10.5	10.5
Мощность выпрямителя, кВт	0.65	3.5	4	5.5	5.8
КПД АЭ,%	0.55	1.73	2.0	1.9	1.75
Уд. мощность, вводимая в АЭ, $Вт/см^3$	10.0	10.4	8.5	4.0	3.5
Давление неона, Торр	600	250	180	150	100
Миним. наработка, ч	1000	800	750	500	500
Срок сохраняемости, лет	6	12	12	5	1
Габариты, мм	330 Х ø84				

метастабильного уровня. Для осуществления непрерывной генерации необходимо удалять метастабили из резонатора, например, быстрой прокачкой газа.

Для обеспечения достаточного давления паров меди активный элемент необходимо прогревать до 1500° С. Это достигается внешним нагревом либо самонагревом разрядом при высокой частоте следования импульсов. К концу 1996 г. промышленностью выпускались медные лазеры с частотой следования 15–20 кГц. Добавки водорода позволяют повысить частоту следования. Имеются сообщения о работе на частоте следования сотни кГц и более [Солдатов, 2010].

Буферным газом обычно служит неон (давление десятки Торр). Плотность тока достигает 100 $А/см^2$ при диаметре разряда несколько сантиметров. Наряду с медью используются *и* ее соединения (бромид меди, например). Температура стенок разряда при этом снижается. Сужая импульс накачки за счет сокращения длительности переднего фронта импульса (серьезные требования к генератору накачки), удалось достичь средней мощности излучения 200 Вт/м. КПД приблизился по разным оценкам к 2–3%.

Генерация обычно идет на обеих линиях одновременно, коротковолновая – более интенсивна. Для получения вторых гармоник наряду с кристаллами КДР и АДР используют более прозрачный в УФ-диапазоне кристалл ВВО. КПД преобразования более 10%, имеются сведения о 40% в импульсе. Применяют неустойчивый резонатор. Энергетически выгоднее работать на суммарной частоте с длиной волны 0.2712 мкм.

Лазер на парах меди во многих приложениях вытесняет аргоновый, так как не требует водяного охлаждения. Параметры серийных приборов приведены в табл. 4.10.

Приборы на парах меди и золота (2016 г.) приведены в таблице 4.11.

Рабочие уровни на рис. 4.3.

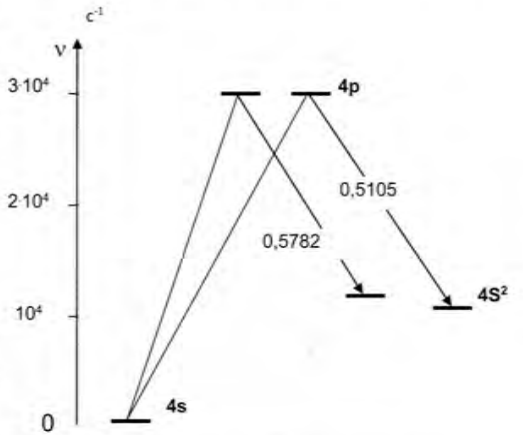


Рис. 4.3. Уровни энергии, участвующие в работе лазера на парах меди

Таблица 4.11. **Основные параметры нового поколения промышленных отпаянных саморазогревных АЭ серии «Кристалл» (2016 г.) [Григорьянц и др., 2016].**

Параметр	Модель						
	ГЛ-205А	ГЛ-205Б	ГЛ-205В	LT-50Cu-D	LT-75Cu	LT-100Cu	ГЛ-205Г
Лазерная среда	Пары меди						Пары золота
Длина волны излучения, нм	510,6; 578,2						627,8
Давление буферного газа Ne, мм рт. ст.	250	180	150	120	100	90	200
Диаметр разрядного канала, мм	20	20	32	32	45	45	20
Длина разрядного канала, мм	930	1230	1230	1520	1230	1520	930
Объем активной среды, $см^3$	250	350	900	1200	1800	2200	250
Частота повторения импульсов (ЧПИ): оптимальная рабочий диапазон, кГц	10-12 8-20	10-12 8-20	9-12 8-20	9-12	9-11	9-11	14-17 10-20
Средняя мощность излучения (при оптимальной ЧПИ), Вт: режим генератора режим усилителя	30-35 40-45	40-45 55-60	50-55 70-75	60 80	74 97	90 117	4-6 –
Соотношение мощностей излучения*)	1:1	1:1	1:1	1:1	1:1	1:1	–
Длительность импульсов излучения, нс	25-30	25-30	30-35	30-35	35	35	15-20
Расходимость излучения с плоским резонатором, мрад	4	3	5	4	6	5	4
Расходимость излучения с телескопическим неустойчивым резонатором, мрад	0,07-0,1			-			0,1
Мощность, потребляемая от выпрямителя ИП, кВт	2,9-3,1	3,6-3,8	4,5-4,7	5,7	6,6	9,0	3,3-3,5
Время готовности (при оптимальной потребляемой мощности), мин	60	60	80	80	100	100	60
Минимальная (гарантируемая) наработка, ч	>1500				>1000		>500
Срок службы не менее, ч	3000				2000		1000

Литература к главе 4

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах Л.: Судостроение, 1989, 263 с.
2. Донин В.И. Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1991. 208 с.
3. Иванов В.А., Привалов В.Е. Применение лазеров в приборах точной механики. СПб.: Политехника, 1993. 237 с.
4. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
5. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: РФФИ, 1998. 544 с.
6. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. Strontium and Calcium Vapour Lasers. Sofia: Prof. Marin Drinov Academic Publishing House, 2013. Vol. 1. 2013. 293 с.
7. Soldatov A.N., Sabotinov N.V., Latush E.L., Chebotarev G.D., Vuchkov N.K., Yudin N.A. Strontium and Calcium Vapour Lasers. Sofia: Prof. Marin Drinov Academic Publishing House, 2014. Vol. 2. 323 с.
8. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов. Томск: Издательство Томского политехнического университета, 2010. 273 с.
9. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди. М.: Физматлит, 2005, 312 с.
10. Солдатов А.Н. Многоволновые лазеры с наносекундной длительностью импульсов генерации в парогазовых активных средах // Известия ВУЗов. Физика 2010, т. 53, № 5/2, с. 91
11. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. и др. Труды 24-ой Международной конференции «Лазерно-информационные технологии .....-2016» под. ред. В.Е Привалова, Новороссийск, 2016, С.7

ГЛАВА 5 МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОКГ

Наиболее распространенными молекулярными ОКГ являются приборы на окислах углерода. Их накачка осуществляется тлеющим разрядом. Остальные молекулярные лазеры пока мало используются в точных измерениях. Если рассмотренные ранее атомарные лазеры характеризуются низкой мощностью и низким КПД (порядка 10^{-4}), то молекулярным ГРЛ свойственна большая мощность (десятки кВт в непрерывном режиме) и самый высокий КПД (десятки процентов). В отличие от атомарных ГРЛ мощность и КПД этих лазеров не зависит от диаметра активного элемента. Указанные лазеры (на углекислом газе и окиси углерода) работают на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии. Механизмы колебательного возбуждения молекул в обоих лазерах подобны, но механизмы создания инверсии населенностей существенно отличаются. Эти отличия связаны с особенностями трех- и двухатомных молекул.

5.1 ЛАЗЕР НА ДВУОКИСИ УГЛЕРОДА

В первом CO_2-лазере получена генерация на 13 линиях вблизи 10 мкм при мощности 1 мВт. В дальнейшем в разряд начали добавлять азот и гелий. Это позволило резко повысить усиление и получить на 10.6 мкм в метровых трубках диаметром несколько сантиметров при токе 50 мА (напряжение существенно выше, чем в атомарных лазерах) мощность 50 Вт (КПД 10%). Излучение лазера лежит в окне прозрачности атмосферы.

CO_2 -лазер обеспечивает генерацию более чем на 130 линиях, которые практически перекрываются (с ростом давления) в диапазоне от 9.1 до 11.3 мкм, и более редкий набор линий от 13.1 до 17.4 мкм. [Виттеман, 1990].

Есть основания считать, что диапазон непрерывной перестройки CO_2-лазера расширится от 9.1 до 12.5 мкм. Появились сообщения о генерации такого лазера в диапазоне 4.38 … 4.47 мкм при накачке другим CO_2 -лазером в полосе 11 мкм лазера на CO_2: давление углекислого газа – 3 Торр (4 гПа), азота – 3 Торр (4 гПа), гелия – 20 Торр (26 гПа); ток разряда 10 … 20 мА; напряжение на разряде 5 … 10 кВ, что на порядок выше, чем в гелий-неоновом лазере. При понижении давления примерно в 3 … 5 раз оптимальный ток разряда может вырасти до 200 мА. Давление гелия, как правило, не бывает ниже 5 Торр (6.5 гПа). Кроме охлаждения и девозбуждения гелий облегчает существование тлеющего разряда. Обычно осуществляется охлаждение стенок трубки водой, если смесь не прокачивается через разряд. Наиболее интенсивная генерация в молекуле CO_2 наблюдается в полосах $00°1 \rightarrow 10°0$ на переходах $P(18)$, $P(20)$, $P(22)$ (10,6 мкм) и $00°1 \rightarrow 02°0$ R-ветвь (9.6 мкм). Иногда отмечается R-ветвь 9.3 … 9.4 мкм. Для этих переходов характерно, что время жизни верхних уровней больше, чем время жизни нижних. Возбуждение верхнего рабочего уровня осуществляется электронами. При добавлении азота эффективность возбуждения резко повышается за счет ударов второго рода. Дефект энергии между уровнем $v = 1$ молекулы N_2 и верхним рабочим уровнем CO_2 намного меньше, чем у аналогичных уровней He и Ne и поэтому удобнее записать в обратных сантиметрах (18 $см^{-1}$). Напомним порядок величин: 1 эВ=$2.3 \cdot 10^{14}$ Гц ~ 8000$см^{-1}$. Добавка азота на порядок повышает мощность излучения. Кроме того, азот обладает более высокой теплопроводностью, чем CO_2 и облегчает теплоотвод. Рабочие уровни энергии представлены на рис. 5.1.

Еще более эффективный теплоотвод осуществляет гелий. Положительно влияет добавка ксенона. Переход в основное состояние с обоих нижних уровней идет через уровень 01›0 (соударения с гелием или парами воды). Опустошение нижнего уровня осуществляется в основном за счет указанных столкновений, роль стенок незначительна. Поэтому первоначально использовались трубки диаметром 10 … 100 мм, что облегчает тепловой режим и увеличивает объем активной среды (соответственно, мощность излучения и срок службы). Характерные параметры маломощного отпаянного CO_2 ОКГ приведены в таблице 5.1.

Рекомендуется охлаждение жидким азотом до 200°К. Предотвращение разогрева CO_2 необходимо, чтобы избежать теплового заселения уровня 01°0. Обнаружено уменьшение температуры CO_2-разряда

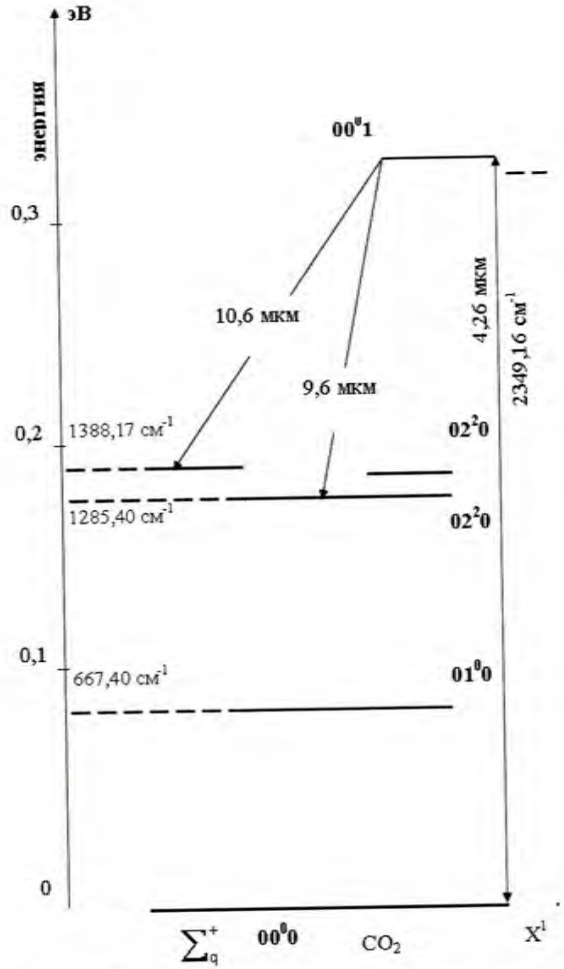


Рис. 5.1. Уровни энергии, участвующие в работе CO_2 – лазера

примесями высокомолекулярных соединений $SnCl_4$, $CC1_4$, $Fe(CO)_s$, MoF_6 (около 5%). Усиление, вопреки мнению о незначительной роли радиуса трубки, определяется примерно таким же соотношением, как и для излучения гелий-неонового лазера с длиной волны 3.39 мкм ($G_o = 10^{-2} r_0$). Оно составляет для r_0 = 6 мм, примерно такую же величину, как для 3.39 мкм (180%/м). Зависимость от r_0 объясняется следующим образом. Инверсия населенностей изменяется, как $1/r_0$. При малых r_0, если сохранять процентный состав смеси и соблюдать соотношение pr_0 =20 мм·Торр, усиление не зависит от r_0. При давлениях меньших 10 Торр (13 гПа) (т. е. $r_0 > 2$ мм) для поддержания оптимальной инверсии населенностей в соответствии с законами подобия будет выполняться требование об уменьшении r_0. Кроме того, при большом r_0 усложняется теплоотвод из центра разряда через охлаждаемые стенки. В связи с этим на практике очень большие диаметры не встречаются. Промышленностью выпускаются лазеры на углекислом газе (таблица 5.1). Особенностью лазера ЛГ-43 является двухаподная трубка. Лазер ЛГ-74 имеет систему стабилизации частоты. Все приведенные лазеры являются отпаянными. Одним из препятствий при создании отпаянных приборов является диссоциация углекислого газа электронами разряда. Диссоциации препятствуют большое количество гелия и добавки, способствующие окислению окиси углерода. Такой добавкой (1%) служат пары воды.

В технике обычно используют отпаянные CO_2-лазеры, мощность их не более нескольких десятков Вт. Для увеличения мощности излучения используют прокачку смеси (продольную и поперечную), это облегчает борьбу с диссоциацией и перегревом CO_2. Дальнейшее повышение мощности CO_2-лазера достигается поперечным возбуждением (ТЕА-лазеры) и переходом от газоразрядных систем к газодинамическим. В приборостроении ОКГ такого типа обычно не используются.

Ширина доплеровского контура линий CO_2-лазера составляет примерно 50 МГц. Легко обеспечивается одночастотный режим. Уширение от давления не превышает 6 МГц/Торр.

Таблица 5.1. **Характеристики промышленных CO_2-лазеров 10,6 мкм)**

Модель	Мощность излучения, Вт	Расходимость излучения, угл. мин.	Срок службы. ч.	Габариты излучателя, мм
ЛГ-17	25	15	300	1150x315x160
ЛГ-22	30	30	500	1600 x240x 190
ЛГ-23	1	15	500	650x200x192
ЛГ-25	25	10	500	1367 x 162 x 1 76
ЛГ-30	5	7	750	955 x292 x 185
ЛГ-43	50	20	5000	1835 x 200x254
Л Г-74	2	15	500	560x150x140
ЛГ-187	15	30	300	1600 x 300 x 300
ИЛГН-7701	60	20	5000	1786x130x 185
ИЛГН-7705	3	20	10000	650x195 x190

Для CO_2 -лазера при комнатной температуре верно соотношение γ_{ab}=7,6(X_{CO2} + 0,7X_N + + 0,6 X_{He}) *p*, МГц, где *X* – доля каждого газа в смеси; *p* – полное давление смеси, Торр. Линии CO_2 – лазера можно считать однородно уширенными при давлении смеси менее 25 Торр (33 гПа). При давлении 10 Торр (14 кПа) вращательные линии перекроются в пределах одной ветви колебательной полосы. Широкие области плавной перестройки частоты достаточно обеспечиваются при давлениях вдвое меньших. В качестве отражателей в $C0_2$-лазерах используют дифракционные решетки, чтобы исключить одновременную генерацию многих линий.

Уже в атомарных лазерах, где в окнах используют стекло и кварц, встречаемся с необходимостью на длинах волн более 4 ... 5 мкм переходить на другую оптику. В лазерах на углекислом газе использовали окна из NaCl, KC1, KBr, ZnSe, BrF_2, CdF_2, CaF_2. Постепенно их вытеснили более устойчивые к атмосферным воздействиям германий и арсенид галлия.

Причина низких КПД у большинства ГРЛ заключается в следующем. Энергия верхнего уровня составляет обычно более 20 эВ, энергия фотона индуцированного излучения порядка 1 эВ, то есть лишь 5% энергии, поглощенной активной средой, преобразуется в полезное излучение. Кроме того, для возбуждения верхнего уровня могут использоваться лишь быстрые электроны (обычно наиболее вероятная энергия в тлеющем разряде составляет около 5 эВ), на долю которых приходится 5 …10 % всей энергии, затрачиваемой электронами в разряде. Следовательно, учет только этих факторов обусловливает КПД менее 0.5 %. Существует еще ряд факторов, благодаря которым КПД у большинства ГРЛ менее 0.01 … 0,1 %.

Молекулярные лазеры выгодно отличаются от других ГРЛ. У молекулы CO_2 энергия верхнего уровня 0.28 эВ, а энергия фотона – 0.12 эВ. Поскольку энергия большинства электронов больше 0.28 эВ, возбуждение происходит довольно эффективно. У первых CO_2-лазеров КПД составлял несколько процентов, у современных доходит до 30 %.

5.2. ЛАЗЕР НА ОКИСИ УГЛЕРОДА

CO-лазер во многом подобен CO_2 -лазеру, он отличается только механизмом создания инверсии населенностей из-за ангармонизма

двухатомной молекулы и диапазона длин волн (от 5.0869 до 6.6632 мкм) [Алейников, Масычев, 1990]. В этом диапазоне генерация осуществляется в непрерывном режиме более чем на 200 переходах. Самые мощные линии находятся в интервале от 5.0 до 5.4 мкм. 70 % всей мощности лазера находится в диапазоне 5.1559 ... 5.3069 мкм. По мощности излучения в непрерывном режиме CO-лазер существенно уступает лазеру на углекислом газе (до 1 кВт с быстрой прокачкой), но имеет самый высокий КПД среди ГРЛ: около 50 % при обычной схеме питания, более 60% при возбуждении электронным пучком.

Благодаря особенности получения инверсии в окиси углерода, теоретический КПД может превышать 90 %.

Одно из самых важных условий успешной работы лазера на окиси углерода – охлаждение смеси, поэтому наряду с азотом в смеси присутствуют гелий, кислород, ксенон, аргон. Лазер на окиси углерода еще не получил столь широкого распространения, как лазер на углекислом газе. Однако высокие КПД и мощность излучения, возможность работы в диапазоне 5 … 6,6 мкм открывают перед ним большие перспективы. Предполагают, что диапазон длин волн CO-лазера расширится до 8 мкм.

Промышленность долгое время выпускала CO-лазер ИЛГН-706, работающий в диапазоне длин волн 5.3 … 5.6 мкм.

Молекулярные лазеры работают на различных веществах (около сотни типов). Большинство из них работает только в импульсном режиме. В непрерывном режиме работают лазеры на H_2O (мощность до 10 мВт на 28.8 и 118 мкм), на HCN (мощность до 1 Вт на 311 и 337 мкм), на N_2O (мощность до 10 Вт на 10.2 и 11 мкм).

5.3. ВОЛНОВОДНЫЕ ЛАЗЕРЫ

При уменьшении диаметра разрядной трубки усиление в большинстве ГРЛ растет. Имеют место два ограничивающих фактора: с уменьшением диаметра трубки затрудняется горение разряда и растет падение напряжения на разряде. Уменьшение апертуры ведет к росту дифракционных потерь. Последние в тонких трубках (диаметр 2 мм и менее) для ТЕМ мод растут быстрее, чем усиление. Это является серьезным, на первый взгляд, препятствием на пути создания

лазера с тонким капилляром. Однако стеклянный капилляр является диэлектрическим волноводом, в котором при показателе преломления стекла менее 2 минимальными потерями обладает волна типа TM_{11}. Затухание для видимого диапазона в диэлектрическом волноводе диаметром 1 мм составляет менее $2 \cdot 10^{-3}$ дБ/м. Экспериментально получено пропускание около 80% излучения для параллельного пучка света. Для волны TM_{11} в капилляре диаметром 0,4 мм (длина 300 мм) получено пропускание 98 % при оптимальном согласовании поля в капилляре с основной модой $TEMoo_q$ поля в обычном открытом резонаторе (длина волны 0.63 мкм). Следовательно, есть основания считать, что один из отмеченных ограничивающих факторов не является решающим на пути создания лазера с таким тонким капилляром. Что касается второго фактора – устойчивость разряда в тонком капилляре, то пока это решается высокочастотной или комбинированной накачкой: постоянный ток (1 … 2 мА) и ВЧ (10 … 20 Вт). Устойчивость разряда ограничивается возникновением реактивных колебаний (см. главу 2), дальнейшее изучение которых позволит обеспечить стабильную работу на постоянном токе, что уже достигнуто для капилляров диаметром до 1 мм.

Другая проблема, связанная с разрядом в тонких трубках, – изменение давления вдоль разряда даже в тлеющем разряде. Она устраняется, как и в аргоновом лазере, обводным капилляром.

Теперь мы можем представить, как устроен волноводный ГРЛ. В резонатор, настроенный на основной тип колебаний, помещают капилляр. Основной тип колебаний поля резонатора имеет гауссово поперечное распределение. ТМ волна имеет радиальное распределение, описываемое функцией Бесселя нулевого порядка и близко к гауссову. Если радиус «пятна поля» резонатора окажется меньше радиуса капилляра, то оба поля хорошо согласуются и может быть обеспечена генерация. Этим определяется выбор длины резонатора, радиуса кривизны зеркала (зеркал), длины и диаметра капилляра. Минимальные потери на согласование указанных полей имеют место при помещении торца капилляра примерно в фокусе зеркала или на расстояние, несколько меньшее его радиуса.

Первый волноводный лазер был создан на He-Ne смеси. Максимальное усиление в трубке диаметром 0.4 мм достигало 2.7 дБ/м при давлении 7 Торр (9.1 гПа) и соотношении компонент смеси He:Ne = 10:1 для излучения на длине волны 0.63 мкм. Следует учитывать оптимальное соотношение компонент смеси, которое отлично от 5:1. При

использовании трубки длиной 30 см удалось получить генерацию на длине волны 0.63 мкм, мощностью 1 мВт (пропускание выходного зеркала 1%), по измерениям зоны генерации усиление составляло 8.7 %, потери 2.4 %. Зная, что потери на зеркалах (1% и 0,2%) и на окнах Брюстера (по 0.1% на каждом), нетрудно определить, что потери внутри волновода и на концах около 1%. Малый диаметр капилляра обусловливает большое давление гелий-неоновой смеси. Этот факт и большая интенсивность излучения в волноводе приводят к уширению провала линии 0.63 мкм до 500 МГц при 7 Торр (9,1 ГПа). Появляется конкуренция, облегчающая одномодовый режим. Максимальное усиление для 0.63 мкм может быть получено при радиусе капилляра капилляра порядка 0.1 мм. Значения оптимального тока разряда в волноводном режиме в капиллярах (до 50 см) диаметром 1 … 2 мм на 10 … 20% ниже, чем в режиме основной моды.

В гелий-неоновом лазере с длиной волны 3.39 мкм была получена мощность излучения 0.5 мВт при коэффициентах отражения зеркал порядка 10%. Параметры резонатора – длина более 1 м, радиус кривизны обоих зеркал – 50 см. Параметры трубки: длина 15 см; диаметр 0.5 мм, наполнение 7 Торр (9,1 ГПа); соотношение компонент смеси 5.5:1. Усиление составило 170 дБ/м. Исследовались также резонаторы с зеркалами большей кривизны. Из-за сильной конкуренции двухмодовый режим при межмодовом расстоянии менее 100 МГц неустойчив. Наблюдается сильное затягивание частоты генерации, обусловленное дисперсией активной среды.

В гелий-ксеноновом волноводном лазере (длина волны 3.5 мкм) получено усиление 10^3 дБ/м. Использовались капилляры диаметром 0.25 мм и длиной 25 мм. Работа велась на малых токах, минимальный устойчивый ток 0.5 мА при падении напряжения на разряде 10^3 В. Давление смеси, соответствующее указанному усилению (как и везде выше – ненасыщенному), составляло около 6 Торр (7.8 гПа). Соотношение He:Xe = 3:1, При увеличении длины трубки (5 см и более) усиление спонтанного излучения вызывало чрезмерное насыщение.

Волноводные лазеры на углекислом газе были созданы, чтобы обеспечить плавную перестройку частоты в широком диапазоне, а не более высокое усиление, как в атомарных лазерах. В обычных CO_2-лазерах плавная перестройка частоты при низких давлениях смеси возможна в интервале 50-80 МГц. В волноводных CO_2-лазерах при повышенных давлениях интервал перестройки может превышать 1.5 ГГц. Используются капилляры диаметром 1-6 мм из стекла,

окиси алюминия и берилия при давлениях порядка 1 атм; усиление составляет десятки дБ/м, снимаемая плотность мощности – десятки Вт/см^3. Работы разных лет позволяют оценить прогресс в этой области. Почти одновременно появились волноводные СО-лазеры , один из них обеспечивал мощность I Вт при длине 140 мм и диаметре 2 мм (p = 80 Торр, т. е. 104 гПа).

Резонаторы волноводных лазеров имеют свои существенные особенности. Наличие тонкого капилляра открывает два новых аспекта, связанных с активной средой: новые свойства колебаний в разряде (см. главу 2) и обострение радиального распределения инверсии населенностей. Волноводные ГРЛ характеризуются большим усилением и диапазоном перестройки частот, чем ГРЛ с большим диаметром разряда. Это дает возможность создавать лазеры длиной несколько сантиметров. Для резонатора такой длины легче обеспечить максимальную пассивную стабилизацию, чем для резонатора 20 … 50 см, в которых каждое зеркало живет собственной жизнью. Большое давление газа в волноводных ГРЛ обеспечивает высокую воспроизводимость параметров излучения и одномодовый режим.

Хорошо изложен материал по волноводным ОКГ в препринтах [Проценко, Корнилов, 1987; Очкин, 1988; Кузнецов и др., 1995]. По первым пяти главам можно рекомендовать также книги [Айхлер, Айхлер, 2008; Борейшо, Ивакин, 2016].

Литература к главе 5

1. Виттеман В. CO_2- лазер. М.: Мир, 1990. 360 с.
2. Алейников В.С., Масычев В.И. Лазеры на окиси углерода. М.: Радио и связь, 1990. 312 с.
3. Проценко Е.Д., Корнилов С.Т. Волноводные газовые лазеры. М.: МИФИ, 1987. 24 с.
4. Очкин В.Н. Волноводные газовые лазеры. М.: Знание, 1988. 31с.
5. Кузнецов А.А., Кюн В.В., Леонтьев В.Г. и др. Щелевые волноводные CO_2-лазеры. М.: ФИАН, 1995. 17 с.
6. Айхлер Ю., Айхлер Г.-И. Лазеры. Исполнение, управление, применение. М.: Техносфера, 2008. 438 с.
7. Борейшо А.С., Ивакин С.В. Лазеры: устройство и действие. СПб.: Лань, 2016, 304 с.

ГЛАВА 6 СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ

Уникальные свойства лазерного излучения заключаются, в первую очередь, в его когерентности. Когерентное излучение может обеспечить только стабилизированный ОКГ. Оно характеризуется прежде всего временной когерентностью (монохроматичностью), т.е. минимальной шириной линии излучения. Предельно достижимая ширина (естественная) может достигать у He- Ne ОКГ 10^{-3} Гц.

Различают стабилизацию мощности излучения лазера и стабилизацию частоты. Пассивные методы стабилизации являются предварительными. Основными являются активные методы стабилизации. Стабилизируя мощность, мы уменьшаем нестабильность частоты и наоборот. Но в целом это разные задачи, которым посвящено много работ, например, [Привалов, 1977; Привалов, 1989; Иванов, Привалов, 1993]. В указанных книгах дана обширная библиография прошлого века по данному вопросу. В прошлом веке были достигнуты многие показатели, близкие к теоретическому пределу. Поэтому в этом веке публикаций по данной тематике меньше. Однако работа продолжается. Книга [Долгих, Привалов, 2009] содержит новые сведения в этой области.

Промышленность не выпускает стабилизированных по мощности He-Ne лазеров. Обычно это делают лабораторными способами. Но каждый частотно-стабилизированный He-Ne лазер имеет высокую стабильность мощности излучения.

6.1. ПРИНЦИП СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ

Стабилизация частоты может осуществляться по внутренним и внешним реперам. К внутренним реперам относят характерные точ-

ки контура мощности излучения. Если внутри резонатора находится только активный элемент, такими реперами являются вершина контура усиления и провал Лэмба. При наличии поглощающей ячейки в резонаторе на контуре мощности излучения появляются еще пики, соответствующие обращенным провалам Лэмба из-за поглощения. Внешними реперами могут быть соответствующие пики при наличии ячейки или интерферометра.

На рис. 6.1 представлена простейшая функциональная схема стабилизации частоты. Подавая постоянное напряжение на пьезокерамику, настраиваем резонатор на центр провала Лэмба. Подавая переменный сигнал на пьезокерамику, обеспечиваем девиацию (модуляцию) частоты излучения лазера по контуру (внутри провала Лэмба) на 10^5–10^6 Гц. При нулевой расстройке, как видно из рисунка, модуляция интенсивности излучения минимальна и осуществляется с удвоенной частотой. Соответственно, с фотоприемника на усилитель поступает слабый сигнал удвоенной частоты, на входе и выходе синхронного детектора управляющий сигнал равен нулю. При уходе частоты лазера с центра провала Лэмба (под действием возмущающих факторов) переменный сигнал с частотой модуляции на выходе фотоприемника возрастает, проходит избирательный усилитель и поступает на вход синхронного детектора; появляется управляющий сигнал, подаваемый наряду с сигналом модуляции на пьезокерамику. Длина последней изменяется, вместе с ней меняется длина резонатора. Система отрабатывает величину и знак рассогласования, возвращая рабочую точку в центр провала. Ширина провала Лэмба (A = 0.63 мкм) составляет 100–200 МГц (*P* = 1.5–3 Торр, 2–4 гПа). При хорошей системе АПЧ можно обеспечить нестабильность частоты излучения 10^{-8}–10^{-9}. Однако уход центра провала с давлением (13–20 МГц/Торр) не позволяет обеспечить погрешность воспроизведения частоты ниже, чем 1 10^{-8}. Кроме того, зависимость положения вершины контура усиления от геометрии активного элемента, обусловленная, по-видимому, электрофорезом, не позволяет рассчитывать на высокую воспроизводимость от прибора к прибору.

В случае малой мощности излучения или двухизотопной смеси в гелий-неоновом лазере провал перестает наблюдаться. Характерной точкой для стабилизации является вершина контура. Поскольку она более плоская, чем «дно» провала Лэмба, стабилизация осуществляется менее эффективно.

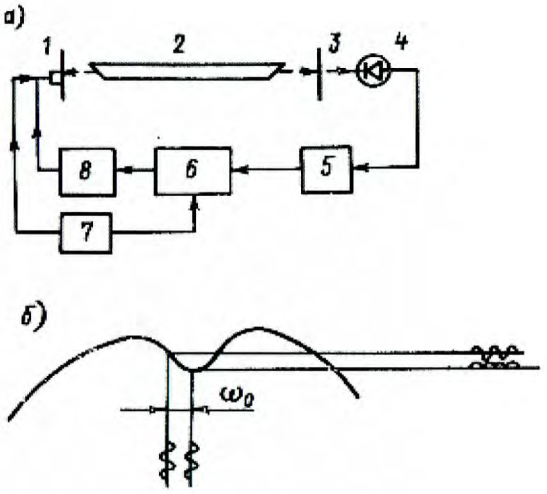


Рис. 6.1. Стабилизация частоты по провалу Лэмба: а – функциональная схема системы стабилизации; б – формирование сигнала на фотоприемнике при настройке на центр провала Лэмба и при расстройке 1 – зеркало с пьезокерамикой; 2 – активный элемент; 3 – выходное зеркало; 4 – фотоприемник; 5 – избирательный усилитель; 6 – синхронный детектор; 7 – генератор; 8 – усилитель постоянного тока (УПТ) и интегратор

6.2. ПРОМЫШЛЕННЫЕ СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ HE-NE ОКГ

Отечественная промышленность выпускала различные модели частотно-стабилизированных He-Ne лазеров. Эволюцию можно проследить по книгам [Привалов, 1977; Привалов, 1989; Иванов, Привалов, 1993; Долгих, Привалов, 2009]. В начале нынешнего века выпускались 3 модели (см. таблицу 6.1).

Указанные модели выпускаются много лет и постоянно модернизируются (см. например, [Власов, Привалов, 2004].

Таблица 6.1. **Промышленные стабилизированные гелий-неоновые ОКГ (0,63 мкм)**

Модель	Мощность, мВт	Нестабильность частоты за 8 ч	Ресурс, ч	Габаритные размеры излучателя, мм	Масса излучателя, кг
ЛГН-212	0.2	$5 \cdot 10^{-8}$	5 000	392x182x133	6.0
ЛГН-302	0.5	$4 \cdot 10^{-9}$	10 000	320x96x121	3.2
ЛГН-303	1.0	$1 \cdot 10^{-9}$	10 000	0 36x330	0.7



Рис.6.2. Общий вид ЛГН-302.

Лазер ЛГН-303 является одночастотным прибором. ЛГН-302 работает в двухчастотном режиме. Ранее оба прибора имели два корпуса, один – излучатель, другой – блок электроники. Несколько лет назад появился ЛГН-303М с одним корпусом. С 2008 года и ЛГН-302 выпускается с одним корпусом (рис. 6.2). Блок-схема лазера ЛГН-303 представлена на рис. 6.3. Приборы ЛГН-302 и 303 являются родственными. Размеры излучателя одинаковы, поэтому оба работают в режиме генерации двух частот.

В 2007 году появилась уменьшенная модель ЛГН-304 [Власов, Хиллов, 2007]. Данные модели не являются последним словом техники. Более стабильными являются лазеры, стабилизированные по естественным реперам. Рассмотрим их в разделе 6.3.

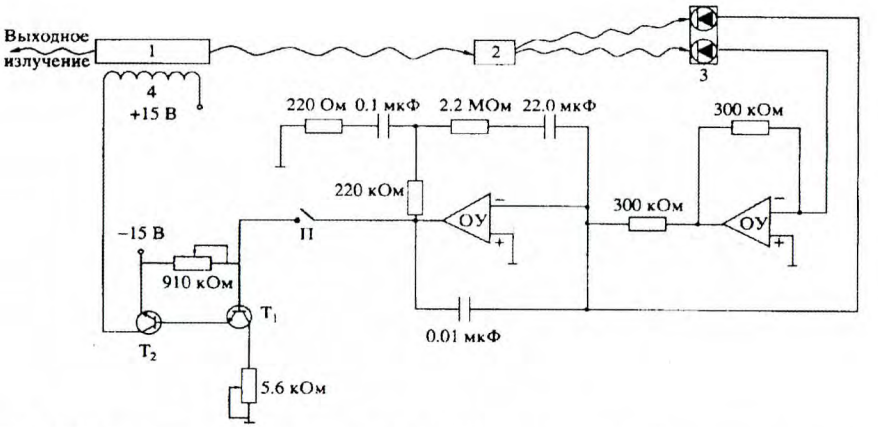


Рис. 6.3. Упрощенная схема лазера ЛГН-303. 1 – излучатель; 2 – селектор поляризаций; 3 – фотодиод ФД – 19КК; 4 – подогреватель; ОУ– операционный усилитель К544УД1А; Tj – транзистор КТ361 А; T_2 – транзистор КТ815Б; П – переключатель.

6.3. HE-NE ОКГ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ В ЙОДЕ

He-Ne лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде и метане подробно описаны в ряде книг (например, [Привалов, 1977; Привалов, 1989; Иванов, Привалов, 1993]). В указанных книгах представлена обширная библиография. Данные лазеры регламентированы в качестве эталонных в соответствии определением единицы длины-метра 1983 года [Documents… 1984; Привалов, 1987]. Они обеспечивают воспроизводимость длины волны (частоты) в одиннадцатом – четырнадцатом знаках. Перечисленные лазеры применяются и в других эталонах, поскольку без стабилизации частоты точные измерения, как правило, невозможны. Модели, разработанные в этом веке, описаны в работах [Крылов, Привалов, 2005; Крылов, Привалов, 2007].

Кратко остановимся на He-Ne/J_2 – лазере. Йод-127 имеет в видимом диапазоне около миллиона линий поглощения. На каждую лазерную линию неона в данном диапазоне приходится довольно много линий йода. Каждая линия имеет свою сверхтонкую структуру (15 или 21 компоненту). Ячейка с йодом помещается внутри резонатора, частота лазера настраивается на одну из линий йода, поэтому при ра-

боте лазера на его энергетической характеристике появляются пики поглощения, которые значительно лучше воспроизводятся, чем вершина доплеровского контура неона. Эти пики и являются частотными реперами. В зоне генерации He-Ne/J_2 – лазера может размещаться до десятка пиков поглощения в йоде. Стабилизация осуществляется по одному из них. Общая картина сверхтонкой структуры йода (СТС) на фоне линии излучения неона видна на рис. 6.4.

He-Ne/J_2 – лазеры не выпускаются серийно промышленностью. Но некоторые модели выпускались опытными партиями в Ленинграде и Минске в 1980-е годы. Их параметры приведены в таблице 6.2.

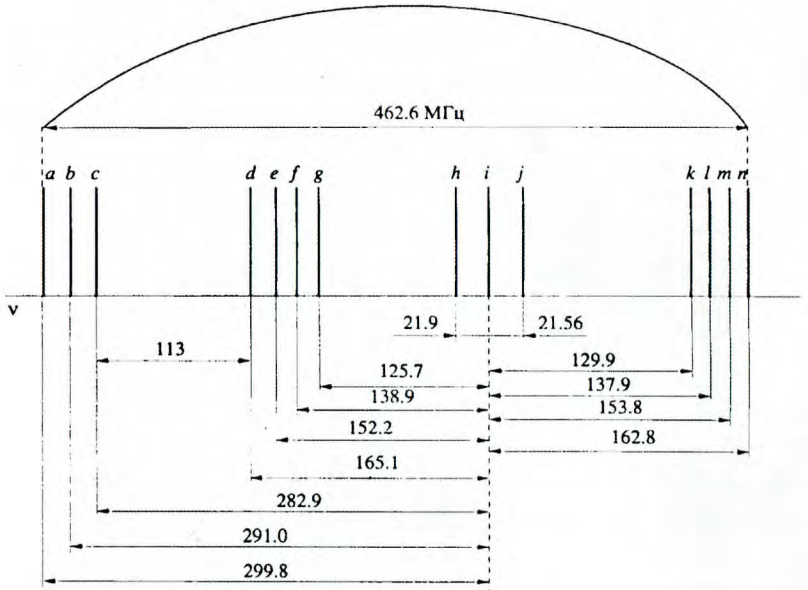


Рис. 6.4. Схема расположения СТС компонент линии R(127)11-5 иода-127 относительно контура излучения He^3-Ne^{20}-смеси

Таблица 6.2. **Основные параметры лазеров типа «Стандарт»**

Модель	Погрешность воспроизведения частоты от включения к включению	Ширина линии, кГц	Мощность излучения, мВт
«Стандарт-460»	$1.2 \cdot 10^{-11}$	6000	0.06
«Стандарт-У»	$2 \cdot 10^{-11}$	6000	0.1
«Стандарт-5»	$1 \cdot 10^{-11}$	300	0.5-2
«Стандарт-5М»	$1 \cdot 10^{-11}$	20	1-5

На рис. 6.5–6.8 представлены функциональные схемы лазеров из табл. 6.2.

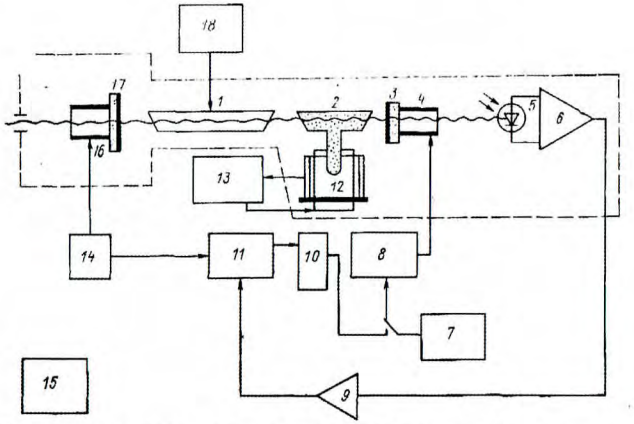


Рис. 6.5. Функциональная схема лазера «Стандарт-460» (штриховой линией обозначены элементы, расположенные в излучателе): 1 – активный элемент; 2 – поглощающая ячейка; 3 и 17 – зеркала резонатора; 4 – пьезокорректор; 5 – фотоприемник; 6 – предусилитель; 7 – генератор пилообразного напряжения; 8 – УПТ; 9 – усилитель 3f; 10 – фильтр; 11 – синхронный детектор; 12 – электротермобатарея с термодатчиком; 13 – блок стабилизации температуры; 14 – генератор; 15 – блок питания АПЧ; 16 – пьезомодулятор; 18 – блок питания активного элемента

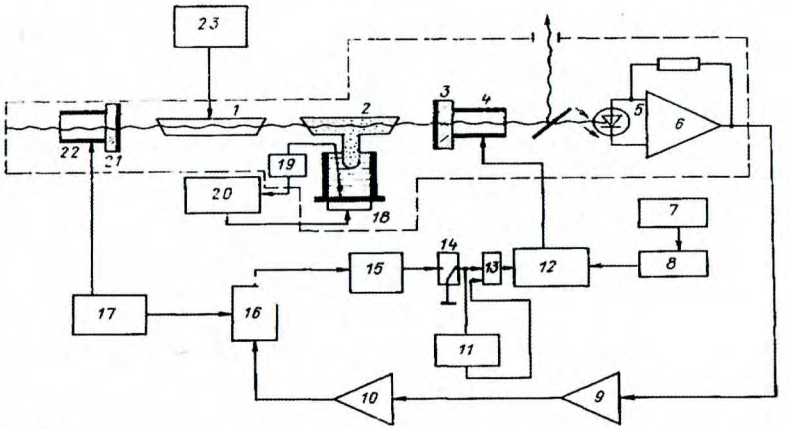


Рис. 6.6. Функциональная схема лазера «Стандарт-У»: 1 – активный элемент; 2 – поглощающая ячейка; 3 и 21 – зеркала; 4 – пьезокорректор; 5 – фотоприемник; 6 – предусилитель; 7 – блок управления (поиск-захват); 8 – генератор пилообразного напряжения; 9 – усилитель 10 – согласующий каскад; 11 – интегратор; 12 –УПТ; 13 – сумматор; 14 – переключатель; 15 – фильтр; 16 – синхронный детектор; 17 – генератор f – 3f; 18 – электротермобатарея СЗ-4; 19 – блок термодатчика; 20 – блок термостабилизации; 22 – пьезомодулятор; 23 – блок питания активного элемента

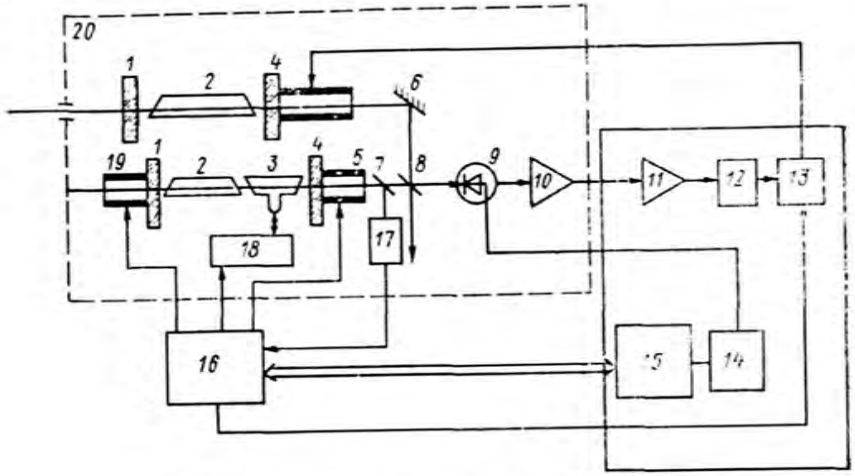


Рис. 6.7. Функциональная схема лазера «Стандарт -5»:
1 и 4 –зеркала, 2 – активный элемент, 3 – поглощающая ячейка, 5 – пьезокорректор, 6 – поворотное зеркало, 7 и 8 – полупрозрачные пластины, 9 – фотоприемник, 10 – широкополосный усилитель, 11 – согласующий каскад, 12 – преобразователь частоты, 13 – блок привязки мощного канала, 14 –генератор, 15 – блок индикации и автоматики, 16 – блок управления опорного лазера, 17 – фотоприемник,18 – терморегулятор отростка, 19 – пьезомодулятор, 20 – излучатель, 21 – блок питания

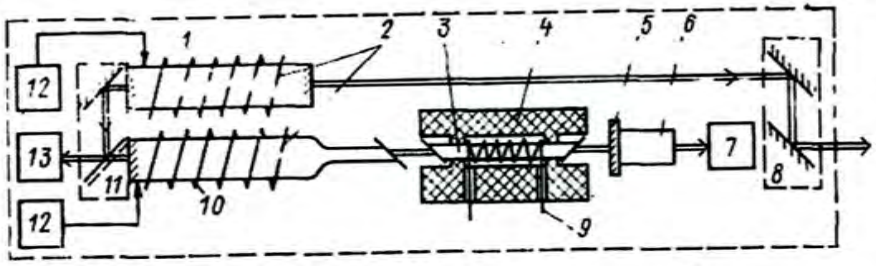


Рис. 6.8. Функциональная схема лазера «Стандарт-5М»:
1 – излучатель ЛГН-208; 2, 9 – нагревательные обмотки; 3 – поглощающая ячейка; 4 – теплоизолятор; 5 – зеркало резонатора лазера; 6 – пьезокорректор; 7 – фотоприемник сигнала; 8 -схема вывода выходного излучения; 10 – излучатель с одним окном Брюстера; 11 – схема гетеродинирования частот лазеров; 12 – блоки питания нагревательных обмоток; 13 – фотоприемник сигнала метки нулевых биений.

He-Ne–лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде, входят в состав первичных эталонов единиц различных физических величин в развитых странах. Среди них находятся и первичные эталоны единицы длины – метра. На эти эталоны замыкается наибольший объем измерений, проводимых в мире. В нашей стране

лазеры этого типа в прошлом веке входили в состав трех первичных эталонов.

Необходимо более подробно остановится на лазерах «Стандарт-5» и «Стандарт-5М». Лазеры, стабилизированные по насыщенному поглощению в йоде, например «Стандарт-У», имеют уникальные для стабилизированных He-Ne лазеров видимого диапазона значения относительной нестабильности и воспроизводимости частоты, порядка $10^{-11} – 10^{-12}$ и $10^{-10} – 10^{-11}$ соответственно. Однако их выходная мощность невелика и варьируется в пределах 100 – 400 мкВт, в зависимости от качества оптики и режима работы, что значительно ограничивает сферу применения этих приборов.

Нами разработана модель He-Ne/J_2^{127} лазера, превосходящая по своим параметрам все перечисленные выше приборы. Основная идея прибора заключается в том, что в корпусе излучателя размещаются He-Ne/J_2^{127} лазер, мощный лазер, схема гетеродинирования и схема синхронизации частот мощного и йодного лазеров. Автоподстройка частоты мощного лазера производится по нулевой девиации частотно-модулированного излучения He-Ne/J_2^{127} лазера, поэтому выходное излучение мощного лазера остается немодулированным с характерной технической шириной линии 20 кГц и менее в зависимости от типа используемого активного элемента. В качестве активного элемента последнего может быть использована трубка с внутренними зеркалами длиной от 240 до 450 мм. При этом выходная мощность может находиться в диапазоне от 2 до 6 – 8 мВт. Соотношение сигнал-шум на выходе ФПУ схемы гетеродинирования порядка 50 в полосе 700 кГц, что обеспечивает синхронизацию частоты мощного лазера по йодному практически без потери точности. Подстройка длины активного элемента мощного лазера может производиться как тепловым методом, так и с помощью пьезокорректора.

Лазеры «Стандарт-460» и «Стандарт-У» имеют большую техническую ширину линии излучения (несколько МГц), которая обусловлена девиацией частоты излучения лазера, необходимой для работы системы автоподстройки частоты (АПЧ). Среднее значение частоты этих лазеров может принимать только дискретные значения, определяемые положениями сверхтонких компонент в спектре поглощения йода. Это ограничивает возможности применения указанных лазеров в физических исследованиях. В данном сообщении описывается лазерная система, которая обладает стабильностью и воспроизводимостью частоты излучения, характерными для He-Ne/J_2-лазеров, но

меет значительно меньшую техническую ширину линии излучения допускает плавную регулировку частоты излучения. Эта система ляется по существу аналогом генератора стандартных сигналов в тическом диапазоне.

На рис. 6.9 представлена блок-схема описываемой системы. Она держит опорный лазер *1*, в качестве которого использовался He-Ne/ лазер типа «Стандарт-460М» [Привалов, 1989], и немодулирован-ый лазер *2*. Излучения лазеров *1* и *2* направлялись на фотокатоды отоумножителей (ФЭУ) *3* и *4*. На ФЭУ *3* осуществлялось динами-ское преобразование частоты сигнала биений: на катод ФЭУ пода-лся сигнал с генератора 5, вследствие чего на коллекторе ФЭУ-3 рисутствовал сигнал с частотой, равной разности частот сигнала ений и генератора *5*. Частота генератора измерялась частотомером Сигнал с коллектора ФЭУ *3* поступал в систему АПЧ 7, которая ддерживала частоту генерации лазера *2* такой, что среднее значение стоты сигнала биений было равно частоте генератора. В результате гулировка частоты генератора позволяла менять величину частот-ой расстройки лазеров. ФЭУ *4*, усилитель *8*, анализатор спектра *9* и стотомер *10* были предназначены для наблюдения спектра биений зеров *1* и *2* и для контроля частоты биений.

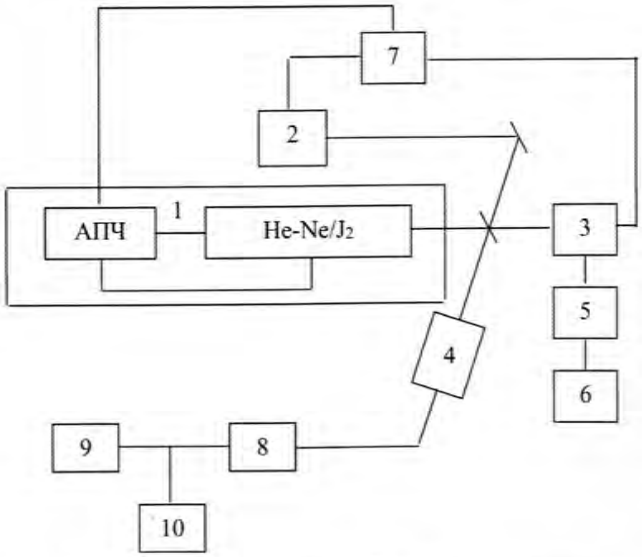


Рис. 6.9. Блок-схема системы без девиации частоты
- $He\text{-}Ne/J_2$-лазер; *2* – опорный лазер; *3, 4* – ФЭУ; 5 – генератор; 6, *10* – частотоме-; *7* – система АПЧ; *8* – усилитель; 9 – анализатор спектра.

Блок-схема системы АПЧ представлена на рис. 6.10. В этой системе реализована идея частотного дискриминатора, предложенная авторами работы [Иванов, Привалов, 1993]. Входной сигнал через фильтр верхних частот 7, усилитель *2* и фильтр нижних частот *3* поступал на амплитудный детектор *4*. Фильтр *1* исключал паразитную амплитудную модуляцию входного сигнала на частоте модуляции длины резонатора опорного лазера. Фильтр *3* формировал радиоимпульсы, соответствующие моментам времени, когда частота опорного лазера была достаточно близка к сумме частот немодулированного лазера и генератора. Видеоимпульсы, полученные в результате амплитудного детектирования, поступали в качестве управляющего сигнала на синхронный детектор *8*. На вход синхронного детектора через предварительный усилитель 5, фазовращатель *6* и усилитель 7 поступал из системы АПЧ лазера «Стандарт-460М» синусоидальный сигнал с частотой, равной частоте модуляции длины резонатора этого лазера. Напряжение сигнала ошибки подавалось через интегратор *9* на усилитель постоянного тока *10*, далее на пьезокерамический цилиндр *11*, на котором было укреплено одно из зеркал резонатора немодулированного лазера.

Крутизна дискриминационной характеристики на выходе синхронного детектора составляла около $2x10^{-7}$ В/Гц, скважность видеоимпульсов на выходе амплитудного детектора была равна 0.5. Резонатор пемо-дулированного лазера, образованный плоским и сферическим (R=1 м) зеркалами, имел длину 0,38 м. Использовался активный элемент типа ТЛГ-2-П. Мощность излучения немодулированного лазера в одномодовом режиме составляла более 0,5 мВт. Для определения стабильности и воспроизводимости частоты немодулированного лазера были проведены серии измерений частоты биений этого лазера и лазера «Стандарт-460М».

Длительность каждой серии, содержащей по 150 измерений, составляла 30 мин. СКО серий не превышало 3 кГц при времени усреднения τ = 1 с и 1 кГц при τ= 10 с. Максимальная величина частоты биений при этих измерениях определялась частотными свойствами ФЭУ *4*. Отклонение среднего значения частоты сигнала биений от значения частоты генератора не превышало 3 кГц.

Измерения нестабильности интервалов между видеоимпульсами па выходе амплитудного детектора позволяют оценить ширину линии немодулированного лазера. Оценки показывают, что ширина линии, определяемая главным образом уровнем шумов усилителя постоянного тока, не превосходит 200 кГц.

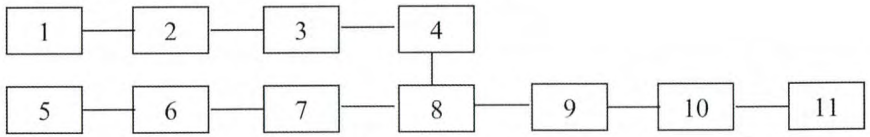


Рис. 6.10. Блок-схема системы АПЧ.
1 – фильтр верхних частот; *2*, *7* – усилители; *3* – фильтр нижних частот; *4* – амплитудный детектор; *5* – предварительный усилитель; 6 – фазовращатель; *8* – синхронный детектор; 9 – интегратор; *10* – усилитель постоянного тока; *11* – пьезокерамический цилиндр.

Таким образом, проведенные измерения говорят о том, что стабильность и воспроизводимость частоты излучения немодулированного лазера практически те же, что и у лазера «Стандарт-460М». Даже в простейшем варианте, рассмотренном здесь, техническая ширина линии излучения немодулированного лазера в 30 раз меньше, чем у лазера «Стандарт-460М». Это существенно расширяет возможности применения лазера в спектроскопии и интерференционных измерениях, особенно учитывая более высокую мощность излучения и отсутствие девиации частоты. Используя более совершенные методы привязки немодулированного лазера, можно будет снизить ширину линии излучения еще на несколько порядков и провести исследования процессов, которые сейчас в видимом диапазоне маскируются широкой линией излучения лазера.

В заключении раздела приведем два фото:– лазер ««Стандарт-У» (вариант 2004 года) в сравнении с лазером 1990г (рис. 6.11) и лазер без девиации частоты (рис. 6.12). На первом фото один и тот же из-

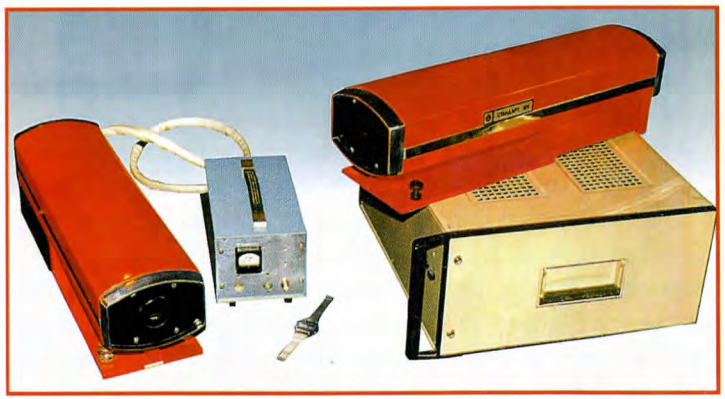


Рис. 6.11. He-Ne/J2 – лазер 2004 года (слева) и лазер 1990 года

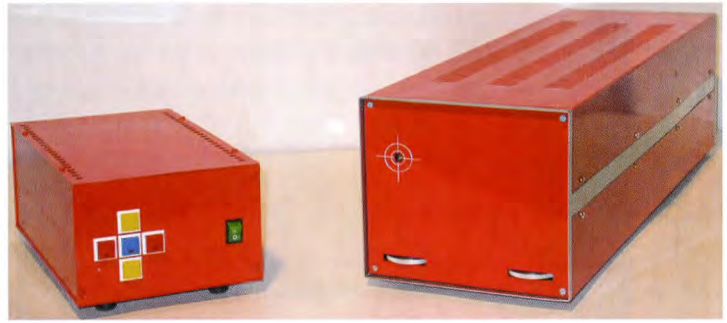


Рис. 6.12. Модель «Стандарт 5М»

лучатель, отличаются только блоки электроники, но метрологические параметры лазеров одинаковы.

Модель «Стандарт 5М», имеет более узкую линию излучения (примерно 20 кГц), не обременённую девиацией частоты. Лазер состоит из блока питания размерами 100 х 160 х 250 мм^3 и массой ~ 2 кг, а также излучателя размерами 170 х 186 х 580 мм^3 и массой ~ 12 кг.

Литература к главе 6

1. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры. Л.: Судостроение, 1977. 153 с.
2. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 263 с.
3. Иванов В.А., Привалов В.Е. Применение лазеров в приборах точной механики. СПб.: Политехника, 1993. 237 с.
4. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.
5. Власов А.Н., Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия, 2004. Т. 96, № 3, 500 с.
6. Власов А.Н., Хилов С.И. // Фотоника, 2007. № 5, С. 7.
7. Documents Concerning the New Defenition of Meter// Metrologia, 1984. V. 19, № 4. 163 p.
8. Привалов В.Е. Квантовая электроника и новое определение метра. Л.: Знание, 1987. 32 с.
9. Крылов П.С., Привалов В.Е. // Письма ЖТФ, 2005. Т. 31, № 5, 7 с.
10. Крылов П.С., Привалов В.Е. // Оптический журнал, 2007. Т. 74, № 10. 46 с.

ГЛАВА 7 СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ

Практически для любого вида измерений важным условием успешного применения лазеров является высокий уровень стабильности мощности излучения. Степень когерентности излучения лазеров ограничена различными факторами, в частности, нестабильностью параметров излучения: частоты, мощности, диаграммы направленности, поляризационных характеристик. Поэтому повышение стабильности указанных параметров способствуют увеличению числа задач, решаемых с помощью лазеров, и эффективности их решения. Стабилизация частоты излучения лазеров осуществляется довольно успешно, чем обусловлен определенный прогресс в прецизионных измерениях. Недостаточная стабильность мощности излучения лазеров сдерживает решение многих научных и прикладных задач. Нестабильность мощности излучения многих серийных лазеров, работающих в непрерывном режиме, составляет единицы-десятки процентов. Существует необходимость иметь непрерывные ОКГ с нестабильностью мощности 0,1 – 0,5 %. В связи с этим стабилизация мощности излучения лазеров постоянно является предметом пристального внимания разработчиков лазерных приборов [Дёмкин, Елесин, 1979; Демкин, Привалов, 1986].

Мощность излучения лазера за выходным зеркалом (считая второе зеркало глухим) может быть представлена выражением

$$P = \pi \cdot \beta \cdot \omega^2 \cdot \tau \left(\frac{2G_0 l}{b + \tau} - 1 \right) \qquad (7.1)$$

где β – параметр насыщения, ω – радиус «пятна генерации» на выходном зеркале, G_0– ненасыщенный коэффициент усиления, τ – пропускание выходного зеркала, b – потери внутри резонатора, l – длина активной среды с G_0.

Из (7.1) видно, какие параметры определяют нестабильность мощности. За время измерений реально могут измениться G_0 и ω. Напомним, что ω зависит от длины резонатора и λ. Отсюда, в частности, следует связь нестабильности мощности и частоты. Остальные параметры меняются медленно и определяют дрейф мощности.

7.1. ПАССИВНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пассивные (без внешней обратной связи) методы стабилизации, как правило, одинаково влияют на частоту и энергетические характеристики излучения. Поэтому данный раздел является общим для глав 6 и 7.

Ряд мер по уменьшению нестабильности мощности предпринимаются при изготовлении прибора. Они не предусматривают обратной связи, с помощью которой система реагирует на возмущения мощности излучения.

Простейшие пассивные меры должны ослаблять влияние внешних возмущений, в первую очередь, механических и температурных. К ним относится изготовление резонатора из материалов с минимальным коэффициентом температурного расширения и максимальным модулем Юнга. Поэтому резонаторы ОКГ изготавливают из инвара, кварца, ситаллов. Первоначально резонаторы изготовляли целиком из указанных материалов, позднее из них стали выполнять только стержни, соединяющие держатели зеркал. В ряде случаев дешевле использовать сочетание мощного основания с металлической пластиной, высокая теплопроводность которой устраняет неравномерный нагрев отдельных частей резонатора. Ослабление влияния температуры на стабильность длины резонатора достигается также применением термокомпенсаторов – элементов с различными по знаку коэффициентами температурного расширения, используемых вместе со стержнями, соединяющими зеркала. Стабильность резонатора повышают, изолируя указанные стержни, отводя тепло активного элемента за пределы излучателя, минуя стержни.

Повышение стабильности мощности излучения достигается герметизацией оптического тракта, устранением мощности, возвращаемой в резонатор в результате отражения от подложек зеркал и внешних элементов. Росту стабильности мощности излучения спо-

собствует не только термостатирование резонатора, но и термостатирование активного элемента. В лазерах на парах металлов (ЛПМ) к этому добавляется необходимость стабилизировать давление паров в разряде. Для этого измеряют интенсивность спонтанного излучения металла, изменение его интенсивности используется в качестве сигнала ошибки в цепи обратной связи, замыкаемой на нагреватель паров металла. Недостатком метода является погрешность, связанная с пространственной неравномерностью распределения паров металла. В этом методе и далее используются системы автоматической стабилизации тех или иных параметров излучателя. Но поскольку они не стабилизируют непосредственно мощность излучения лазера, мы их рассматриваем среди пассивных методов.

Стабильность мощности излучения газового лазера находится в сильной зависимости от стабильности параметров разряда. Один из основных параметров – ток разряда, возмущения которого модулируют излучение газоразрядного лазера (см. главу 2). Стабилизируя ток разряда, можно повысить стабильность мощности излучения, так как существует корреляционная зависимость между флуктуациями тока и излучения. Стабилизатор тока разряда может быть выполнен с последовательным или параллельным регулирующего элемента по отношению к разрядному промежутку лазера. Проведенный анализ устойчивости таких схем позволил сделать вывод о том, что последовательная схема имеет предпочтение с точки зрения устойчивости. Она должна обеспечить снижение колебаний тока в более широком диапазоне частот. Кроме того, последовательная схема является энергетически более выгодной. Стабилизация тока схемой с последовательным включением регулирующего элемента достаточно эффективно снижает уровень флуктуаций мощности излучения. Такие схемы нашли широкое применение в источниках питания лазеров [Демкин, Привалов, 1988]. Применение стабилизатора тока со стабилизацией в пределах 0.1 % для CO_2 лазера, позволило получить нестабильность мощности 2.5 % в течение 2-5 минут [Демкин, Елесин, 1979]. С целью получения высокого динамического сопротивления, широкого диапазона регулировки тока и малой нестабильности в работах [Демкин, Привалов, 1988] использовался стабилизатор тока с применением последовательного лампо-транзисторного каскада с дополнительными обратными связями. Это позволило получить нестабильность тока разряда 0.03 % (при изменении нагрузки до 30 %) и внутреннее сопротивление стабилизатора 50 МОм.

Стабилизация тока разряда является необходимым, но недостаточным условием стабильности мощности излучения, в особенности для лазеров на парах металлов, что связано с флуктуациями давления паров кадмия, селена и других в капилляре активного элемента. Наилучших результатов можно достичь, используя результаты по стабилизации давления паров кадмия в капилляре совместно с результатами по стабилизации тока разряда, полученными в [Демкин, Привалов, 1988]. Дальнейшее исследование флуктуаций в ЛПМ позволит найти наиболее оптимальные условия их подавления.

Изучение колебаний в разряде ионных лазеров дугового разряда показывает, что в аргоновом и криптоновом ГРЛ стабилизация тока разряда существенно снижает нестабильность мощности излучения [Дёмкин, Елесин, 1979; Демкин, Привалов, 1986]. Пассивные методы стабилизации направлены на компенсацию или повышение устойчивости по отношению к действию дестабилизирующих факторов. С их помощью можно достичь нестабильности мощности излучения порядка 1- 3 % [Буткевич, 1988]. Для получения меньших значений нестабильности применение только пассивных методов недостаточно. Поэтому широкое распространение находят активные методы стабилизации мощности лазерного излучения.

7.2. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ УПРАВЛЕНИЕМ ТОКА РАЗРЯДА

Каждая активная система стабилизации мощности (ССМ) излучения лазера содержит измеритель мощности, устройство сравнения, усилитель и регулирующий элемент. ССМ можно классифицировать по местоположению управляющего элемента на системы с внешним и внутренним управлением. В системах с внешним управляющим элементом последний расположен вне резонатора и не оказывает влияния на рабочий режим лазера. В системах с внутренним управлением регулирование мощности осуществляется путем воздействия на какой-либо параметр лазера и изменением его режима работы.

Применение активной ССМ, основанной на регулировании тока разряда, не требует изменений в конструкции излучателя. Регулирующий элемент – высоковольтные транзистор или лампа – практически

не потребляет энергии. Большое число токовых ССМ исследовано с He – Ne лазером [Дёмкин, Елесин, 1979; Демкин, Привалов, 1986]. Для лазеров этого типа они являются наиболее простыми. Используя в качестве регулирующего элемента высоковольтных тетрод, еще в 60-е годы получали нестабильность He – Ne лазера не более чем ± 0.15 % за 30 минут при полосе пропускания 0 – 200 Гц. Имеются аналогичные ССМ, позволяющие снизить нестабильность до 0.015 % за период 10 мин и 0.005 % за 30 сек.

Более совершенная система с нахождением экстремума мощности может быть осуществлена путем применения модуляции тока разряда высокочастотным синусоидальным сигналом и отрицательной обратной связи по излучению. Такая система позволяет получить нестабильность не более ±0.5 % за несколько часов работы. Исследования показали, что имеющаяся нестабильность излучения обусловлена нестабильностью приемного устройства.

На рис. 7.1 представлена одна из ССМ гелий-неонового лазера. В качестве регулирующего элемента использована лампа ГИ-30 стабилизатора тока блока питания лазера ЛГ-75. Светоделитель отводит примерно 10 % излучения на фотоприемниках ФД-9К. Усилитель обратной связи выполнен на двух операционных усилителях К140УД1Б. В исходном положении напряжение на выходе усилителя обратной связи равно нулю. Ток в активном элементе определяется смещением на управляющей сетке лампы ГИ-30. Данная схема работала эф-

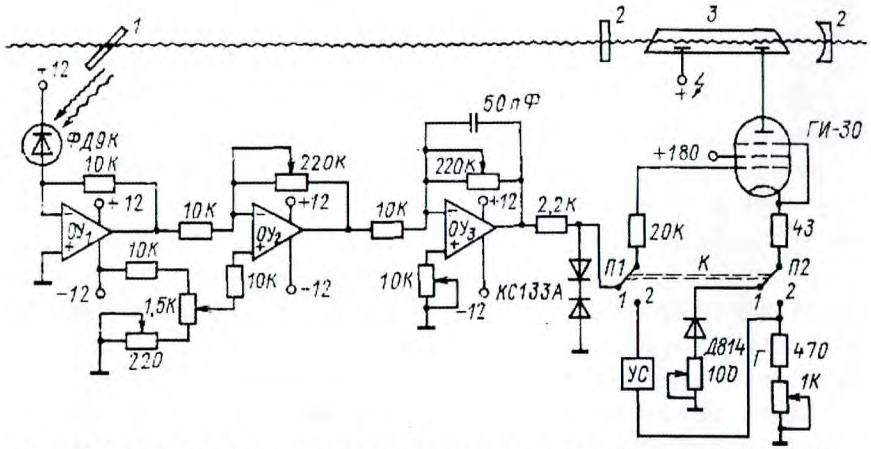


Рис. 7.1. ССМ гелий-неонового лазера по току разряда: 1 – светоделитель; 2 – зеркала; 3 – активный элемент

фективно при частотах менее 40 кГц и обеспечивала нестабильность мощности 0.5 % за несколько часов.

Использованные изменения тока разряда, для регулирования мощности излучения применялось для стабилизации He-Cd лазера [Демкин, Привалов, 1986]. При этом, после получасового прогрева уровень дрейфа был снижен до ±0.5 % за 10 минут и ±1.5 % за 1 час непрерывной работы. Высокочастотные флуктуации мощности в частотном диапазоне от нуля до 8-10 кГц снизились в 4-6 раз. Используя подобную систему, необходимо учитывать, что нестабильность выходной мощности лазера сильно зависит от температуры капилляра. Изменение тока разряда ведет к изменению температуры и давления паров кадмия в капилляре. Для устранения влияния этого явления необходимо поддерживать действующее значение тока постоянным.

Большое распространенное управление по току с целью стабилизации мощности излучения получило в мощных ионных лазерах.

Исследования флуктуаций мощности излучения аргоновых и криптоновых лазеров показали их связь с возмущениями в разряде.

Системы стабилизации мощности излучения по току разряда позволили более, чем на порядок, уменьшить нестабильность мощности излучения серийного прибора ЛГН404А со сменными аргоновыми и криптоновыми излучателями. Получена нестабильность 0.5 % [Дёмкин, Елесин, 1979;].

Авторы работы [Демкин, Привалов, 1986]. провели анализ устойчивости ГРЛ тлеющего разряда с токовым ССМ. Основой анализа послужили работы по изучению динамического сопротивления тлеющего разряда. Проведены расчеты и их экспериментальная проверка с He-Ne, He-Cd и CO_2 – лазерами [Демкин, Привалов, 1986].

7.3. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ УПРАВЛЕНИЕМ ПАРАМЕТРАМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Выходная мощность лазерного излучения находится в сильной зависимости от параметров активного элемента и резонатора. Используя эти зависимости, можно стабилизировать выходную мощность лазера.

Для снижения нестабильности мощности, возникающей в результате температурного градиента, может быть применена система автоматической подстройки зеркал резонатора. Излучение лазера попадает на экран с симметрично расположенными отверстиями, проходит через них. При симметричном расположении луча относительно отверстий, интенсивности излучения, прошедшего через каждое отверстие, равны. В случае смещения энергетического центра луча в результате разъюстировки зеркал резонатора интенсивности прошедших лучей будут различны. Преобразованная в электрический сигнал и усиленная разность интенсивностей лучей управляет юстировкой зеркал так, что мощность становится прежней. Нестабильность мощности излучения при работе данной ССМ составляет не более ±5 % за 8 часов.

Для стабилизации мощности лазера с внутренними зеркалами, работающего в режиме двух аксиальных мод и имеющего постоянный профиль мощности, используется нагреватель, установленный на излучателе кофокальной конструкции. Интенсивность мощности излучения лазера 3 (рис. 7.2) делится поляризующим расщепителем луча 2, так что сравниваются интенсивности двух ортогонально поляризованных мод. Электрические сигналы, соответствующие интенсивностям двух мод с фотоприемников 1, сравниваются усилителем 5 и регулируют ток нагревателя 4 так, чтобы соотношение между двумя компонентами оставалось постоянным. В этом случае достигается стабильность частоты, а стабильность мощности получается вследствие постоянства профиля контура мощности излучения лазера.

На рис. 7.3 представлена ССМ, использующая влияние магнитного поля на поляризацию излучения He-Ne лазера с внутренними зеркалами. На пути излучения лазера 4 поставлен поляризатор 2. Сигнал с фотоприемника 1 усиливается усилителем 6 и управляется

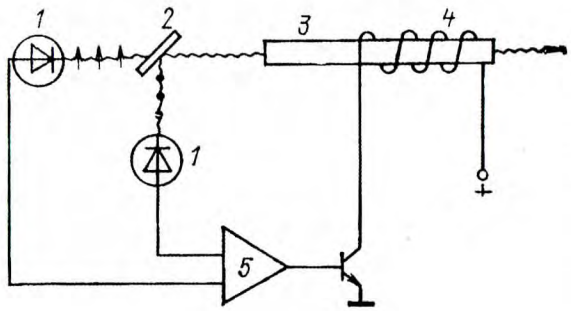


Рис. 7.2. ССМ двухчастотного гелий-неонового лазера

током электромагнита 3. Соотношение поляризованных составляющих определялось магнитным полем постоянного магнита 5 и электромагнита 3. Интенсивность поляризационной составляющей, прошедшей через поляризатор 2, зависит от тока, протекающего через электромагнит 3. Фаза управляющего сигнала подобрана таким образом, что изменение интенсивности излучения лазера компенсируется воздействием магнитного поля электромагнита 3.

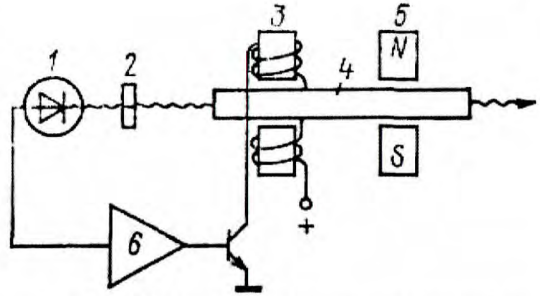


Рис. 7.3. ССМ лазерного излучения магнитным полем

Для стабилизации мощности излучения лазера в одночастотном режиме используется подстройка расстояния между зеркалами резонатора при помощи пьезокорректоров. Устройство позволяет подстраивать расстояния между зеркалами в зависимости от периферийного распределения интенсивности максимумов излучения, которое определяет тип колебаний лазера. Этот сигнал поступает от системы определения профиля излучения лазерного луча. Данная система имеет экран, отражающий свет, интенсивность которого ниже заданного порога, и пропускающий свет, интенсивность которого выше заданного порога, детектор интенсивности и вычислительное устройство.

Общими недостатками рассмотренных выше систем ССМ являются необходимость вмешательства в лазер, невозможность использования серийных приборов без переделки, работа лазера в режиме, далеком от оптимального.

7.4. СТАБИЛИЗАЦИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ ВНЕШНИМИ РЕГУЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Более гибки и эффективны устройства активной стабилизации, использующие внешний регулирующий элемент. В качестве регули-

рующих элементов в таких устройствах используют электрически управляемые оптические ослабители, например, ячейки Фарадея, электрооптические модуляторы, акустооптические модуляторы.

В работе [Привалов, Смирнов, 1986] описаны две дополняющие друг друга схемы стабилизации мощности CO_2 – лазера для подавления медленных и быстрых флуктуаций. Функциональная схема ССМ показана на рис.7.4. Для ослабления быстрых флуктуаций мощности лазерного излучения в качестве регулирующего элемента в цепи обратной связи использовался электрооптический модулятор (ЭОМ) МЛ-7. В этом случае коэффициент подавления шумов имеет максимум в районе 5-6 Гц, равный ~ 200. Дальнейшему увеличению коэффициента подавления препятствовало самовозбуждение системы стабилизации на частотах ~ 1 мГц.

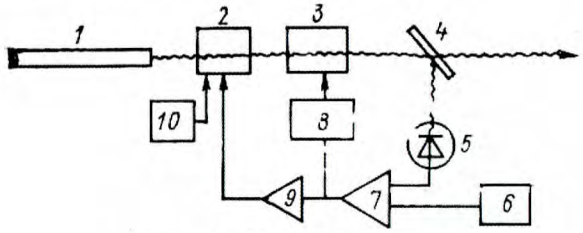


Рис. 7.4. ССМ CO_2-лазера:
1 – лазер; 2 – интерферометр Фабри–Перо с переменной базой: 3 – ЭОМ МЛ-7; 4 – светоделитель; 5 – фотоприемник; 6 – источник опорного напряжения; 7 – дифференциальный усилитель; 8 – блок управления ЭОМ; 9 – УПТ: 10 – источник напряжения смещения

Медленные флуктуации мощности лазера подавлялись системой стабилизации, описанной выше, где регулирующим элементом служил низкодобротный интерферометр Фабри-Перо с переменной базой. Для установки начальной длины интерферометра использовался дополнительный источник напряжения смещения 10. Делительная пластинка 4 была изготовлена из германия, просветлена с одной стороны и установлена под углом 45°. Из рассмотрения отношения мощности регулируемого сигнала шуму показано, что наибольшая эффективность действия системы стабилизации достигается при равенстве коэффициентов отражения и пропускания светоделительной пластинки. Для определения эффективности работы системы стабилизации мощности, пульсации мощности лазерного излучения иммитировались посредством подачи гармонического сигнала на вспомогательный пьезоэлемент, к которому крепилось зеркало интерферометра.

Эффективность работы системы определялась по отношению амплитуд пульсаций мощности излучения при замкнутой и разомкнутой цепи обратной связи. Ослабление пульсаций составило 40 дБ на частоте 20 Гц с дальнейшим снижением ослабления до 20 дб на частоте 200 Гц.

В ряде случаев, особенно при проведении тонких поляризационных измерений, применение в ССМ светоделительной пластинки для получения сигнала отрицательной обратной связи, нежелательно из-за изменения поляризации лазерного луча. Одним из путей преодоления этого затруднения может быть использование в качестве регулирующего элемента оптико-акустического дефлектора.

В настоящее время для управления лазерным лучом все чаще используют акустооптические модуляторы (АОМ), которые в успехом конкурируют с электрооптическими модуляторами [Дёмкин, Елесин, 1979;]. АОМ характеризуется более высокой контрастностью. Малые потери позволяют ему размещаться как вне резонатора лазера, так и внутри его.

Для управления АОМ используются низковольтные транзисторы, требуется небольшая мощность управления. В ЭОМ для устранения влияния температурной нестабильности необходимо применять специальные меры. При использовании АОМ причин для заметной температурной нестабильности нет.

Функциональная схема системы стабилизации мощности с АОМ показана на рис. 7.5. Излучение лазера 1 проходит АОМ 2. Луч через диафрагму 3 попадает на светоделительное зеркало 4. Отраженная от зеркала 4 часть лазерного луча применяется фотоприемником 5. Сигнал, пропорциональный мощности, с фотоприемника 5 поступает на усилитель 6, где осуществляется сравнение сигнала с опорным и усиление их разности. Напряжение с выхода усилителя 6 управляет подачей высокочастотной мощности генератора 7 на АОМ 2. при уве-

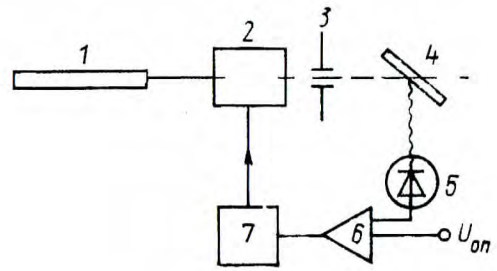


Рис.7.5. ССМ с акустооптическим модулятором

личении мощности сигнал обратной связи приводит к уменьшению интенсивности дифракции. Таким образом мощность выходного луча остается постоянной.

В техническом отношении более завершенным устройством является устройство для линейного управления и стабилизации мощности излучения лазера с акустооптическим модулятором типа МЛ-201 [Дёмкин, Привалов, 1993]. Последний имеет малое световое окно, поэтому его помещают в плоскость совмещения объектов (рис. 7.6).

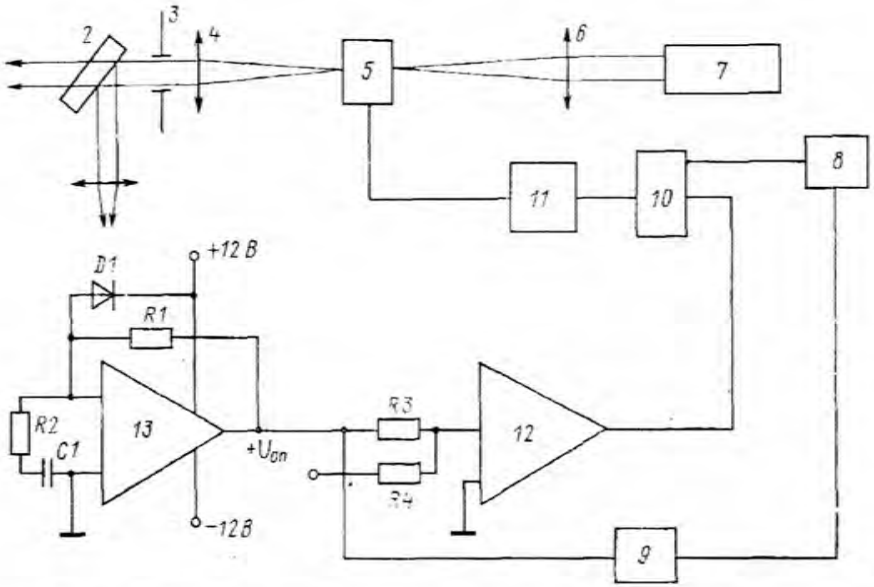


Рис. 7.6. Система линейного управления и стабилизации мощности излучения лазера

Луч лазера 7, пройдя объективы 6 и 4, АОМ 5 и светоделительную пластинку 2, поступает на выход системы. Диафрагма 3 пропускает на выход излучение первого порядка дифракции. От светоделителя 2 часть выходного излучения через фокусирующий объектив попадает на фотодиод Д1, типа ФД21К, операционный усилитель 13 типа 544 УД-2. Резисторы R-1, R-2 и конденсатор С1 обеспечивают линейное преобразование мощности лазера в напряжение и равномерную амплитудно-частотную характеристику в диапазоне частот от 0 до 2.5 МГц. Напряжение с фотоприемного устройства сравнивается с опорным на инвертирующем входе усилителя 12. Вход усилителя

12 связан с задающим генератором 8 через ключ 9. Разность напряжений с фотоприемника и источника опорного напряжения усиливается усилителем 12 и поступает на вход антеннюатора. Антеннюатор 10, выполненный на логическом элементе ИЛИ типа 500ЛМО, управляет подачей напряжения высокой частоты от задающего генератора 8 на блок управления 11. Высокочастотная мощность с блока 11 управляет величиной дифракции АОМ, поддерживая мощность излучения лазера постоянной.

Мощность излучения лазера линейно зависит от управляющего напряжения в полосе частот 0-25 кГц. Описанное устройство позволяет снизить низкочастотные флуктуации на частоте 20 кГц более, чем в 30 раз. Применение лазеров в в измерительных системах вызвало необходимость создания ССМ лазерного излучения, обеспечивающих его долговременную стабильность. Приведем типичные цифры. Нестабильность мощности излучения промышленного He-Ne лазера 10 %, а нестабильность на выходе системы стабилизация с АОМ составляет 0.5 % за 30 минут. Коэффициент подавления высокочастотных флуктуаций равен 30 в полосе 0–1000 Гц.

В случае необходимости долговременной стабильности мощности излучения, особая роль отводится фотоприемному устройству, т.к. стабильность его характеристик будет определять точность работы всего устройства в целом.

В работе [Дёмкин, Елесин, 1979] упоминается возможность использования электрохромных ячеек в качестве электрически регулируемых оптических ослабителей для ССМ лазерного излучения. Такая ячейка состоит из стекол с нанесенными на них прозрачными электродами из окиси индия или олова. Стекла налагаются друг на друга через тефлоновую прокладку с отверстием, электродами внутрь. Пространство между электродами заполняется электрохромной жидкостью. Наиболее часто используется жидкость ЭХМ-11. Подобная ССМ при нестабильности мощности лазера 25–30 % может обеспечить на выходе не более 1–1.5 %. Светопропускание электрохромного модулятора при этом составляет 70 %. Устройства стабилизации мощности подобного типа отличаются простотой и могут использоваться там, где потребителю важно только среднее значение мощности, т.к. высокочастотные флуктуации таким устройством не отрабатываются.

7.5. РОЛЬ СВЕТОДЕЛИТЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ В ССМ

Как правило, в ССМ в качестве светоделителя используется плоскопараллельная пластина, установленная относительно лазерного луча под некоторым углом, обеспечивающим необходимую величину коэффициента отражения излучения. Обычно этот угол равен π/4. Покажем, что такая пластина будет селективно отражать S – и p – компоненты лазерного излучения. Из формул Френеля следует, что отношение амплитуд S и p компонент для отраженного от светоделительной пластины и прошедшего лучей:

$$\frac{R_s}{R_p}=\frac{\cos(\alpha-\beta)}{\cos(\alpha+\beta)}\cdot\frac{A_s}{A_p},\quad \frac{T_s}{T_p}=\cos(\alpha-\beta)\cdot\frac{A_s}{A_p}, \qquad (7.1)$$

где A, R, T – комплексные амплитуды электрического вектора поля соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн,

α, β – углы падения и преломления луча лазера,

p, s – индексы, соответствующие компонентам излучения, поляризованным параллельно и перпендикулярно плоскости падения.

Относительные значения величин в соответствии с формулами Френеля и (7.1) для различных углов установки светоделительной пластины приведены в таблице 7.1 Интенсивности отраженного и прошедшего света соответственно составляют [Буткевич и др., 1987]:

$$I_R=\frac{\sin^2(\alpha-\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta)}\left[A_S^2+\frac{\cos^2(\alpha+\beta)}{\cos^2(\alpha-\beta)}A_p^2\right],$$

$$I_T=\frac{4\cos^2\alpha\sin^2\beta}{\sin^2(\alpha+\beta)}-\left[A_S^2+\frac{1}{\cos^2(\alpha-\beta)}A_p^2\right]. \qquad (7.2)$$

Для углов наклона светоделительной пластины α≤10° и учитывая, что при этом $\cos^2(\alpha-\beta)\cong 1{,}0$; $\sin\beta=\beta$; $\sin(\alpha-\beta)=\alpha-\beta$ получим:

$$I_R=\frac{(\alpha-\beta)^2}{\sin^2(\alpha+\beta)}\left[A_S^2+A_p^2\right]-(\alpha-\beta)^2\cdot A_p^2,$$

$$I_T=\frac{4\beta\cos^2\alpha}{\sin^2(\alpha+\beta)}-\left[A_S^2+A_p^2\right]. \qquad (7.3)$$

Таблица 7.1. **Отношения амплитуд электрического поля, отраженного (R) от светоделительной пластины и прошедшего *(T)* лучей**

α^0	R_p/A_p	R_s/A_s	$R_s{:}R_p/A_s{:}A_p$	T_p/A_p	T_s/A_s	$T_s{:}A_s/T_p\backslash A_p$
Около 0	-	-	1,0	-	-	1,0
5	0.204	0.2041	1.0004	0.799	0.798	0.999
10	0.201	0.21	1.05	0.796	0.795	0.998
20	0.19	0.22	1.18	0.780	0.777	0.99
45	0.096	0.31	3.24	0..72	0.69	0.95
56°4' угол Брюстера для КВ	->0	0.40	->oo	0.67	0.61	0.92

Т.е. корреляция между интенсивностями падающего, отраженного и прошедшего лучей сохраняется. Экспериментально это наблюдается примерно до 20°, расчеты этому соответствуют.

Для угла наклона светоделительной пластины 45°:

$$I_R=tg^2\left(45^\circ-\beta\right)\left[A_S^2+tg^2(45-\beta)A_P^2\right],$$

$$I_T=\frac{2\sin^2\beta}{\sin^2(45^\circ+\beta)}-\left[A_S^2+\frac{1}{\cos^2(45^\circ-\beta)}A_p^2\right], \qquad (7.4)$$

т.е. корреляция нарушается, в отраженном свете преобладает S- компонента, интенсивность которой выше, чем p – компоненты примерно в 10 раз, в прошедшем же свете интенсивности S и P компонент почти одинаковы, T_P^2 больше T_S^2 на 8 %). Поэтому колебания поляризации падающего на светоделительную пластину излучения вызывают колебания коэффициента отражения. Рассмотрим вклад в флуктуации выходной мощности стабилизированного лазера $P_{ст}$ от флуктуаций коэффициента отражения светоделителя. Напряжение на выходе фотоприемника ССМ.

$$\upsilon_\Phi=P_{вых}\cdot R\cdot K_\Phi, \qquad (7.5)$$

где $P_{вых}=(\upsilon_{оп}-\upsilon_\Phi)\cdot K$, K_Φ – коэффициент преобразования мощности излучения в выходное напряжение Ф, R – коэффициент отражения светоделителя, $\upsilon_{оп}$ – величина опорного напряжения, К – коэффициент преобразования сигнала рассогласования в выходную мощность лазера $P_{вых}$. Для светоделительной пластины при учете отражения лишь от одной поверхности (вторая поверхность, например, просветлена) для замкнутой цепи регулирования с учетом (7.5) получаем

$$P_{CT} = \frac{(1-R_1)\cdot K\upsilon_{ОП}}{1+KK_{\Phi}R_1} \qquad (7.6)$$

где R_1 – коэффициент отражения от первой поверхности светоделителя.

Отсюда, полагая $KK_{\Phi}>>1$, получаем связь относительных величин флуктуаций $P_{ст}$ и R

$$\frac{\Delta P_{CT}}{P_{CT}} = -(1+R_1)\frac{\Delta R_1}{R_1} \qquad (7.7)$$

Для светоделительной пластины без просветления второй поверхности и регистрации системным ФПУ только луча, отраженного от первой поверхности светоделителя (луч, отраженный от второй поверхности, как правило, устраняют рядом способов для предотвращения интерференции) вклад флуктуаций коэффициента отражения немного больше.

$$\frac{\Delta P_{CT}}{P_{CT}} = -\frac{1+R_1}{1-R_1}\frac{\Delta R_1}{R_1} \qquad (7.8)$$

Знак минус в выражениях (7.7) и (7.8) означает, что изменения коэффициента отражения и выходной мощности стабилизированного лазера противофазны.

Подойдем к выводам, следующим из выражений (7.2) – (7.4), с более общих позиций. Рассмотрим поведение коэффициента отражения плоскопараллельной пластины при падении на нее плоской линейно поляризованной волны с произвольным направлением вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$. Зададим декартову систему координат таким образом, что ось Z совпадает с направлением распространения излучения. Тогда вектор $\vec{E}$, образующий угол θ с осью X, определяется через его компоненты:

$$E_X = E\cos\theta, E_Y = E\sin\theta$$

Для излучения, падающего под углом φ на границу раздела двух сред с коэффициентами преломления 1 и n, коэффициент отражения записывается следующим образом:

$$R = R_X\cos^2\theta + R_Y\sin^2\theta; \quad T = T_X\cos^2\theta + T_Y\sin^2\theta \qquad (7.9)$$

где R_X, R_Y, T_X, T_Y определяются известными формулами Френеля, которые для случая, когда плоскость падения совпадает с плоскостью xz записываются следующим образом:

$$R_X = \left(\frac{n^2\cos\varphi - \sqrt{n^2-\sin^2\varphi}}{n^2\cos\varphi + \sqrt{n^2-\sin^2\varphi}}\right)^2 \qquad (7.10)$$

$$R_Y = \left(\frac{\cos\varphi - \sqrt{n^2-\sin^2\varphi}}{\cos\varphi + \sqrt{n^2-\sin^2\varphi}}\right)^2 \qquad (7.11)$$

Здесь n – коэффициент преломления материала светоделителя.

Зависимость коэффициента отражения от направления поляризации излучения выражена формулой (7.9). Отсюда:

$$\frac{\partial R}{\partial\theta} = (R_Y - R_X)\sin 2\theta \qquad (7.12)$$

Из выражения (7.10) следует, что флуктуации коэффициента отражения минимальны для малых углов падения φ. Их также можно уменьшить за счет выбора ориентации пластины таким образом, чтобы вектор $\vec{E}$ лежал либо в плоскости падения, либо ортогонально ней. При учете отражения лазерного пучка от двух поверхностей светоделителя, получаем для коэффициента пропускания $T_X=(1-R_X)^2$, $T_y=(1-R_y)^2$, а коэффициент отражения определяется теми же выражениями (7.9) и (7.10) (при условии, что второй отраженный пучек устранен). Состояние поляризации не зафиксировано жестко для лазеров со слабоанизатропными резонаторами, вследствие чего флуктуации поляризации являются не менее, а зачастую и более «опасными», чем флуктуации амплитуды и фазы. В тоже время изменения состояний поляризации имеют место и для лазеров с окнами Брюстера, причем эти изменения оказываются существенными. Причинами подобных изменений являются температурные искажения в окнах Брюстера, изменение механических нагрузок на них и, следовательно, изменение анизотропии окон, разъюстировка зеркал, приводящая к изменению оси диаграммы направленности и т.п. Если плоскопараллельные оптические компоненты даже самого малого двулучепреломления присутствуют на оптическом пути, то нестабильности направления лазерного пучка, в особенности в период прогрева лазера, могут привести к колебаниям азимута и эллиптичности излучения. Что касается окон Брюстера, то названные эффекты значительно увеличиваются за счет многократного прохождения пучка лазерного излучения через них. Получим формулу, подобную (7.12) для случая лазера с окнами Брюстера.

Излучение лазеров с окнами Брюстера не является строго линейно поляризованной волной, а обладает небольшой эллиптичностью (соотношение длин малой и большой, а полуосей эллипса ~ $10^{-2} - 10^{-3}$). Для эллиптических колебаний с единичной амплитудой, азимутом θ и углом эллиптичности ε вектор Максвелла определяется выражением:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\cos\theta\cos\varepsilon - j\sin\theta\sin\varepsilon) \\ (\sin\theta\cos\varepsilon + j\cos\theta\sin\varepsilon) \end{bmatrix} \qquad (7.13)$$

Матрица Джонса для отражения от поверхности раздела двух сред имеет вид

$$R = \begin{bmatrix} R_{xa} & 0 \\ 0 & R_{ya} \end{bmatrix} \qquad (7.14)$$

где R_{xa} и R_{ya} – амплитудные коэффициенты отражения для x – и y – компонет падающей волны. Используя (7.13) и (7.14), получаем для коэффициента отражения эллиптически поляризованной волны

$$R = R_x\left[\left(\cos^2\theta\cos^2\varepsilon - \sin^2\theta\cos^2\varepsilon\right)^2 + \frac{1}{4}\sin^2 2\theta\sin^2 2\varepsilon\right]^{\frac{1}{2}} +$$

$$+R_y\left[\left(\sin^2\theta\cos^2\varepsilon - \cos^2\theta\sin^2\varepsilon\right)^2 + \frac{1}{4}\sin^2 2\theta\sin^2 2\varepsilon\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (7.15)$$

Как и для линейно поляризованной волны минимальные изменения коэффициента отражения при колебаниях азимута θ имеют место при θ=0 и θ=π/2. В этих случаях

$$R\big|_{\theta=0} = R_x\cos^2\varepsilon + R_y\sin^2\varepsilon$$
$$R\big|_{\theta=\frac{\pi}{2}} = R_x\sin^2\varepsilon + R_y\cos^2\varepsilon \qquad (7.16)$$

причем, для выражения (7.16) R_x определяется формулой (7.11), а R_y – формулой (7.10). Изменения R при изменении угла эллиптичности с учетом условия ε<<1

$$\left.\frac{\partial R}{\partial\varepsilon}\right|_{\theta=0} = \left(R_y - R_x\right)\sin 2\varepsilon \cong 2\left(R_y - R_x\right)\varepsilon \qquad (7.17)$$

Аналогичную зависимость можно получить и для θ = π/2.

Таким образом, в случае эллиптической поляризации излучения получаем аналогичную выражению (7.12) зависимость коэффициента отражения от колебаний угла эллиптичности, или соотношения большой и малой полуосей эллипса. Однако, как видно из (7.16) и (7.17), колебания коэффициента отражения уже не равны нулю для таких ориентаций светоделительной пластины, при которых sin2θ = 0. При этом, как и ранее, зависимость от угла падения определяется той же разностью R_y-R_x.

Экспериментально поведение коэффициента отражения светоделителя излучалось с помощью стандартной схемы ССМ, аналогичной представленной на рис. 7.5. Излучение He-Ne-лазера проходило через светоделительную пластину из плавленного кварца толщиной 7 мм, установленную под углом 45°. Отраженный и прошедший пуски ре-

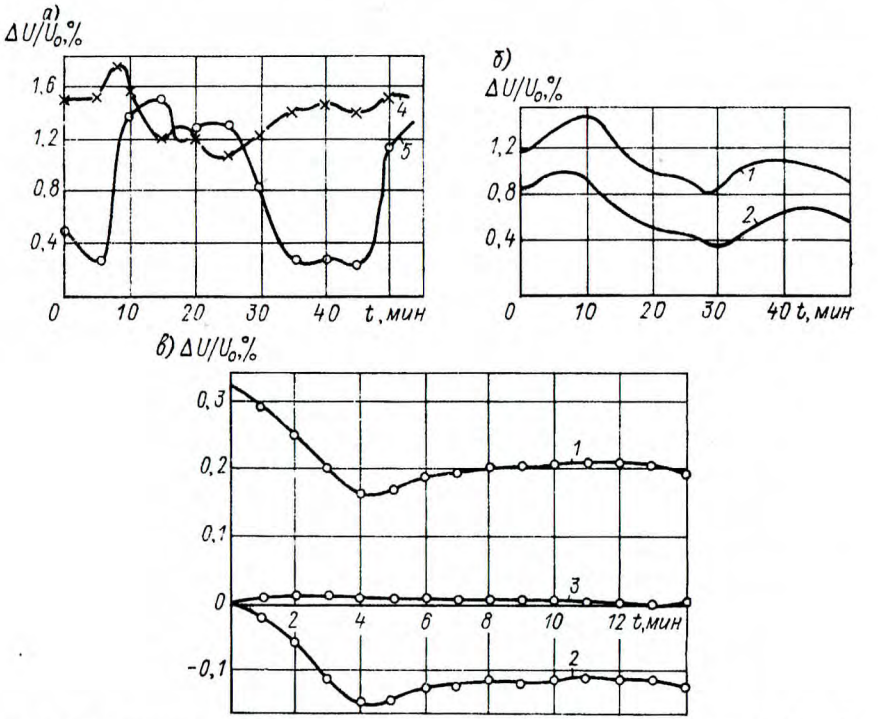


Рис. 7.7. Сигналы двух фотоприемников со светоделительной пластинкой (а) и фотометрической сферой (б и в); источники излучения: лазер (а и б) и лампа накаливания (в);
1 – первый фотоприемник; 2 – второй фотоприемник; 3 – разность сигналов фотоприемников; 4 – прошедший пучок; 5 – отраженный пучок

гистрировались двумя идентичными фотоприемниками. Как видно из рис. 7.8. а, между сигналами с фотоприемников, регистрирующих отраженное и прошедшее излучение, совершенно отсутствует пропорциональная зависимость. Можно даже отметить противофазность изменений кривых 1 и 2. такое поведение кривых указывает на правильность высказанного предположения о колебаниях коэффициента отражения пластины и соответствует выражениям (7.7) и (7.8).

Для доказательства правильности эксперимента светоделительная пластина в схеме была заменена фотометрической сферой. Фотоприемники располагались в специально проделанных в сфере отверстиях. В этом случае разность показаний двух ФПК составила не более 0.2 % (рис. 7.7.б). При замене лазера лампой накаливания, размещенной внутри фотометрической сферы и питаемой источником стабильного тока, разность показаний ФПУ составила сотые доли процента (рис. 7.7.в). Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что причиной различия в сигналах ФПУ отраженного и прошедшего излучения являются флуктуации коэффициента отражения светоделителя. Так как интерференция отраженных лучей была устранена за счет выбора достаточно толстой светоделительной пластины, то было сделано предложение, что флуктуации коэффициента отражения в данном случае связаны с флуктуациями состояния поляризации излучения лазера. Поскольку аналогичное рис. 7.7 поведение коэффициента отражения наблюдалось и при искусственной разъюстировке резонатора, то причину колебаний состояния поляризации следует связать, в первую очередь, с колебаниями оси диаграммы направленности излучения лазера.

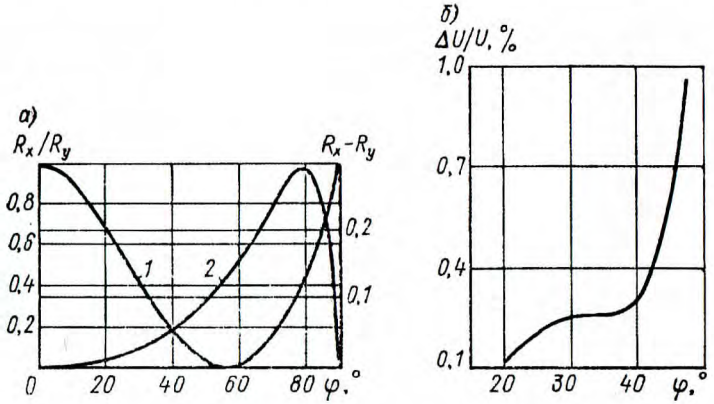


Рис. 7.8. Зависимость коэффициента отражения (а) и разности сигналов фотоприемников (б) от угла падения φ: *1* – отношение R_x / R_y; 2 – разность $R_x - R_y$ коэффициентов отражения для взаимно ортогональных поляризаций

Для дальнейшей проверки предположения о причине флуктуаций коэффициента отражения определялось различие мощностей пропущенного и отраженного пучков при изменении угла падения. Для этого пучок излучения лазера направляется на светоделительную пластину таким образом, что вектор поляризации лазерного излучения был ортогонален плоскости падения. Отраженный и прошедший пучки регистрировались двумя идентичными фотоприемниками, сигналы с которых сравнивались, а разностный сигнал регистрировался дифференциальным вольтметром. На рис. 7.8 представлена теоретически рассчитанная разность R_y–R_x из (7.12) и (7.17). Поведение ее близко по форме поведения экспериментальной кривой (рис. 7.8). Это подтверждает высказанное предположение, что причиной флуктуаций коэффициента отражения светоделителя являются колебания поляризации излучения.

Как следует из рассмотренного в этом параграфе материала, флуктуации поляризации излучения лазера вызывают значительные флуктуации коэффициента отражения светоделителя, ограничивающие предельно достижимые параметры ССМ. Повысить стабильность мощности излучения можно несколькими способами:

1) Выбрать угол падения в пределах 10–25°. Но при углах падения 10–15° пучки, отраженные от первой и второй поверхностей пластины перекрываются, что вызывает флуктуации коэффициента отражения из-за интерференции данных пучков. Возможно устанение этого недостатка за счет изготовления клинообразной пластины. Но при малых углах падения резко возрастают габариты ССМ, что не всегда допустимо. Как видно из рис. 5.8 при углах падения 30–40° наблюдается резкое увеличение различия в сигналах двух ФПУ. Поэтому следует выбирать угол падения пучка лазера на светоделитель, равный 20–30°.

2) В последнее время было предложено несколько конструкций светоделителей с независящим от направления поляризации коэффициентом отражения [Буткевич и др., 1987]. Однако они свободны от ряда недостатков. Изготовление их достаточно сложно, а применение ограничено. В частности, светоделители с фиксированным коэффициентом отражения рассчитывается и изготавливается только для одной определенной длины волны и теряют свои положительные качества

при работе с многоволновыми лазерами, например, перестраиваемыми гелий-неоновыми лазерами, Ar+ - или Kr+ - лазерами, He-Se-лазерами.

3) Возможно построение ССМ и без светоделителя. Для этой цели исследовалась возможность получения информации о величине выходной мощности лазера путем регистрации излучения с глухого зеркала. Сравнивались сигналы с фотоприемников, регистрирующих излучение с глухого и выходного зеркал лазера. Выяснено, что в случае использования с глухого зеркала лазера ошибки в определении выходной мощности лазера в несколько выше, чем при использовании светоделительной пластины. Возможной причиной расхождения в изменении мощности излучения с выходного и глухого зеркал (в случае, если устранены интерференционные эффекты в подложке выходного зеркала приданием ей клиновидной формы) могут служить, на наш взгляд, неравномерности в коэффициентах отражения зеркал по их поверхности. При разъюстировке резонатора лазера в процессе работы происходит смещение пучка по поверхности обоих зеркал, и если коэффициент отражения их изменяется, то изменяется, соответственно, и пропускание зеркал, приводящее к отличиям в сигналах с фотоприемников.

4) Другая возможность построения ССМ без светоделителя – использование АОМ, совмещающего функции регулятора прозрачности и дефлектора. Еще один пример ССМ без светоделителя представлен на рис. 7.9.

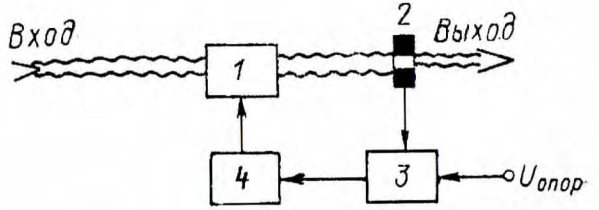


Рис. 7.9. ССМ без светоделителя:
1 – элемент с регулируемой прозрачностью; 2 – фотоприемник с отверстием; 3 – компаратор; 4 – блок управления

5) Значительно повысить стабильность мощности, по-видимому, можно за счет принятия специальных мер по пассивной стабилизации лазера. Уменьшить флуктуации состояния поляризации излучения лазера можно за счет изготовления окон Брюстера и подложек зеркал из материалов с минимальным остаточным двулучепреломлением. Так, двулучепреломление, обычно используемого для этих целей плавленного кварца даже первой категории, составляет 30 нм/см, в то время как для стекол марок К8б ЛК4 и др. – 1,5 нм/см. Однако следует помнить, что использование кварцевого стекла предпочтительно с точки зрения уменьшения влияния линзовых эффектов.

Таким образом, флуктуации состояния поляризации излучения лазеров в значительной степени ограничивают достижимую стабильность мощности излучения лазеров. Дальнейшее улучшение параметров ССМ связано с разработкой нечувствительных к колебаниям состояния поляризации излучения светоделителей и повышением стабильности поляризации излучения самих лазеров.

7.6. РОЛЬ ФОТОПРИЕМНИКА В ССМ

Температурная нестабильность фотоприемника, входящего в состав системы стабилизации мощности оптического излучения, ограничивает эффективность работы последней. В ССМ излучения лазеров в качестве фотоприемников обычно используются фотодиоды. Относительное изменение тока короткого замыкания от температуры для большинства фотодиодов лежит в диапазоне $(1,5 – 3)\cdot10^{-3}$. Диапазон рабочих температур может составлять 0–40°С. Для уменьшения температурной зависимости фотодиода его обычно термостатируют. При этом фотодиод нагревают до 45–50°С, что ведет к росту обратного тока. Например, при 60°С темновой ток возрастает на один – два порядка по сравнению с его значением при комнатной температуре. Растет порог чувствительности и спектральная характеристика смещается в длинноволновую область. Это отрицательно сказывается на эффективности стабилизации при необходимости стабилизировать малую мощность. Оценим требования к сигналу, поступающему на фотодиод. Минимальный уровень мощности излучения, при которых работают современные ССМ, составляет 1 мВт. С целью сохранения высокого к.п.д. светоделительной ССМ на фотоприемник отводится 5–10% выходной мощности лазерного излучения. Поэтому мощность лазерного излучения, с которой работает фотодиод, равна 50 мкВт.

Необходимый коэффициент усиления ССМ можно определить исходя из максимальной нестабильности лазерного излучения $S_л$= 10 % и требуемой нестабильности на выходе Sст<<0,5 %. Общая нестабильность ССМ будет складываться в основном из трех составляющих: температурного дрейфа, статистической ошибки, ССМ и погрешности, вносимой оптическими измерениями. Экспериментально установлено, что эти составляющие имеют следующие значения: ошибка от температурного дрейфа 0.2 %; статистическая ошибка 0.1 %; ошибка, вносимая оптическими измерениями 0,15–0.2 %. Исходя из значения статистической ошибки, определим приближенное значение коэффициента стабилизации $К_{ус}=S_л:S_{ст}=100$. Отсюда следует, что уровень сигнала, который должен быть различим на фоне шума – 0,5 мкВт. Такой низкий уровень мощности лазерного излучения требует специальных мер для защиты ССМ от помех.

При работе в указанных условиях особый интерес представляет применение схем с термокомпенсацией. Разработка данных схем требует детального знания зависимостей параметров фотодиода от температуры. На рис. 7.10 приведены зависимости тока и напряжения на фотодиоде ФД7К от температуры при различных нагрузках и различных мощностях светового потока на фотодиод, а также тока короткого замыкания и напряжения холостого хода от температуры при различных мощностях светового потока. Анализ зависимостей, приведенных на рис. 7.10, показывает, что можно подобрать такую нагрузку, при которой изменение тока фотодиода от температуры будет минимальным. Например, освещая фотоприемник излучением 1 мВт при нагрузке Рн=820 Ом, обнаруживаем, что ток ФД7К изменился всего на 0.7 % при изменении температуры на 20°С, т.е. 0.035% $С^{°-1}$. Видно, что применение оптимальной (с точки зрения температурной стабильности) нагрузки дает существенный выигрыш.

При малых мощностях $R_{р-п}>> R_п$ и $I_{кз}$=SP, т.е. ток короткого замыкания линейно зависит от Р. Была снята зависимость фототока от нагрузки для случая, когда выполняется соотношение (7.1), при температурах 35°С, 55°С и разных мощностях светового потока (рис. 7.11а). Зависимости фототока от сопротивления нагрузки при разных температурах имеют общую точку, соответствующую минимальному температурному дрейфу фототока для определенной мощности лазерного излучения.

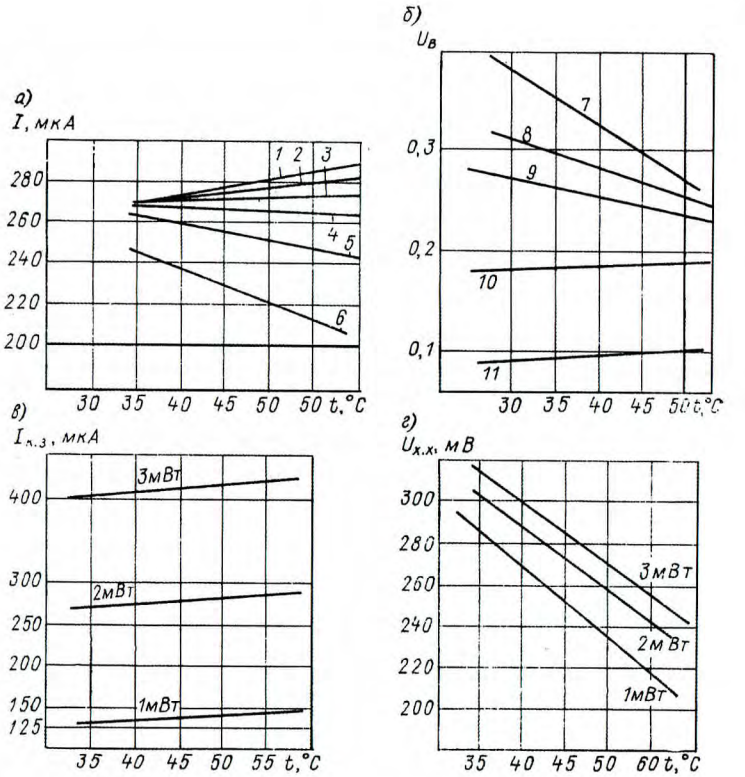


Рис. 7.10. Температурные зависимости параметров фотодиода ФД7К: а – ток через фотодиод при различных нагрузках и постоянной мощности излучения; б – напряжение на фотодиоде при различных нагрузках и постоянной мощности излучения; в – ток короткого замыкания при различной мощности излучения ($P_1=\frac{1}{2}P_2=\frac{1}{3}P_3$); г – напряжение холостого хода при различной мощности излучения ($P_1=\frac{1}{2}P_2=\frac{1}{3}P_3$); $R_н$ кОм, равно: 1 – 91; 2 – 220; 3,9 – 300; 4,8 – 390; 5,7 – 510; 6 – 680; 10 – 200; 11 - 100

Наглядное представление о зависимости температурного дрейфа фототока от сопротивления нагрузки при различных мощностях лазерного излучения дает зависимость $I_{фт}$ = ($P_Н$) (рис. 7.11б).

Вольт-амперные характеристики, соответствующие режимам с малым температурным дрейфом фототока показывают, что рабочая точка лежит в самом начале спада тока короткого замыкания $I_{кз}$ (рис. 7.11). Значение фототока короткого замыкания

фотодиода определяется соотношением $I_{кз} = S \cdot P : \left(1 + \frac{R_n}{R_{p-n}}\right)$, где S – интегральная чувствительность, P – мощность падающего излучения, R_n – сопротивление толщины полупроводника за p-n переходом, R_{p-n} – сопротивление p-n перехода. Сопротивление p-n перехода.

Если фотодиод работает в режиме короткого замыкания, то наблюдается увеличение спектральной чувствительности при повыше-

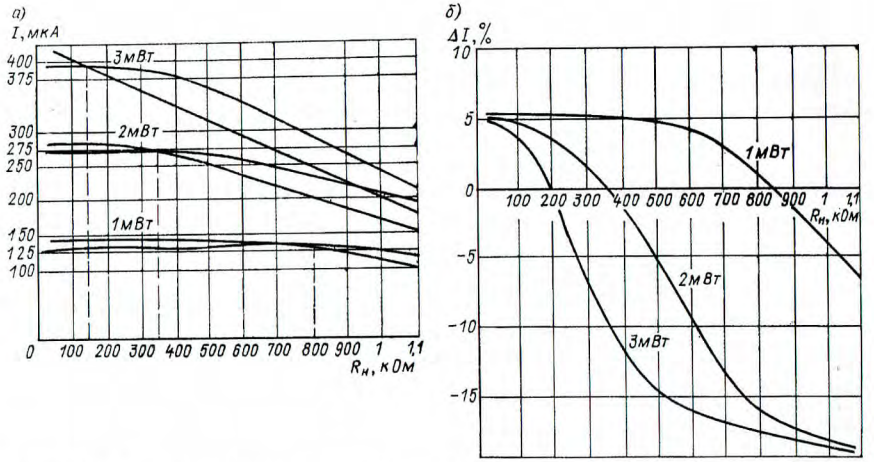


Рис. 7.11. Вольт-амперные характеристики ФД7К: а – зависимость фототока от сопротивления нагрузки ($P_1 = \frac{1}{2}P_2 = \frac{1}{3}P_3$), T = 35°C, T = 55°C; б – зависимость температурного дрейфа от сопротивления нагрузки ($P_1 = \frac{1}{2}P_2 = \frac{1}{3}P_3$), Δ T = 20°C

нии температуры. Важной особенностью этого режима является одинаковая зависимость температурного дрейфа $I_{кз}$ при разных световых потоках (рис.7.10в). В случае работы ФД7К в режиме холостого хода спектральная чувствительность уменьшается с ростом температуры. При этом температурный дрейф U_{xx} выражен резче, а зависимость температурного дрейфа U_{xx} при разных световых потоках не одинакова. Чем слабее световой поток, тем сильнее дрейф U_{xx} (рис. 7.10г). Необходимо отметить, что при увеличении температуры ФД7К скорее входит в насыщение (рис. 7.11а) следовательно, применение термостатов с нагревом ФД до 40-50° не только приведет к сужению динамического диапазона снизу, как было отмечено выше, но и снизится

максимально допустимая мощность излучения, при которой сохраняется линейность характеристики $I_{фд}$=f(P).

Таким образом, при помощи выбора оптимальной нагрузки ФД7К можно более, чем на порядок, снизить температурный дрейф фототока.

Рассмотрим границы применимости такого способа компенсации дрейфа. Работая близко к точке перегиба вольт-амперной характеристики, нельзя получить высокую линейность в широком динамическом диапазоне. Из экспериментально полученных данных можно сделать вывод, что нелинейность характеристики преобразования мощности лазерного излучения в фототок не превышает нескольких процентов в динамическом диапазоне (0.5 – 1.5) – $P_{л\,опт}$, где $P_{л\,опт}$ – мощность лазерного излучения, соответствующая оптимальной нагрузке. Вторым ограничением является то, что компенсация температурного дрейфа достаточно эффективна при небольшом изменении мощности светового потока (в пределах ±10 %). При больших изменениях следует применять другие методы компенсации.

Таким образом, применение данного метода целесообразно в случаях, когда мощность светового потока изменяется мало и требуется температурная стабильность в широком диапазоне температур. Указанный метод может использоваться в системах стабилизации, так как в процессе работы ССМ на фотодиоде поддерживается одно и то же значение мощности лазерного излучения. При переходе на другой диапазон стабилизации необходимо изменить $P_Н$ таким образом, чтобы оно было оптимальным с точки зрения минимального температурного дрейфа для другого значения мощности светового потока. Рассмотренные зависимости характерны для фотодиодов типа ФД7К, ФД24К, однако можно предположить, что они справедливы и для других кремниевых фотодиодов, изготовленных по аналогичной технологии. Разброс величин компенсирующих сопротивлений от одного диода к другому целиком определяется разбросом токовой интегральной чувствительности фотодиодов.

Полученные зависимости были использованы при разработке различных схем термокомпенсации [Демкин, Привалов, 1988] (рис. 7.12). Указанные схемы использовались для стабилизации мощности излучения маломощных лазеров тлеющего разряда. Применение данного метода дает при минимальных затратах снижение температурной нестабильности на порядок и более.

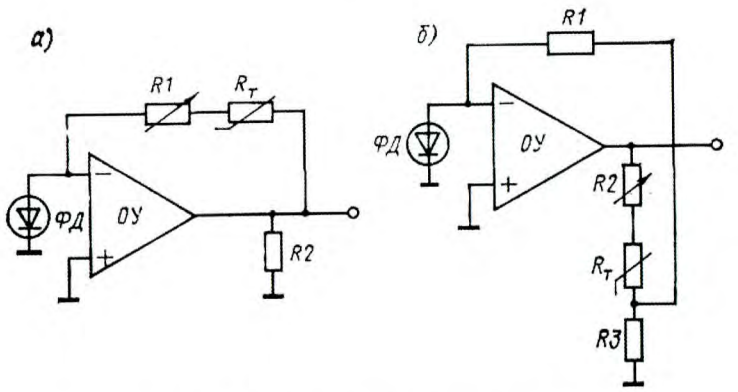


Рис. 7.12. Схемы термокомпенсации:
ОУ – операционный усилитель типа К544УД1А; *ФД* – фотодиод ФД7К; $Л_т$ – терморезистор СТ 16–1 (12 кОм); *а* – R_1 = 150 кОм, R_2 = 2 кОм; *б* — R_1 = 12 кОм, R_2 = 220 кОм, R = 22 кОм

7.7. КОМПЛЕКСНАЯ ССМ

При построении эффективных ССМ следует, в первую очередь, исходить из возможных источников флуктуаций излучения лазера. В газоразрядных лазерах к ним относятся флуктуации коэффициента усиления (ток разряда, состав активной среды), коэффициент потерь и частоты генерации либо взаимодействие мод в случае генерации более двух мод. Следует отметить взаимосвязь флуктуаций этих параметров. Так, модуляция коэффициента усиления с глубиной m_χ вызывает соответствующее изменение частоты генерации.

Вследствие взаимосвязи изменения параметров, вызывающих флуктуации мощности излучения лазера, и того факта, что в реальных условиях изменения этих параметров происходят одновременно, стабилизация выходной мощности лазера за счет управления величиной одного из данных параметров не может быть эффективной.

Например, в случае осуществления стабилизации мощности одночастотного лазера только с помощью управления током разряда, изменение частоты генерации в результате какого-либо воздействия вызовет изменение выходной мощности лазера. Последнее компенсируется перестройкой тока разряда, что вызывает вариации коэффициента преломления активной среды и теплового разогрева стержней

резонатора и может привести к дальнейшему изменению частоты и даже к срыву генерации вследствие ухода частоты за пределы контура усиления.

Повысить эффективность стабилизации мощности излучения лазера можно при осуществлении комплексного управления выходной мощностью лазера с помощью нескольких взаимосвязанных регулирующих элементов, осуществляющих воздействие на каждый из трех вышеперечисленных параметров, являющихся основными источниками флуктуаций излучения лазера. Одна из реализаций предлагаемого принципа комплексного управления представлена на рис. 7.13. Особенностью предложенной схемы ССМ является то, что сигнал отрицательной обратной связи, вырабатываемый компаратором 7, воздействует одновременно на три регулирующих элемента – источник накачки 3, пьезокорректор 11 резонатора лазера и внешний регулирующий элемент 4. При этом с помощью внешнего регулирующего элемента можно скомпенсировать более быстрые изменения мощности излучения, а за счет изменения положения зеркал резонатора и режима работы источника накачки компенсируются более медленные изменения мощности, связанные с изменениями параметров резонатора и усиления активной среды.

Анализ [Буткевич и др., 1987] показывает, что при построении ССМ по предложенной схеме, в отличие от управления выходной мощностью по одному из каналов, обеспечивается эффективное воздействие на сами источники флуктуаций выходной мощности путем выбора коэффициента и полосы давления флуктуаций в соответствующем канале, и к тому же другие каналы, обеспечивая подавление относящихся к ним источников флуктуаций, осуществляют дополнительное подавление флуктуаций в данном канале.

При использовании малошумящих усилителей и высокостабильных источников опорного напряжения обычно реализуется ситуация, когда уровень флуктуаций мощности определяется шумами фотоприемника.

До сих пор встречаются работы, в которых стабильность мощности контролируется по системному фотоприемнику. Последнее не может служить характеристикой степени стабильности выходной мощности, ввиду того, что любые изменения чувствительности фотоприемника, флуктуации коэффициента отражения светоделителя остаются незамеченными. Для контроля степени стабильности мощности выходного излучения необходимо использовать контрольный

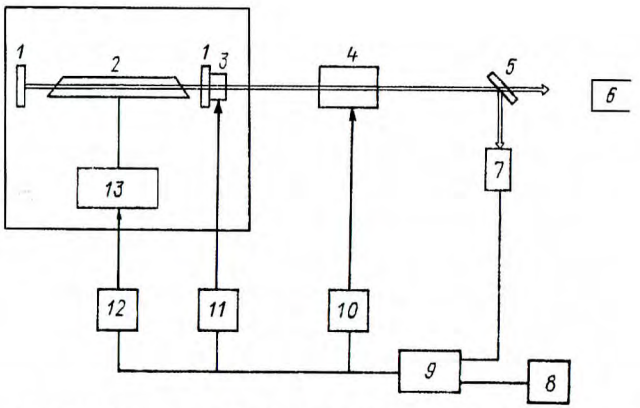


Рис. 7.13. Функциональная схема параллельной ССМ: 1 – зеркала; 2 – активный элемент; 3 – пьезокорректор; 4 – внешний регулирующий элемент; 5 – светоделитель; 6,7 – фотоприемники; 8 – источник опорного напряжения; 9 – компаратор; 10–12 – усилители; 13 – источник накачки

фотоприемник 13, который устанавливается непосредственно за светоделителем.

Возможна и последовательно-параллельная ССМ (рис. 7.14). Преимущество последней в том, что здесь вклад от цепи обратной связи с внешним регулирующим элементом не суммируется, а умножается. Возможны варианты данной ССМ с разделением полос частот реагирования.

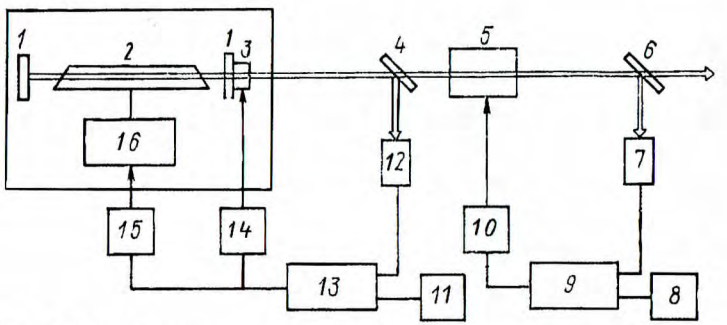


Рис. 7.14. Функциональная схема последовательно-параллельной ССМ: 1 – зеркала; 2 – активный элемент; 3 – пьезокорректор; 4, 6 – светоделители; 5 – внешний регулирующий элемент; 7, 12 – фотоприемники; 8, 11 – источники опорного напряжения; 9, 13 – компараторы; 10, 14, 15 – усилители; 16 – источник накачки

Литература к главе 7

1. Дёмкин В.Н., Елесин А.П. // Электронная техника- сер.4, 1979. Вып. 8 (77), С. 123–124.

2. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Обзоры по электронной технике- сер.11, 1986. № 3 (1179). 25 с.

3. Привалов В.Е., Смирнов Е.А. // Оптико-механическая промышленность- 1986. № 11. С. 52–60.

4. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // ПТЭ, 1988. № 1. С. 174–176.

5. Буткевич В.И. // Радиотехника и электроника 1988. Т. 33. № 1. С. 123–132.

6. Буткевич В.И., Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия 1987. Т. 62. № 1. С. 140–148.

7. Дёмкин В.Н., Привалов В.Е. // Оптика и спектроскопия, 1993. Т. 75. № 1. С. 171–174.

ГЛАВА 8 ЛОКАТОРЫ НА ОКГ

Локаторами называют устройства, позволяющие определить, где локализован объект. Иными словами задача локатора обнаружить объект, определить его координаты и их производные (скорость, ускорение). Радиолокатор иногда называют радаром – английская аббревиатура. Принцип работы локатора (акустического, радара, оптического) основан на измерении времени движения волны от передатчика до объекта и обратно к приемнику. Полупроизведение этого времени на скорость распространения волны равно расстоянию до объекта. Ряд дополнительных устройств локатора позволяет определять угловые координаты и параметры движения. Необходимым условием для передачи информации является модуляция волны, поэтому модулятор непременно входит в состав любого локатора. Известно, что гармоника информации не несёт.

Радиолокаторы в зависимости от назначения различаются дальностью обнаружения цели, чувствительностью и разрешающей способностью обнаружения. Радары, обеспечивающие минимальную погрешность измерений, работают в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

8.1. ЛАЗЕРНЫЕ ЛОКАТОРЫ

Уменьшение длины волны улучшает метрологические характеристики локаторов. В связи с этим представляют интерес лазерные локаторы. По аналогии с радаром лазерный локатор стали называть лидаром. Позднее этот термин стали применять не для любого лазерного локатора (см. главу 9). Лазерный локатор состоит из лазера, модулятора его излучения, передающей и приемной антенн, оптического приемника и системы обработки информации и индикации. Передающая и

приемная антенны могут быть совмещены (рис. 8.1). В зависимости от принципа измерения расстояний, положенного в основу работы прибора, и необходимой точности измерений выбирают тип лазера. Используют как газовые лазеры, так и лазеры на конденсированных средах.

Существуют интерференционный, фазовый и импульсный методы измерения расстояния. Интерференционный может сегодня обеспечить с помощью ГРЛ относительную погрешность измерений порядка 10^{-8}–10^{-9} на расстоянии менее 300 м, фазовый – до 10^{-6} на расстоянии 10-20 км, импульсный – 10^{-4} на расстоянии до 40 км (в идеальных атмосферных условиях вблизи поверхности земли или воды) в горизонтальном положении. В космосе лазерные локаторы более эффективны.

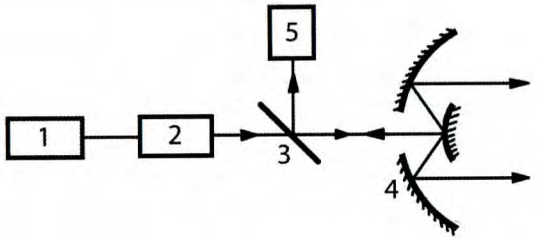


Рис. 8.1. Функциональная схема лазерного локатора. 1 – лазер; 2 – модулятор; 3 – светоделительная пластина; 4 – антенна; 5 – приемник

Менее требовательными в эксплуатации, чем интерференционные системы, являются фазовые дальномеры, основанные на измерении разности фаз между опорным сигналом и сигналом, прошедшим измеряемое расстояние. Для расстояний, меньших 5 км, дешевле использовать полупроводниковые лазеры. При измерении больших расстояний используют He—Ne-лазеры. Например, в дальномерах «Кварц» и «СГ-2М» в 1960-1970 годах применяли лазеры ЛГ-56 и ЛГ-55 (дальность действия 30 км днем и до 50 км ночью при ошибке измерений 1 см). Позднее указанные лазеры заменили на ЛГ-72, ЛГ-78 и ЛГН-105. Малогабаритный дальномер СВВ-1М с лазером ОКГ-16 позволял вести измерения до 12 км днем и 20 км ночью с относительной погрешностью 10^{-6}.

Импульсные дальномеры сегодня чаще используют твердотельные лазеры, хотя требования к долговечности, габаритам, воспроизводимости результатов измерений выдвигают вперед и здесь ГРЛ. Локация Луны осуществлялась лазерным дальномером импульсного

типа. Расходимость выходящего из передатчика луча в первых экспериментах составляла 40". Позднее, с помощью коллиматора, получали пучок света с расходимостью около 2». При этом диаметр светового пятна на Луне составлял примерно 4 км. Расстояние до Луны измерено с погрешностью 1,5 м.

По сравнению с радарами они имеют ряд преимуществ: более высокую точность определения координат; меньший радиус мертвой зоны; более высокое разрешение по углу; большую точность определения скорости; более высокую помехоустойчивость. Уравнение дальности (формула локации) верно для импульсного локатора любого типа:

$$D = 1/2\sqrt{\pi}\sqrt[4]{P_u P_м^{-1} G\sigma S R^{-1}} = 1/2\sqrt{\pi}\sqrt[4]{P_u P_м^{-1} d^2 G\sigma S R^{-1}\theta^{-2}} \qquad (8.1)$$

где D – максимальная дальность действия; P_u - мощность локатора; $P_м$ – предельная чувствительность приемника; G – направленность антенны; σ – эффективная отражающая поверхность; S – эффективная площадь приемной антенны; R – отношение сигнал/шум на выходе приемника; d – диаметр оптики приемника; θ – расходимость лазерного луча (напомним, что она обратно пропорциональна длине волны). Из уравнения (8.1) следует важное преимущество лазерного локатора. Направленность антенны (коэффициент направленного действия) определяется расходимостью излучения. У радиолокаторов ширину направленности измеряют градусами, у лазерных локаторов – угловыми секундами, т.е. направленность последних примерно на три порядка выше. Значит, при одинаковой дальности до объекта лазерный локатор имеет на выходе приемника более мощный сигнал (при прочих равных условиях).

Высокая несущая частота у лазерного локатора допускает более короткие импульсы модуляции. Измерение времени распространения сигнала до объекта и обратно тем точнее, чем меньшую длительность имеют импульсы локатора. Поэтому точность измерения расстояния импульсными лазерными локаторами выше, чем у радиолокаторов. Например, лазерный локатор при длительности импульса 50 нс имеет относительную погрешность измерения расстояния около $5 \cdot 10^{-4}$. Еще меньше (по аналогичной причине) относительная погрешность у лазерного локатора с фазовым дальномером (до 10^{-6}). Более высокое разрешение по углу у лазерного локатора тоже объясняется направленностью лазерного излучения и составляет у лучших систем до 1».

Радиус мертвой зоны (расстояние, ближе которого объекты не могут быть обнаружены) тоже зависит от длительности импульса локатора, так как во время излучения приемное устройство не работает. Сигналы, отраженные от близко расположенных объектов, не могут быть приняты, потому что время распространения импульса до объекта и обратно меньше длительности импульса. Длительность импульса лазерного локатора может составлять 1 нс и менее, и мертвая зона практически определяется не длительностью импульса, а инерционностью в приемном канале.

Измерение скорости объекта с помощью локатора основано, как правило, на изменении доплеровского сдвига частоты отраженного сигнала по сравнению с опорным. Более высокая точность измерения лазерным локатором обусловлена теми же причинами, что и точность измерения расстояний.

Повышенная помехоустойчивость связана не только с направленностью излучения, но и его монохроматичностью. Направленность обеспечивает минимум посторонних сигналов на входе приемника, монохроматичность позволяет ставить на вход приемника интерференционные фильтры, что исключает фон даже в пределах узкой диаграммы направленности приемной антенны.

В начале параграфа было отмечено, что обязательным элементом локатора (дальномера, в частности) является модулятор. Модуляторы, использующие эффект Керра, работают на частотах до 10^9 Гц и требуют больших энергетических затрат. Эффект Поккельса (аналог эффекта Керра в твердом теле) позволяет осуществить модуляцию на таких же частотах при меньших энергетических затратах; этот тип модуляторов сейчас очень распространен. Модуляторы на основе эффекта Фарадея работают на частотах до 10^{10} Гц, но имеют узкую полосу пропускания (порядка 10^6 Гц), громоздки и требуют создания системы охлаждения.

Из других методов амплитудной модуляции излучения ГРЛ можно перечислить модуляцию током разряда и локальным магнитным полем. Но эти методы из-за низких частот модуляции малопригодны для локации.

Частотная модуляция лазерного излучения может быть осуществлена с помощью эффектов Зеемана, Штарка, изменения оптической длины резонатора. Перестройка частоты осуществляется в пределах 100–200 МГц.

В качестве антенн лазерных локаторов используют телескопы, диаметр зеркал которых определен параметрами локатора в соответствии с выражением (8.1). Применяются зеркала диаметром от 20–30 см до нескольких метров. Последние пригодны для использования в береговых комплексах. Приемная и передающая антенны бывают совмещенными (рис. 8.1), но могут иметь и два отдельных канала. Сканирующие устройства подразделяют на механические (обеспечивают угол, измеряемый десятками градусов) и электрооптические. В последнем случае резко возрастает скорость сканирования и уменьшается угол отклонения луча.

За телескопом в приемном канале расположен интерференционный фильтр (полоса 10–50 А), устраняющий внешний фон. Фильтр находится у входа оптического усилителя, который представляет собой активный элемент лазера. В качестве детекторов используют фотоэлектронные умножители или фотодиоды. С помощью ФЭУ-76 детектируют сигналы, модулированные частотами до 1000 МГц. Некоторые типы фотодиодов (ЛФД-2) позволяют выделять частоты до 2000 МГц. В качестве детектора для излучения с длиной волны 0,63 мкм можно рекомендовать диоды ФД-7К, ФД-24К, обладающие минимальными собственными шумами. Для уменьшения шумов фотоприемники охлаждают.

В качестве детекторов используют фотоклистроны и лампы бегущей волны с фотокатодом. Они могут использоваться в качестве смесителей в супергетеродинных приемниках. В качестве гетеродина применяют лазер, стабилизированный по частоте, чтобы обеспечить эффективное использование узкополосных цепей радиоприемника.

Распространение лазерного излучения через атмосферу определяют поглощение, рассеяние и турбулентность. В результате ослабляется интенсивность излучения, происходит рефракция. Атмосфера довольно прозрачна в видимом диапазоне спектра, имеет несколько окон прозрачности (1–5 мкм), большое затухание (5–7.5 мкм), большое окно прозрачности (8–13 мкм). На последнее приходится излучение лазера на углекислом газе. Исследования окон прозрачности с помощью лазера показывают, что и в них имеется много полос поглощения. Наличие турбулентности накладывает ограничения на увеличение апертуры приемника. Перечисленные явления в атмосфере ограничивают дальность и точность измерений.

Лазерной локации в атмосфере посвящены отдельные книги (например, [Воробьев, 1983; Мусьяков и др., 2000; Лёгкий и др., 2000]).

Здесь мы ограничились её кратким рассмотрением для использования в данной и следующей главах.

8.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВОДЕ

Изучению распространения света в воде посвящён ряд монографий (см., например [Березкин и др., 1940; Шулейкин, 1953; Ерлов, 1970; Иванов, 1975; Шифрин, 1983; Долин, Левин, 1991] и большое число оригинальных публикаций. Распространение света характеризуют обычно коэффициентом поглощения k и коэффициентом рассеяния σ. Указанные коэффициенты зависят от свойств воды. Особый интерес представляет морская вода.

Вода имеет сплошной спектр поглощения, но не нейтральный. Свет не только поглощается, но и рассеивается. Причиной рассеяния света является оптическая неоднородность воды. В результате свет, проходя толщу воды, ослабляется. Ослабление

$$\varepsilon = \sigma + k$$

Чистая вода имеет минимальное ослабление в диапазоне 0.44 – 0.48 мкм, морская вода – в диапазоне 0.46–0.48 мкм. Однако в море вода не бывает чистой и многочисленные взвеси (планктон, продукты распада и т.д.) приводят к тому, что минимальное ослабление лежит в разных морях от 0.51 мкм (Баренцево море) до 0.57 мкм (Балтийское море). В некоторых случаях области минимального ослабления находятся в жёлтой и даже красной области спектра. Авторы [Feigels, Kopelevich, 1999] упоминают 4 длины волны медного ОКГ, которые можно использовать в исследовании моря: 0.5106 мкм, 0.5394 мкм, 0.5782 и 0.6154 мкм. Ниже рассмотрим свойства морской воды подробнее.

Океан, как и атмосфера, представляет собой мутную среду. Условия распространения излучения оптического диапазона в море существенно отличаются от условий в атмосфере, как по величине, так и по спектральному распределению ослабления. Дальность распространения света в море на 2–3 порядка меньше чем в атмосфере, а в глубины океана проникает свет лишь в узком сине-зеленом участке спектра. Атмосфера – преимущественно рассеивающая среда, в океане значительную роль играют и поглощение и рассеяние.

Кроме того, водная среда характеризуется наличием молекулярных неоднородностей, взвесей, органического и неорганического происхождения, микроорганизмов (зоо и фитопланктона), а также микронеоднородностей показателя преломления, обусловленных температурными градиентами, различием в солености и т.п. Перечисленные факторы могут изменяться во времени, что еще более усложняют явления, возникающие при распространении света в толще воды.

8.2.1. ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОДЫ

Вода обладает дисперсией и показатель преломления воды неодинаков для различных длин волн. Он изменяется с изменением солености и температуры воды. Основу вод океана составляет дисциллированная вода, оптические свойства которой практически неизменны по всему мировому океану. В ультрафиолетовой и видимой области показатель преломления воды убывает с ростом длины волны [Букин и др., 1999] см. табл.8.1.

Таблица 8.1. **Показатель преломления чистой воды для ультра фиолетового и видимого излучения для t=20°C**

λ, нм	214	303	405	486	509	589	671	768
n	1.4032	1.3581	1.3428	1.3371	1.3360	1.3330	1.3308	1.3289

Показатель преломления морской воды несколько выше показателя преломления чистой воды. Изменение солености влияет сильнее, чем температура:

$$\Delta n/\Delta s = 20x10\ [1/°/oo]$$

$$\Delta n/\Delta t = 5x10\ [1/°C]$$

Спектральное изменение показателя преломления не превышает 4 % для широкого диапазона длин волн. Влияние температуры и солености на показатель преломления воды показано в табл. 8.2 и 8.3.

Амплитуды колебаний солености и температуры в толще морской воды происходят в широких пределах: соленость от нуля до 40%, минимальная температура морской воды t_{min} = –2.1°C, максимальная t_{max} = 40° C. На распределение солености влияют различные факторы: испарение на поверхности воды, смешение вод с различной соленостью, выпадение атмосферных осадков и т.д.

Таблица 8.2. **Значения показателя преломления чистой воды для температур 10÷30°C**

Длина волны, нм	Показатель преломления при t°, C				
	10	15	20	25	30
434	1.34110	1.3408	1.3405	1.3398	1.3392
486	1.33780	1.33750	1.33714	1.33660	1.3360
589	1.33374	1.33341	1.33299	1.33252	1.33192
656	1.33180	1.33150	1.33115	1.33070	1.330200

Таблица 8.3. **Показатель преломления воды для линии 589,3 нм при различных значениях температуры и солености**

Температура, °C	Соленость S,°/oo				
	0	10	20	30	40
0	1.33401	1.33601	1.33800	1.33999	1.34200
10	1.33370	1.33561	1.33751	1.33941	1.34131
20	1.33299	1.33485	1.33669	1.33853	1.34038
30	1.33196	1.33378	1.33558	1.33739	1.33920

Распределение температуры также обусловлено многими факторами: годовым запасом тепла, получаемого от солнца, суточными колебаниями температуры, наличием течений, испарением с поверхности моря неравномерным экранированием различных участков моря облаками, теплообменом между морем и атмосферой, конвекцией, выпадением облаков, таянием льдов и т.д.

8.2.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МУТНОЙ СРЕДЫ

Изменение оптических свойств океанических вод обязано присутствию растворенных и взвешенных веществ различного происхождения. Наличие частиц взвеси проявляется как в рассеянии, так и в поглощении света. Оптические свойства мутной воды характеризуют показателями рассеяния и поглощения, имеющими размерность $м^{-1}$, и безразмерной функцией угла- индикатрисой рассеяния $\chi(\theta)$. Вместе с величинами σ и æ используются также параметры:

$\varepsilon=\sigma+æ$ – показатель ослабления

Таблица 8.4. **Основные гидрооптические характеристики и расчетные соотношения**

№ п/п	Наименование	Формула	Размерность	Примечание
1	2	3	4	5
1.	Показатель ослабления	$E = -1/Po\ /dP/dl$	$м^{-1}$	
2.	Показатель поглощения	$æ=ε-σ$	$м^{-1}$	σ-показатель рассеяния
3.	Вероятность выживания фотона	$\Lambda = \sigma/\varepsilon$		
4.	Индикатриса рассеяния (угловое распределение рассеянного света)	$X(\theta) = E(\theta) / Еизотр.$ Или $X(\theta)=2E(\theta) / \int_0^{\pi} E(\theta)\sin\theta d\theta$		E(θ) – реальное распределение облученности Еизотр.-значение облученности в случае изотропного рассеяния для сферы, охватывающей элементарный объем
5.	Средний косинус угла рассеяния	$\overline{Cos(\theta)} = ½ \int_0^{\pi} \cos\theta X(\theta)\sin\theta d\theta$		
6.	Средний квадрат угла рассеяния	$\bar{\theta}^2 = ½ \int_0^{\pi} \theta^2 X(\theta)\sin\theta d\theta$		
7.	Средний квадрат угла рассеяния по интервалу $0<\theta<45°$	$\bar{\theta}^2 45° = \int_0^{\pi/4} \theta^2(\theta)\sin\theta d\theta / \int_0^{\pi/4} X(\theta)\sin\theta d\theta$		
8.	Доля света, рассеянного в заднюю полусферу	$\varphi 90° = ½ \int_{\pi/2}^{\pi} X(\theta)\sin\theta d\theta$		
10.	Коэффициент ассиметрии индикатрисы рассеяния	$Kac = (1-\varphi 90°)/\varphi 90°$		
11.	Закон Бугера	$P(\ell)=P(0)e^{-\varepsilon\ell}$	Вт	

и $\Lambda=\sigma/\varepsilon$ – вероятность выживания фотона

Указанные характеристики описывают воздействие элементарного объема среды на элементарный (узкий, параллельный, монохроматический) пучок света. Под элементарными понимается объем среды, который оказывает слабое воздействие на пучок, т.е. изменяет его мощность P на величину $\Delta P \ll P$.

В гидрооптике оптические характеристики элементарного объема воды принято называть первичными гидрооптическими характеристиками (ПГХ). Кроме ПГХ для описания оптических свойств воды используют также « относительную прозрачность» или «прозрачность воды по белому диску» Zб, представляющую собой предельную глубину видимости погруженного в воду белого диска диаметром 30 см наблюдаемого визуально с небольшой высоты (с борта судна) через поверхность моря. Прозрачность по белому диску довольно сложным образом зависит от всего набора ПГХ (в том числе от их спектрального распределения), а также от условий освещения и наблюдения. Тем не менее, ее удается использовать для ориентировочной оценки ПГХ и прогнозирования дальности видимости различных объектов в данном районе моря.

Расчетные формулы для ПГХ и вспомогательных характеристик сведены в таблицу 8.4.

8.2.3. ПОКАЗАТЕЛЬ РАССЕЯНИЯ

Рассеяние света в морской воде происходят на флюктуациях плотности и на частицах взвеси. Показатель молекулярного рассеяния воды (табл. 5.3) гораздо меньше общего показателя рассеяния. Наблюдающаяся изменчивость рассеяния целиком определяется вариациями взвеси (Бабак и др., 1969).

Общий показатель рассеяния слабо изменяется по спектру, медленно возрастает с уменьшением длины волны.

В поверхностных водах открытых океанов значение показателя рассеяния колеблется в основном в пределах $\sigma = 0.1\ldots0.2\ м^{-1}$ со средним значением $\sigma = 0.15\ м^{-1}$. В глубинных водах $\sigma = 0.05\ldots0{,}1\ м^{-1}$ со средним значением $\sigma = 0.075\ м^{-1}$. Минимальное значение $\sigma = 0.022\ м^{-1}$ зафиксировано на глубине 500 м в Тихом океане. В прибрежных зонах с высокой концентрацией взвеси σ может повышаться до $\sigma = 2\ldots3\ м^{-1}$.

В таблице 8.5 приведены значения показателя σ на разных глубинах в открытом океане, усредненные по измерениям на 34 станциях в Атлантическом и Тихом океанах.

Таблица 8.5. **Значения показателя σ на разных глубинах**

Слой, м	0-50	50-100	100-200	200-1000
σ, $м^{-1}$	0.17	0.13	0.09	0.06

Наиболее явно выражается стратификация показателя σ по глубине наблюдается в верхнем слое океана. Основной особенностью вертикальных распределений показателя рассеяния является наличие слоев пониженной прозрачности, как правило, совпадающих со слоями скачка плотности воды. На практике не всегда необходимо подробно рассматривать вертикальные распределения показателя рассеяния, в ряде случаев, например, при оценке видимости можно пользоваться характеристиками, усредненными по слою воды между объектом наблюдения и системой видения.

8.2.4. ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ

Индикатриса рассеяния морской воды x(θ) сильно вытянута вперед. Основной вклад в общий показатель σ дает рассеяние под малыми углами θ.

Измерения, проведенные в конце 20 века, показали, что индикатрисы рассеяния в различных районах моря могут существенно отличаться.

В таблице 8.6 приведены средние значения параметров индикатрисы рассеяния в поверхностных и глубинных водах Тихого и Индийского океанов. По спектру параметры индикатрисы меняются слабо.

Таблица 8.6. **Средние значения параметров индикатрисы рассеяния**

Район	Слой, м	Σ, $м^{-1}$	Кас	φ90°	$\overline{\cos\theta}$
Открытый океан	<100	0.15	42	0.023	0.91
	>100	0.073	26	0.037	0.88
Район высокой биопродуктивности и вблизи рек	<100	0.25	65	0.015	0.94

Коэффициент асимметрии Кас, который характеризует степень вытянутости индикатрис, меняется в широких пределах от 8 до 200, что указывает на непостоянность состава взвеси. Морская взвесь полидисперсна и состоит из частиц различной породы. Считалось, что индикатрисы морской воды являются плавными функциями, т.к. экстремумы, для различных частиц налагаясь друг на друга, сглаживаются. Однако измерения, выполненные через малые угловые интервалы, показали, что до 30% индикатрис океанических вод имеют статистически достоверные промежуточные экстремумы. Наиболее часто наблюдаются максимумы на углах рассеяния 30°, 60°, 80°, 135°. Причиной их возникновения на морских индикатрисах является узкий спектр размеров частиц, определяющих основной вклад в рассеяние в данном направлении и наличие у этих частиц «монодисперсных» максимумов рассеяния на данных углах.

8.2.5. ПОКАЗАТЕЛЬ ПОГЛОЩЕНИЯ

Показатель поглощения относится к числу сравнительно мало изученных оптических характеристик морских вод. Главная причина этого – отсутствие удобного и простого метода его непосредственного измерения. Большинство имеющихся данных получено расчетным путем из измерения других оптических характеристик.

Показатель поглощения света морской водой складывается из постоянной части- поглощения самой водой и переменной- поглощения растворенными и взвешенными веществами. Поглощения самой водой минимально в области 450–500 нм, слегка возрастает в коротковолновую сторону и резко увеличивается в красную, начиная, примерно, с 550 нм. Поскольку рассеяние мало зависит от длины волны, область наименьшего ослабления соответствует минимуму показателя поглощения (æmin). Значения æmin в разных районах Мирового Океана приходится на разные длины волн, однако, во всех случаях положение æmin находится в пределах спектрального диапазона 470 –

Таблица 8.7. **Среднее спектральное распределение поглощения в поверхностных водах**

λ, нм	450	470	490	510	530	550	570	590
æ, $м^{-1}$	0.044	0.033	0.026	0.02	0.03	0.04	0.05	0.15

570 нм. В таблице 8.7 показано среднее спектральное распределение поглощения в поверхностных (до глубин 100 м) водах Индийского и Тихого океанов.

8.2.6. ПОКАЗАТЕЛЬ ОСЛАБЛЕНИЯ И ВЕРОЯТНОСТЬ ВЫЖИВАНИЯ ФОТОНА. ПРОЗРАЧНОСТЬ ПО БЕЛОМУ ДИСКУ

Показатель ослабления – наиболее общая характеристика оптических свойств морской воды, поскольку в его формировании участвуют как рассеяние, так и поглощение света. По этой причине, а также вследствие того, что существуют простые и удобные методы его непосредственного измерения в море, для распределения показателя ослабления в водах океана имеется наибольшее количество экспериментальных материалов по сравнению с другими оптическими характеристиками.

Поскольку рассеяние значительно менее селективно по спектру, чем поглощение, спектральный ход показателя ослабления в основном определяется спектральной изменчивостью поглощения. Максимум прозрачности чистых океанических вод лежит в области 460–490 нм. По мере уменьшения общей прозрачности вод максимум пропускания, как правило, постепенно смещается и более длинными волнами.

Вертикальное распределение прозрачности может иметь самый разнообразный характер в зависимости от гидрологических, динамических и биологических условий. Как правило, вода поверхностных горизонтов обладает повышенным ослаблением из-за содержания взвеси биологического происхождения. Ниже границы биологически активного слоя прозрачность возрастает. Глубинные воды обычно отличаются высокой прозрачностью и однородностью, за исключением районов глубинных течений, несущих различные водные массы. В непосредственной близости ко дну иногда наблюдается понижение прозрачности.

Значение показателя ослабления в поверхностных водах субтропических и тропических широт в открытом океане составляет 0.17–0.19 $м^{-1}$ в области λ=546 нм. В умеренных широтах среднее значение ε для λ=546 нм повышается до 0.24–0.26 $м^{-1}$. Одновременные измерения σ и $æ$ (или σ и ε, или $æ$ и ε), дающие возможность определить

вероятность выживания фотона проводились сравнительно редко, в основном только в одной точке спектра (λ=550 нм). Для поверхностных вод среднее значение Λ550 по данным измерений в Индийском океане равно 0.75, для глубинных вод (>100 м)-0.58.

Таблица 8.8. **Сведения о значениях Zб в морях и заливах**

Район	Zб, м
Черное море	5-28
Балтийское море (Финский и Ботнический заливы)	6-12
Средиземное море: центральная часть	20-50
Средиземное море: прибрежные районы	до 20
Баренцево море	6-24
Карское море	2-25
Панамский залив	10
Бенгальский залив	45

В области спектра, соответствующей минимуму поглощения (510 нм для поверхностных вод, 470–490 нм для глубинных) вероятность выживания фотона повышается до 0,8÷0,9. Прозрачность по белому диску Zб благодаря простоте измерения является наиболее изученной из оптических характеристик Мирового океана. Сведения о значениях Zб в морях и заливах можно получить из таблицы 8.8.

8.3. ЛАЗЕРНЫЕ ГИДРОЛОКАТОРЫ

В указанном диапазоне работает большое число ОКГ (вкл. 2-е гармоники излучения). См., например, [Привалов, 1989]. Перечислим некоторые из них. Мощность излучения He-Cd и He –Se ОКГ явно недостаточна, хотя излучение – в сине-зелёной области.

ОКГ на однократно ионизированном аргоне в видимом диапазоне работает почти на 20 длинах волн. 10 из них лежит в интервале 0.4545 мкм – 0.5287 мкм, наиболее мощные 0.4880 и 0.5145 мкм. Промышленные лазеры имеют мощность до 10 Вт, лабораторные установки до 500 Вт [Донин, 1991]. ОКГ может работать в импульсном режиме, длительности импульса более 0.1 мкс на частотах 10 Гц –

10 кГц. Более короткие импульсы, возможно, можно получить, модулируя добротность резонатора. ОКГ требует при больших мощностях водяного охлаждения. На наш взгляд этот ОКГ может представлять интерес для работы на стенде.

ОКГ на однократно ионизированном криптоне в диапазоне 0.46-0.87 мкм работает примерно на 20 линиях. 80% мощности приходится на длину волны 0.6471 мкм. Далее идут 0.6764 и 5682 мкм. Короче 0.53 мкм мощность в 2–3 раза слабее аргоновых линий в этом диапазоне. Этот ОКГ нам менее интересен.

ОКГ на парах меди работает только в импульсном режиме. Тактовая частота импульсов – сотни кГц и более. Длительность импульса 15–20 нс.

Линии излучения медного лазера 0.5782 и 0.5106 мкм не уступают по средней мощности аргоновому ОКГ. Не требуется водяное охлаждение. Но прибор не работает в наклонном положении. Параметры импульса плохо регулируются. Необходимо работать только в режиме накопления.

ОКГ на АИГ с неодимом (вторая гармоника 0,53 мкм) позволяет получать импульсы 2–3 нс с энергией 0.5 Дж на частоте 10 Гц. Этот ОКГ чаще других используется в гидролокаторах. Известная дальность работы в чистой воде – 80 м. Поскольку нужны короткие импульсы с достаточной энергией, этот ОКГ наиболее подходит для наших целей.

Появился ОКГ на Cr^3: $LiSrAlF_6$. По ряду параметров он со временем превзойдёт ОКГ на Nd:YAG.

Последние годы созданы лазерные диоды с излучением 0.8–0.9 мкм с мощностью более 100 Вт. Вторая гармоника их излучения могла бы оказаться перспективной для чистой воды в качестве дополнительного излучения. Резко уменьшаются габариты, низкое напряжение питания и т.д.

Из перечисленных ОКГ на сегодня нас наиболее устраивает вторая гармоника ОКГ на АИГ с неодимом. Рассмотрим этот ОКГ подробнее.

Рассмотрение твердотельных ОКГ выходит за рамки настоящего пособия.

Функциональная схема гидролокатора напоминает функциональную схему воздушного лидара [Привалов, Шеманин, 2001]. Известные нам гидролокаторы построены, в основном, на базе ОКГ на ИАГ с неодимом. На рис. 8.2 представлена схема одного из разработанных

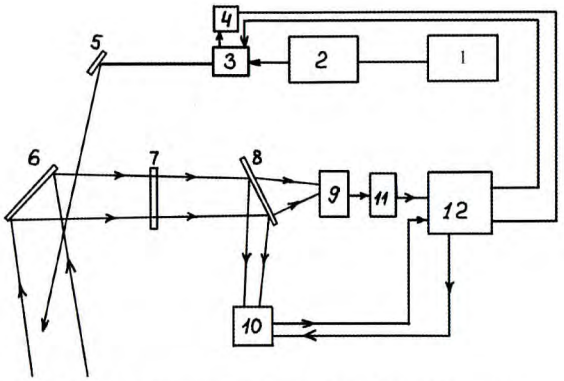


Рис.8.2. Функциональная схема гидролокатора.
1 – ОКГ, 2 – оптический усилитель, 3 – формирователь зондирующего импульса, 4 – фотодиод, 5 и 6 – поворотные зеркала, 7 – апертура приёмника, 8 – светоделитель, 9 – спектрометр, 10 и 11 – фотоумножители (ФЭУ), 12 – измерительный комплекс с ЭВМ.

в ТОИ ДВО АН СССР гидролидаров [Ильичев и др., 1988].На рисунке дан один канал регистрации.

Прибор ТОИ имеет 4 канала регистрации для разных глубин. Такая схема позволяет получить одновременно картину на разных глубинах, но не позволяет сосредоточить весь отражённый сигнал в одном канале. Более современные лидары имеют примерно такую же функциональную схему.

Указанные в [Привалов, Шеманин, 2001; Ильичев и др., 1988] фотоприёмники далеки от оптимальных. Анализ литературы [Ишанин, 1986; Bukin et al., 1998] показывает, что ряд преимуществ имеют ФЭУ 135 и ФЭУ 146. Последние отечественные разработки позволяют выбрать оптимальный ФЭУ, например, ФЭУ 157 и ФЭУ 175.

Остаётся рассмотреть оптику, проводящую излучение из воды к ФЭУ. Объектив – одно из основных звеньев подводных систем наблюдения. Он формирует на фоточувствительной поверхности приемника изображение объекта наблюдения (в системах подводной фотографии и телевидения) или световой сигнал от объекта наблюдения (в измерительных системах и лидарах). Качество работы оптической системы зависит от влияния среды и характеристик объектива. При выборе объектива необходимо оптимально согласовать его характеристики с характеристиками остальных элементов системы. Характеристики

объектива можно условно разделить на две принципиально отличные группы: габаритные и аберрационные. Последние важны для аппаратуры фото и телевизионного наблюдения, поэтому далее рассмотрим только габаритные характеристики объектива: положение плоскостей предмета и изображения, положение входного и выходного зрачков, поле зрения, светосилу, общую длину объектива и световые диаметры.

Положение предмета и изображение.

Каждый объектив рассчитан на определенное положение плоскости предмета, которое может изменяться в небольших пределах. При работе под водой объекты расположены обычно не ближе 1 м от объектива, что намного больше нормального фокусного расстояния объектива. Поэтому можно считать, что плоскость предмета расположена в бесконечности и объектив должен быть рассчитан для работы с «бесконечно удаленным предметом». Характеристикой, определяющей положение плоскости изображения, будет задний отрезок s 'F, представляющий собой расстояние от последней поверхности объектива до задней фокальной плоскости.

Положение зрачков.

Перспектива изображения, а также изменение его масштаба при перемещении плоскости предмета и изображения определяется положением зрачков. Входной зрачок объектива, работающего с бесконечно удаленным предметом, находится вблизи самого объектива, т.е. в том же месте, где помещается глаз, рассматривающий предмет. Следовательно, объектив «видит» объекты под тем же углом, что и глаз. Поэтому при работе под водой всегда имеем нормальную перспективу и для объектива – в этом случае остается характеристика, определяющая положение выходного зрачка, т.е. удаление выходного зрачка от задней поверхности объектива. От этой величины зависит изменение масштаба изображения при перемещении плоскости изображения.

Поле зрения.

Объектив может обеспечить удовлетворительное качество изображения и достаточную его освещенность только для некоторого ограниченного поля зрения. Максимальная величина этого поля зрения обычно измеряется в угловой мере (2βmax). Этой величине соответствует также максимальный размер изображения.

Объективы, имеющие поле зрения от 35 до 50°, называются нормальными, с полем зрения менее 35° – длиннофокусными или телеобъективами.

Светосила.

Эта характеристика определяет способность объектива давать более или менее яркие изображения объектов. Светосила характеризуется коэффициентом пропускания τ и относительным отверстием D/f '0, где D – диаметр входного зрачка объектива, f '0 - заднее фокусное расстояние.

Габаритные размеры объектива.

Общая длина объектива Lmax и световые диаметры передней и задней линз D1 и D2 имеют большое значение при конструировании оптической системы.

От D1 зависит размер защитного стекла (иллюминатора) объектива для работы под водой и связанные с этим требования к герметизации, прочности и другие. От D2 зависит возможность применения объектива с конкретным типом фотоприемника

Изменение характеристик объектива в воде.

При использования объектива в подводной аппаратуре вода отделяется от него защитным стеклом – иллюминатором

Следовательно, с точки зрения габаритных характеристик необходимо рассматривать систему объектив плюс иллюминатор. Характеристики системы в воздухе и в воде будут зависеть от формы и конструкции иллюминатора. Наиболее простым является иллюминатор в виде плоскопараллельной стеклянной пластины. Очевидно, что габаритные и аберрационные характеристики, которые имеют объектив в воздухе, изменятся при работе объектива под водой. Эти изменения являются следствием следующих особенностей воды, рассмотренных ранее: вода имеет отличный от единицы и зависящей от длины волны показатель преломления n; вода представляет собой рассеивающую и неоднородную среду со случайным распределением показателя преломления (турбулентная среда). Здесь рассматривается влияние на габаритные и аберрационные характеристики только показателя преломления воды.

Рассмотрим преломление лучей через иллюминатор. Если вода отсутствует, то n1=n3 =1 луч, выходящий из иллюминатора, всегда параллелен падающему, независимо от показателя преломления ил-

Таблица 8.9. **Основные параметры некоторых длиннофокусных объективов**

Параметр	Таир 38Ц	Юпитер 6	Телемар 22	Таир-3А	МТО-500	МТО-1000
Фокусное расстояние, мм	133.2	180.29	201.6	299.89	500.7	1000.8
Относительное отверстие	1:4	1:2.8	1:5.6	1:4.5	1:8	1:10
Угловое поле зрения, град	18	14	12.5	8	5	2.5
Рабочее расстояние, мм	49.9	45.2	45.2	45.5	45.2	45.2
Передний фокальный отрезок, мм	-160.99	-197.7	-296	-371.67	-2437.2	-6641.16
Задний фокальный отрезок, мм	64.83	83.06	80.56	142.34	39.26	61.10
Коэффициент светопропускания не менее	0.81	0.8	0.85	0.8	0.58	0.5
Разрешающая сила, лин/мм						
в центре не менее	40	35	40	36	35	28
по полю не менее	25	16	2.5	30	22	16
Пределы фокусировки, м	1.5…∞	2…∞	2.5…∞	2.2…∞	4…∞	10…∞
Число линз, шт	5	5	4	3	4	4
Световой диаметр первой поверхности, мм	43.2	68	41	66.65	63.2	100.0
Световой диаметр последней поверхности, мм	19.2	31	25.6	30.98	27.0	29.0
Конструктивные элементы						
Наибольший диаметр оправы, мм	64.5	90	63	83	101	150
Длина оправы, мм	112	145	135	270	165	260
Посадочные размеры для насадок:						
Резьбовых	СпМ49 x0.5	СпМ77 x0.75	СпМ49 x0.5	-	СпМ77 x0.75	5М120 x1
Гладких (диаметр), мм	51	80	51	83	80	125
Масса, г	498	1500	475	1600	1500	3900

люминатора. Угловая величина предмета до иллюминатора β будет такой же, как и после. При погружении системы в воду положение меняется. Угол луча с осью βa по выходе из иллюминатора зависит только от угла βw в воде и показателя преломления воды n w и не зависит от параметров плоскопараллельного иллюминатора – толщины

d и показателя преломления ni точно также, как если бы преломление происходило непосредственно из воды в воздух.

Учитывая также, что иллюминатор, не изменяет существенных характеристик объектива можно сделать вывод, что при рассмотрении работы объектива под водой с плоскопараллельным иллюминатором последний может не приниматься во внимание. Предмет углового размера 2βw в воде будет восприниматься объективом как предмет углового размера 2βa в воздухе.

При работе оптической системы (иллюминатор плюс объектив) в водной среде габаритные характеристики отличаются от аналогичных характеристик объектива этой системы в воздухе: масштаб изображения увеличивается в n w =1.33 раза, поле зрения уменьшается в 1.33 раза. Фокусировка изменяется для предметов, расположенных на конечном расстоянии. Габаритные характеристики существенно не меняются. Таблица 8.9 с основными параметрами некоторых длиннофокусных объективов.

Гидролокатор позволяет обнаружить неоднородности в воде, обусловленные разными причинами. По-видимому, они сводятся к изменению показателя преломления. Можно определить поглощение и рассеяние в воде, наличие примесей, прозрачность по белому диску. Всё это формирует фон данного участка моря. Появление посторонних предметов меняет фон, что может быть зафиксировано.

Литература к главе 8

1. Воробьев В.И «Оптическая локация для радиоинженеров». М.: Радио и связь, 1983. 176 с.
2. Мусьяков М.П., Миценко И.Д., Ванеев Г.Г. «Проблемы ближней лазерной локации». М.: Изд. МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2000. 295 с.
3. Лёгкий В.Н., Миценко И.Д., Орлов В.Н. и др. «Системы ближней лазерной локации». Новосибирск: Изд. НГТУ, 2000. 134 с.
4. Берёзкин В.А., Гершун А.А., Янишевский Ю.Д. «Прозрачность и цвет моря». Л.: ВМА ВМФ, 1940. 124 с.
5. Шулейкин В.В. «Физика моря». М.: изд. АН СССР, 1953. 407 с.
6. Ерлов Н. «Оптическая океанография». М.: Мир, 1970. 222 с.
7. Иванов А.П. «Физические основы гидрооптики». Минск: НиТ., 1975. 503 с.
8. Шифрин К.С. «Введение в оптику океана». Л.: Наука, 1983. 208 с.
9. Долин Л.С., Левин И.М. «Справочник по теории подводного видения». Л. 1991, 232 с.
10. V.I. Feigels, Y.I. Kopelevich // Proc. SPIE v.3761, 1999. P. 130.
11. Букин О.А., Павлов А.Н., Пермяков М.С. и др. // Оптика атмосферы и океана (ОАО), 1999. № 8. С. 715.

12. Привалов В.Е. Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах. Л.: Судостроение, 1989. 260 с.

13. Донин В.И. Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1991. 207 с.

14. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. «Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере», учебное пособие БГТУ, СПб, 2001. 55 с.

15. Ильичёв В.И. , Букин О.А., Лысун В.Н. и др. // ДАН СССР, 1988. Т. 303, № 6. 148 с.

16. Ишанин Г.Г. «Приёмники излучения оптических и опто-электронных приборов». Л.: Машиностроение, 1986. 175 с.

17. Bukin O.A., Major A.Y., Pavlov A.N.et al // Inter J. Remote Seising, 1998. V. 19, 707 p.

ГЛАВА 9 ЛИДАРЫ

Лазерные локаторы, предназначенные не только и не столько для определения координат, а для определения концентрации примесей в атмосфере, называют лидарами. Лидар – это система дистанционного лазерного зондирования. Представляет собой бесконтактное средство измерения параметров удаленной мишени, в котором лазерное излучение направляется через атмосферу на мишень, а рассеянное мишенью излучение с этого расстояния зондирования собирается приемным телескопом на фотоприемник.

9.1. ПРИНЦИПЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Лидар состоит из передатчика – лазерного излучателя и приемника – приемного телескопа со спектроанализатором и фотоприемником. Управление лидаром и обработка сигнала с фотоприемника осуществляется специализированным электронным устройство, работающим на линии с персональным компьютером (ПК). В работах [Межерис, 1987; Зуев и др., 1986; Привалов, Шеманин, 2001; She, 1990; Привалов, Шеманин, 1999] были предложены различные варианты лидарных систем, предназначенных для решения различных задач экологического мониторинга и непрерывного контроля загрязнения атмосферы. Такая станция мониторинга выбросов на промышленном объекте – лазерная система диагностики качества атмосферного воздуха [Воронина и др., 2002а; 2003а; 2003б] – может быть представлена лидаром, или совмещать в себе несколько типов лидаров, реализующих методы дифференциального поглощения и рассеяния и комбинационного рассеяния света, что определяется типом загрязняющих веществ и особенностями наблюдаемого района. Сама

разовалось при поглощении фотона, поэтому энергии испускаемого и поглощенного фотонов одинаковы (резонансная флуоресценция); в спектрах испускания и поглощения (возбуждения) наблюдаются совпадающие узкие линии. Однако в многоатомных молекулах часть поглощенной энергии превращается в тепловую (происходит диссипация энергии), что приводит к сдвигу спектра испускания относительно спектра возбуждения в низкочастотную (длинноволновую) область (закон Стокса [Воронина и др., 2002а; 2003а; 2003б; Ландсберг, 1976]). Квантовый выход флуоресценции определяется отношением числа испускаемых фотонов к числу поглощаемых и является функцией квантового выхода данного возбужденного состояния, вероятностью испускания фотона или константой скорости k_E этого процесса и средним временем жизни этого. В простых молекулярных системах типа газовых потоков флуоресценция после возбуждения коротким лазерным импульсом (по сравнению с средним временем жизни этого возбужденного состояния τ_i) затухает обычно по экспоненциальному закону [Межерис, 1987]:

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau_i), \qquad (9.2)$$

где I_0 – начальная интенсивность излучения, t – текущее время. Величина, обратная τ_i равна сумме констант скорости k_j всех излучательных и безызлучательных процессов гибели данного возбужденного состояния. При наличии в возбужденном состоянии равновесий между различными формами возбужденных молекул или переноса энергии кинетика флуоресценции становится более сложной и может быть описана суммой двух или нескольких экспонент. Флуоресценция обычно частично поляризована даже в случае изотропных образцов и возбуждения неполяризованным светом, если угол между направлениями наблюдения и возбуждения отличен от нуля. Наибольшая степень поляризации флуоресценции наблюдается в тех случаях, когда направления возбуждения x, наблюдения y и поляризации возбуждающего света z перпендикулярны друг другу и определяется отношением интенсивностей I_z и I_x компонент флуоресценции, поляризованных в направлениях z и x соответственно. Зависимость степени поляризации от частоты (или длины волны) возбуждающего света, содержит информацию о характере вращения молекул в газовых средах и процессах переноса энергии в этих молекулах. Уменьшение квантового выхода называется тушением флуоресценции. Оно может

наблюдаться под действием различных примесей (молекул газов в смеси) или при повышении температуры (температурное тушение). Под рассеянием света понимается изменение характеристик потока *лазерного излучения* при его взаимодействии с веществом. Этими характеристиками могут быть пространственное распределение интенсивности, частотный спектр и поляризация света. На аэрозольных частицах наблюдается упругое рассеяние света без изменения частоты или длины волны падающего излучения [Межерис, 1987; Зуев и др., 1986; Ван де Хюльст, 1961]. Часто рассеянием света называется только обусловленное пространственной неоднородностью среды или мишени изменение направления распространения света, воспринимаемое как несобственное свечение среды. Количественной характеристикой рассеяния света и при классическом, и при квантовом описании является дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma$, определяемое как отношение потока излучения dI, рассеянного в малый элемент телесного угла $d\Omega$, к величине падающего потока I_0:

$$(d\sigma/d\Omega) = dI/I_0 \qquad (9.3)$$

Полное сечение рассеяния σ есть сумма $d\sigma$ по всем $d\Omega$ (сечение измеряют обычно в $см^2$). При упругом рассеянии можно считать, что σ – размер площадки, «не пропускающей свет» в направлении его первоначального распространения. При классическом описании рассеяния света часто пользуются матрицей рассеяния, связывающей амплитуды падающей и рассеянных по всевозможным направлениям световых волн и позволяющей учесть изменение состояния поляризации рассеянного света. Наглядной характеристикой рассеяния света служит индикатрисса рассеяния – кривая, графически отображающая различие в интенсивностях света, рассеянного в разных направлениях [Межерис, 1987]. Рассеяние света аэрозольными частицами можно описать на основе теории дифракции света на диэлектрических частицах. Многие характерные особенности рассеяния света частицами удаётся проследить в рамках строгой теории, разработанной для сферических частиц английским учёным А. Лявом (1889) и немецким учёным Г. Ми (1908, теория Ми) [Борен, Хафмен, 1986]. Когда радиус частицы r много меньше длины волны света λ_n в его веществе, рассеяние света на нём аналогично нерезонансному рассеянию света атомом. Сечение (и интенсивность) рассеяние света в этом случае сильно зависит от r и от разности *диэлектрических проницаемостей*

ε и ε_0 вещества частицы и окружающей среды: $\sigma \sim \lambda_n^{-4} r^6(\varepsilon - \varepsilon_0)$ (Рэлей, 1871). С увеличением r до $r \sim \lambda_n$ и более (при условии $\varepsilon > 1$) в индикатрисе рассеяния появляются резкие максимумы и минимумы – вблизи так называемых резонансов Ми ($2r = m\lambda_n$, *где* $m = 1, 2, 3,...$). В этом случае сечения сильно возрастают и становятся равными $6\pi r^2$, рассеяние вперёд усиливается, назад - ослабевает, а зависимость поляризации света от угла рассеяния значительно усложняется. Рассеяние света большими частицами ($r >> \lambda_n$) обычно рассматривают на основе законов геометрической оптики с учётом интерференции лучей, отражённых и преломленных на поверхностях частиц. Важная особенность этого случая – периодический по углу характер индикатрисы рассеяния и периодическая зависимость сечения от параметра r/λ_n. Именно рассеяние света на крупных частицах обусловливает ореолы, радуги, гало и другие явления, происходящие в аэрозольных средах туманах и облаках. Частным случаем рассеяния света является комбинационное рассеяние света веществом, которое сопровождается заметным изменением частоты рассеянного света. Если источник испускает линейчатый спектр, то при комбинационном рассеянии света в спектре рассеянного света обнаруживаются дополнительные линии, число и расположение которых тесно связаны с молекулярным строением вещества. Это схематично изображено на рис. 7.1. Комбинационное рассеяние света открыто в 1928 российскими физиками Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом при исследовании рассеяния света в кристаллах и одновременно индийскими физиками Ч.В. Раманом и К. С. Кришнаном при исследовании рассеяния света в жидкостях, поэтому в зарубежной литературе комбинационное рассеяние света часто называют эффектом Рамана. При комбинационном рассеянии света преобразование первичного светового потока сопровождается обычно переходом рассеивающих молекул на другие колебательные и вращательные уровни [Ландсберг, 1976], причём частоты новых линий в спектре рассеяния являются комбинациями частоты падающего света и частот колебательных и вращательных переходов рассеивающих молекул – отсюда и название «комбинационное рассеяние света». Для наблюдения спектров комбинационного рассеяния света необходимо сконцентрировать интенсивный пучок света на исследуемом образце. В качестве источника возбуждающего света чаще всего применяли ртутную лампу, а с 60-х гг. прошлого века – лазерный луч. Рассеянный свет фокусируется и попадает в спектрограф, где спектр комбинационного рассеяния света регистрируется фото-

графическим или фотоэлектрическим методами. Комбинационное рассеяние света наиболее часто связано с изменением колебательных состояний молекул. Такой спектр комбинационного рассеяния света состоит из системы линий спутников, расположенных симметрично относительно возбуждающей линии с частотой ν_0, как на рис. 9.1. Каждому спутнику с частотой $\nu_0 - \nu_i$ (красный, или стоксов спутник согласно закону Стокса [Ландсберг, 1976]) соответствует спутник с частотой $\nu_0 + \nu_i$ (фиолетовый, или антистоксов спутник). Здесь ν_i – одна из собственных частот колебаний молекулы. Таким образом, измеряя частоты линий комбинационного рассеяния света, можно определять частоты собственных (или нормальных) колебаний молекулы, проявляющихся в спектре комбинационного рассеяния света. Аналогичные закономерности имеют место и для вращательного спектра комбинационного рассеяния света, в котором частоты линий определяются вращательными переходами молекул. В простейшем случае вращательный спектр комбинационного рассеяния света – это последовательность почти равноотстоящих симметрично расположенных линий, частоты которых являются комбинациями вращательных частот молекул и частоты возбуждающего света.

Согласно квантовой теории, процесс комбинационного рассеяния света состоит из двух связанных между собой актов – поглощения первичного фотона с энергией $h\nu$ (*h – постоянная Планка*) и испускания фотона с энергией $h\nu'$, где $\nu' = \nu \pm \nu_i$ и происходящих в результате взаимодействия электронов молекулы с полем падающей световой волны. Молекула, находящаяся в невозбуждённом состоянии, под действием кванта с энергией $h\nu$ через промежуточное электронное состояние, испуская квант $h(\nu - \nu_i)$, переходит в состояние с колебательной энергией $h\nu_i$. Такая схема энергетических уровней и соответствующих переходов изображена на рис. 9.2.

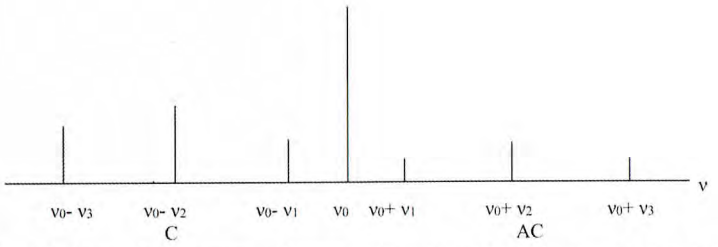


Рис. 9.1. Схема Стоксовых – С линий с частотами $\nu_0 - \nu_1$, $\nu_0 - \nu_2$, $\nu_0 - \nu_3$ и Антистоксовых – АС линий с частотами $\nu_0 + \nu_1$, $\nu_0 + \nu_2$, $\nu_0 + \nu_3$ при комбинационном рассеянии света с возбуждением на частоте ν_0.

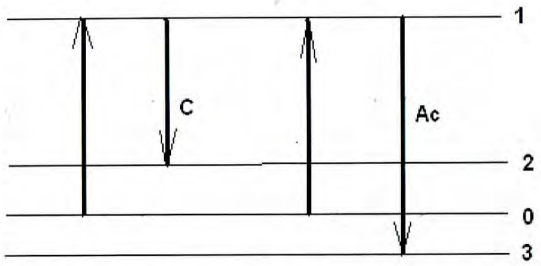


Рис. 9.2. Схемы Стоксова (С) и Антистоксова (АС) переходов при комбинационном рассеянии света. 0 – основной уровень, 1 – промежуточный электронный уровень молекулы, 2 – колебательный уровень с числом v = +1, 3 – колебательный уровень с числом v = -1

Этот процесс приводит к появлению в рассеянном свете стоксовой линии с частотой $\nu - \nu_i$. Если фотон поглощается системой, в которой уже возбуждены колебания, то после рассеяния она может перейти в нулевое состояние; при этом энергия рассеянного фотона превышает энергию поглощённого. Этот процесс приводит к появлению антистоксовой линии с частотой $\nu + \nu_i$ Вероятность w комбинационного рассеяния света (а следовательно, интенсивность линий комбинационного рассеяния света.) зависит от интенсивностей возбуждающего I_0 и рассеянного I излучения: $w = aI_0(b + I)$, где a и b — некоторые постоянные. При возбуждении комбинационного рассеяния света обычными источниками света (например, ртутной лампой) второй член в скобке мал и им можно пренебречь. Интенсивность линий комбинационное рассеяние света в большинстве случаев очень мала, причём при обычных температурах интенсивность антистоксовых линий I_{act}, как правило, значительно меньше интенсивности стоксовых линий I_{cm}. Поскольку вероятность рассеяния пропорциональна числу рассеивающих молекул, то отношение I_{act}/I_{cm} определяется отношением населённостей основного и возбуждённого уровней [Сущинский, 1969]. При обычных температурах населённость возбуждённых уровней согласно статистике Больцмана [Ландсберг, 1976] невелика и, следовательно, интенсивность антистоксовой компоненты мала. С повышением температуры их населённость возрастает, что приводит к увеличению интенсивности антистоксовых линий. Интенсивность линий комбинационного рассеяния света I зависит от частоты ν возбуждающего света: на больших частотных расстояниях от области электронного поглощения молекул $I \sim \nu^4$, а при приближении к полосе электронного поглощения наблюдается быстрый рост их интенсивности. В некоторых случаях при малых концентрациях вещества удаётся наблюдать резонансное комбинационное рассеяние света – рассеяние, когда частота возбуждающего света попадает в область полосы поглощения вещества. При возбуждении комбинационного рассеяния света лазерами большой мощности вероятность комбинационного рассеяния света возрастает и возникает вынужденное комбинационное рассеяние света [Бломберген, 1966], интенсивность которого того же порядка, что и интенсивность возбуждающего света.

Линии комбинационного рассеяния света в большей или меньшей степени поляризованы [Брандмюллер, Мозер, 1964; Бобович, 1969]. При этом различные спутники одной и той же возбуждающей линии имеют различную степень поляризации, однако характер поляризации стоксова и антистоксова спутников всегда одинаков. Степень деполяризации этих линий несет информацию о характере колебательной и вращательной релаксации молекулы [Бобович, 1969].

Комбинационное рассеяние света, как и спектроскопия инфракрасного поглощения, является эффективным методом исследования строения молекул и их взаимодействия с ионами или другими молекулами. Важно отметить, что спектр комбинационного рассеяния света и инфракрасный спектр поглощения не дублируют друг друга, поскольку определяются различными правилами отбора [Сущинский, 1969; Волькенштейн и др., 1972]. Сопоставляя частоты линий в спектре комбинационного рассеяния света и инфракрасном спектре одного и того же химического соединения, можно судить о симметрии нормальных колебаний [Волькенштейн и др., 1972] и, следовательно, о симметрии молекулы в целом. Таким путём из нескольких предполагаемых моделей молекулы может быть выбрана реальная модель, отвечающая закономерностям в наблюдаемых спектрах. Частоты, а также другие параметры линий комбинационного рассеяния света во многих случаях сохраняются при переходе от одного соединения к другому, обладающему тем же структурным элементом. Эта характеристичность параметров линий комбинационного рассеяния света лежит в основе структурного анализа молекул с неизвестным строением.

Спектры комбинационное рассеяние света каждого соединения настолько специфичны, что могут служить для идентификации этого соединения и обнаружения его в смесях. Качественный и количе-

ственный анализ по спектрам комбинационного рассеяния света широко применяется в аналитической практике, особенно при анализе смесей углеводородов [Ландсберг и др., 1956]. Благодаря применению лазеров в качестве источников возбуждающего света значительно расширился круг объектов, доступных для исследования методами комбинационного рассеяния света, и стало возможным более детальное изучение газов, порошков и окрашенных веществ, в том числе и полупроводниковых материалов.

9.2. ЛИДАР ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

Все эти явления, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с газовым потоком, лежат в основе рассматриваемых далее лидарных методов контроля и измерения концентрации загрязняющих веществ в атмосфере. По результатам выполненных ранее исследований различных типов лидаров [Привалов, Шеманин, 1999; Привалов, Шеманин, 1997; Inaba, Kobayasi, 1972; Лазерный..., 1979; Лазерная..., 1986], предназначенных для зондирования загрязняющих веществ в газовых потоках или чистой атмосфере, можно предположить, что для обнаружения концентраций N_a загрязняющих веществ порядка 10^{15} см$^{-3}$ и ниже в атмосфере наиболее предпочтительным будет использование систем дифференциального поглощения. Это объясняется тем, что сечение поглощения значительно превышает эффективное (с учетом тушения) сечение флуоресценции и комбинационного рассеяния света [Межерис, 1987]. В связи с этим на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим подбором длины волны излучения можно создать чувствительный метод измерения концентрации загрязняющих веществ в атмосфере.

Вариант лидара дифференциального поглощения подразумевает использование двухволнового излучателя: одна длина волны лазерного излучения попадает в центр полосы поглощения молекулы загрязняющего вещества, а другая – вне этой полосы [Зуев и др., 1995]. В качестве такого излучения можно использовать, например, две гармоники YAG: Nd лазера на длинах волн 1064 и 532 нм.

В общем случае основные параметры, определяющие сигнал дифференциального поглощения, описываются ДП - коэффициентом [Привалов, Шеманин, 1999; Воронина и др., 2002б]

$$X = \sigma_0 N_a \Delta R \qquad (9.4)$$

где X – ДП- коэффициент; σ_0 – сечение резонансного поглощения; N_a – концентрация атомов и ΔR – толщина поглощающего слоя.

С другой стороны, ДП - коэффициент определяется соотношением лидарных сигналов на двух выбранных длинах волн.

Из формулы (9.4) видно, что при известном значении сечения резонансного поглощения σ_a, можно достаточно эффективно использовать зависимость X от N_a в дистанционных измерениях концентраций загрязняющих веществ в атмосфере.

В лидаре дифференциального поглощения и рассеяния, оптическая схема которого приведена на рис. 9.3 [Воронина и др., 2002б], излучение YAG: Nd лазера 12 с импульсами длительностью 10 нс и энергиями 25 мДж на длине волны 532 нм или это излучение, преобразованное в кристалле сапфира с титаном в перестраиваемое в диапазоне 600 … 1200 нм излучение, далее которое преобразовывалось во вторую гармонику 300 … 600 нм.

Излучение лазера 13 с энергией в импульсе 40 мДж на длине волны 1064 нм направлялось в атмосферу вдоль оси приемного телескопа в качестве опорного. Лидар построен по коаксиальной схеме, когда оба луча имеют параллельные направления и параллельны оси приемного телескопа [Межерис, 1987; Зуев и др., 1986]. Интенсивность прошедшего сквозь атмосферу излучения на длине волны зондирующего излучения ослаблялось за счет поглощения атомами или молекулами [Межерис, 1987; Воронина и др., 2002б] и через интерференционный светофильтр 4 направлялось на фотоприемник 3. Одновременно полупрозрачным зеркалом 5 лазерное излучение на длине волны 1064 нм через интерференционный светофильтр 2 направлялось на фотоприемник 1 для измерения его интенсивности. Оно также прошло сквозь толщу атмосферы и служит в качестве опорного сигнала в дифференциальной схеме измерения. Импульсы напряжений с двух одинаковых фотоприемников 2 и 1 вводились в измерительную систему и записывались в ПК. Стеклянные пластины отводили часть лазерного излучения на длинах волн 532 и 1064 нм через светофильтры 8 и 10 на фотодиоды 9 и 11 для контроля энергии лазерных импульсов и синхронизации работы всего лидара.

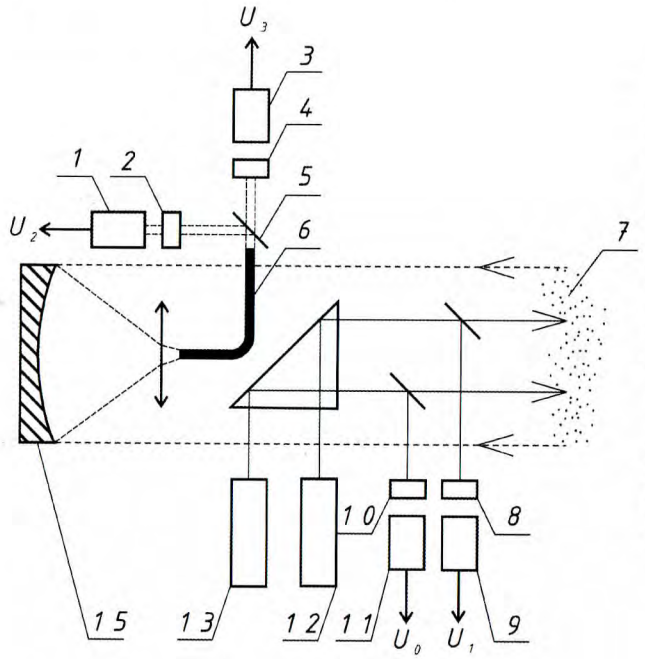


Рис. 9.3. Оптическая схема лидара дифференциального поглощения и рассеяния: 1, 3 – фотоумножители; 2, 4, 8, 10 – интерференционные светофильтры; 5 – полупрозрачное зеркало; 6 – световод; 7 – мишень, 9, 11 – фотодиоды; 12, 13 – лазеры; 14 – линзовый объектив и 15 – сферическое зеркало, 3 – плоскопараллельные пластины

Подбором коэффициентов усилителей на выходах фотоприемников были установлены коэффициенты передачи модулей, которые позволили перейти от напряжений к энергиям импульсов, а затем к ДП – коэффициенту X, график зависимости которого от заданного расстояния позволяет рассчитывать концентрацию атомов или молекул по известному сечение поглощения на длине волны зондирования. Этот результат можно использовать при дистанционных измерениях концентрации загрязняющих веществ в атмосфере.

9.3. ЛИДАР КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Наряду с дифференциальным поглощением и рассеянием для обнаружения загрязняющих веществ в атмосфере широкое распространение получил и метод комбинационного рассеяния света молекулами в газовых потоках [Межерис, 1987; Воронина и др., 2004;

Привалов и др., 1998]. Комбинационное рассеяние можно рассматривать как неупругий процесс, при котором лазерное излучение вызывает переход молекулы на виртуальный уровень с последующим почти мгновенным (время порядка 10^{-14} с) излучением на длине волны, отличной от лазерной. Разность энергий падающего и испущенного фотонов является характеристикой рассеивающей молекулы и обычно соответствует изменению колебательного квантового числа на единицу [Сущинский, 1969]. К сожалению, из-за малой величины сечений комбинационного рассеяния света молекулами большинства загрязняющих веществ (порядка 10^{-29} см^2 против 10^{-18} см^2 для сечения поглощения) чувствительность этого метода ограничена. Поэтому наиболее вероятным представляется применение лидара комбинационного рассеяния света для дистанционного контроля дымовых шлейфов труб, концентрации молекул в которых и могут достигать величины 10^{16} см$^{-3}$, что на 2 порядка больше типичных значений для рассеянных в атмосфере молекул. Однако комбинационное рассеяние света является эффективным в аналитических целях из-за высокого пространственного разрешения, возможности калибровки и простоты аппаратурной реализации.

Лидар комбинационного рассеяния света для дистанционного измерения концентрации молекул загрязняющих веществ был изготовлен на базе моностатического лидара, у которого лазерный луч распространяется вдоль оси приемного телескопа [Inaba H.,Kobayasi, 1972, Воронина и др. 2002б]. Его оптическая схема приведена на рис. 9.4. Для возбуждения комбинационного рассеяния света молекулами было использовано излучение второй гармоники YAG -Nd лазера 8 с длиной волны 532 нм, импульсом длительностью 10 нс и энергией до 25 мДж направлялось поворотной призмой 5 вдоль оси приемного телескопа. Рассеянное назад излучение комбинационного рассеяния собиралось телескопом типа Ньютона с сферическим зеркалом 1 диаметром 0.4 м, и фокусировалось линзой 10 в волоконный световод 4. Затем это излучение через интерференционный светофильтр 3 с максимумом пропускания на длине волны исследуемой молекулы и полушириной 2 нм направлялось на фотоумножитель ФЭУ-79 2. Импульс напряжения с ФЭУ 2, пропорциональный энергии импульса комбинационного рассеяния, подавался на вход микропроцессорной измерительной системы [Воронина и др., 2004] и позволял на экране ПК получать графики зависимости концентрации молекул загрязняющего вещества от расстояния зондирования.

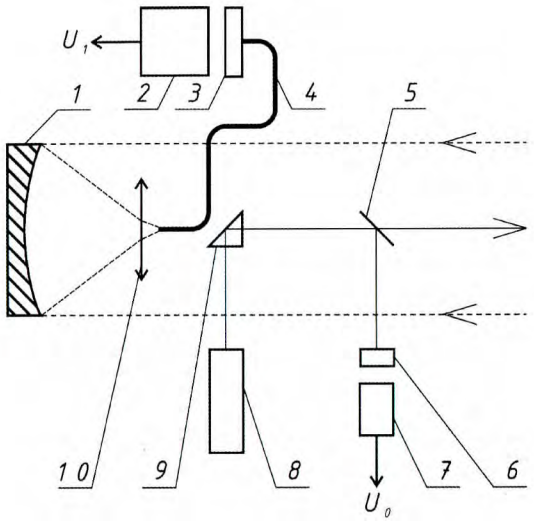


Рис. 9.4. Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света:
1 – сферическое зеркало, 2 – ФЭУ, 3, 6 – интерференционные светофильтры, 4 – световод, 5 – стеклянная пластина, 7 – фотодиод, 8 – лазер, 9 – призма, 10 – линза

Стеклянная пластина 5 направляла часть лазерного излучения через светофильтр 6 на фотодиод 7 для контроля энергии лазерного импульса.

9.4. ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ ЛИДАР

Лидар для исследования флуоресценции атомов и молекул был также изготовлен на базе моностатического лидара, у которого лазерный луч распространяется вдоль оси приемного телескопа [Межерис, 1987; Воронина и др. 2002б; Привалов, Шеманин, 1998].

Его оптическая схема, аналогичная оптической схеме лидара комбинационного рассеяния света, приведена на рис. 7.5. Для возбуждения флуоресценции мишени также было использовано излучение второй гармоники YAG -Nd лазера 9 с длиной волны 532 нм, импульсом длительностью 10 нс и энергией до 25 мДж направлялось поворотной призмой 5 вдоль оси приемного телескопа.

Рассеянное назад излучение флуоресценции собиралось телескопом типа Ньютона с сферическим зеркалом 1 диаметром 0.4 м,

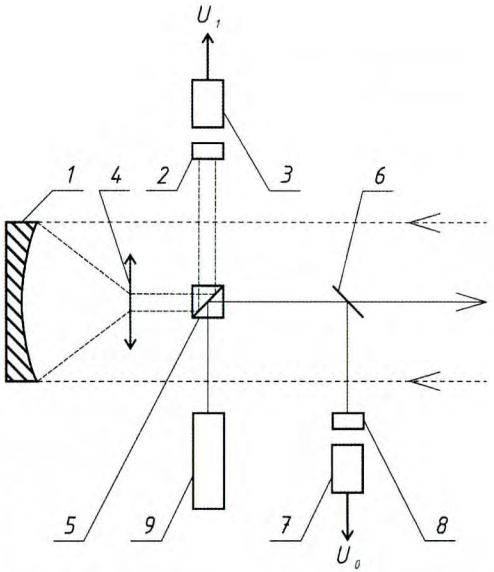


Рис. 9.5. Оптическая схема флуоресцентного лидара:
1 – сферическое зеркало, 2, 8 – интерференционные фильтры, 3 – ФЭУ, 4 – линза, 5 – блок призм, 6 – стеклянная пластина, 7 – фотодиод, 9 – лазер

поворачивалось призмой 5 и фокусировалось линзой 4 через интерференционный светофильтр 2 на фотоумножитель ФЭУ-79 1. Этот интерференционный светофильтр 2 с максимумом пропускания на длине волны флуоресценции имеет полуширину до 100 нм. Импульс напряжения с ФЭУ 1, пропорциональный энергии импульса флуоресценции, подавался на вход специальной микропроцессорной измерительной системы [Воронина и д.р., 2004] и позволял на экране ПК получать графики зависимости концентрации загрязняющего вещества от расстояния зондирования.

Стеклянная пластина 6 направляла часть лазерного излучения через светофильтр 8 на фотодиод 7 для контроля энергии лазерного импульса.

Рассмотренные выше лидары дифференциального поглощения и рассеяния [6, 23, 24], комбинационного рассеяния света [Межерис, 1987; Привалов, Шеманин, 2001; Воронина и д.р., 2004] и флуоресценции [Межерис, 1987; Привалов, Шеманин, 1998] были применены для мониторинга атомов и молекул загрязняющих веществ в атмосфере на расстояниях зондирования до 5 км.

Мы рассмотрели основные типы лидаров, разработанные в прошлом веке и широко используемые сегодня. В 21 веке, естественно, появились новые разработки. Некоторые из них мы рассмотрим в разделе 9.5.

9.5. НОВЫЕ РАЗРАБОТКИ ЛИДАРОВ

Авторы [Борейши и др. патент 2005] разработали мобильный лидарный комплекс для дистанционного контроля атмосферы. Комплекс содержит платформу, и, установленные на нее, твердотельный лазер, два TEA CO_2 лазера, телескоп, двухкоординатный зеркальный сканер, оптические системы передачи излучения, приемную спектральную систему; систему синхронизации, блок сопряжения, включающий: блок управления приводами и блок сбора информации от датчиков, вычислительно-управляющий комплекс, предлагается твердотельный лазер выполнить двухканальным перестраиваемым на Ti: Sapphire с блоками Nd излучателей; каждый TEA CO_2 лазер снабдить парой идентичных, оптически соединенных между собой CO_2 лазеров (гетеродинным и инжекционным), выходом соединенным со входом TEA CO_2 лазера, совместно образующие двухканальный гетеродинный лидар, при этом оптическая система передачи излучения каждого канала двухканального гетеродинного лидара состоит из: соединенной с выходом TEA CO_2 лазера, первой части оптического тракта, соединенного с оптическим ключом-модулятором, второй части оптического тракта, нижней части телескопического расширителя пучка излучения, половины объектива телескопа и сканера.

Как видно из краткого описания, комплекс обладает большими возможностями, но довольно громоздок. В некоторых случаях часть задач можно выполнить более простым устройством, которое предложено в другом патенте [Аблязов и др. патент 2011].

Результатом является упрощение конструкции лидарной системы контроля качества атмосферного воздуха за счет использования принципа комбинационного рассеяния света, что позволяет использовать только один лазер для определения степени загрязнения атмосферного воздуха молекулами предельных углеводородов в атмосфере над промышленной зоной.

Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха построена на принципе комбинационного рассеяния света. Лидарная система состоит из платформы с установленными на ней твердотельным лазерным излучателем на алюмоиттриевом гранате с неодимом, работающий в режиме третьей гармоники на длине волны 355 нм, оптической системы передачи лазерного излучения, приемного телескопа, блока сбора информации и вычислительно-управляющего комплекса.

Оптическая система передачи лазерного излучения дополнительно содержит преломляющую призму, направляющую лазерное излучение в исследуемую область пространства. Приемный телескоп выполнен в виде телескопа типа Ньютона со сферическим зеркалом и линзовым объективом, а блок сбора информации содержит интерференционный светофильтр для выделения участка спектра комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами с линиями молекул углеводородов, фотоэлектрический умножитель, масштабный усилитель, аналого-цифровой преобразователь и плату сбора данных.

Так как над промышленным предприятием основными загрязняющими веществами являются молекулы предельных углеводородов, то нецелесообразно использовать сложное оборудование для многокомпонентного анализа воздушного пространства над исследуемой областью, а достаточно использовать простую в исполнении лидарную систему для определения степени загрязнения атмосферного воздуха только молекулами предельных углеводородов.

На рис. 9.6 представлена оптическая схема лидарной системы контроля качества атмосферного воздуха. Лидарная система включает в себя приемный телескоп типа Ньютона со сферическим зеркалом 1 диаметром 0.4 м, линзовый объектив 2, интерференционный светофильтр 3 с максимумом пропускания на длине волны комбинационного рассеяния света, фотоэлектрический умножитель 4, преломляющая лазерное излучение призма 5, 6 – твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом, 7 – контролируемая область пространства, 8 – вычислительно-управляющий комплекс, 9 – масштабный усилитель, 10 – аналого-цифровой преобразователь, 11 – плата сбора данных.

Принцип лазерного дистанционного зондирования методом комбинационного рассеяния света заключается в регистрации лазерного излучения, комбинационно рассеянного молекулами предельных углеводородов в направлении 180° с частотным сдвигом, характер-

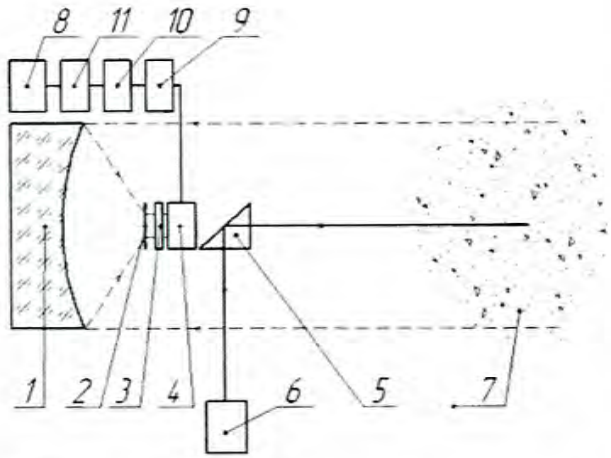


Рис. 9.6. Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха

ным именно для этих молекул и определяемым их колебательными полосами.

Система работает следующим образом: импульс твердотельного лазерного излучателя 6 на алюмоиттриевом гранате с неодимом, работающий в режиме третьей гармоники на длине волны 355 нм, направляется в исследуемую область пространства 7 над промышленной зоной. Часть лазерного излучения используется для создания опорного сигнала, который задает начало отсчета времени, а его амплитуда - энергию лазерного импульса. Рассеянное назад излучение комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами собирается телескопом типа Ньютона 1, фокусируется через линзовый объектив 2, проходя сквозь интерференционный светофильтр 3 на фотокатод фотоумножителя 4. Импульс напряжения с ФЭУ подается на вход масштабного усилителя 9, затем при помощи аналого-цифрового преобразователя 10 через плату сбора данных 11, сигнал поступает на вычислительно-управляющий комплекс, где информация обрабатывается стандартным программным обеспечением и формируется сигнал для передачи его по каналам связи (Internet, wi-fi и т.д.).

Для сопоставления достоверности измерений в нашей ситуации, были рассчитаны и даны оценки мощности регистрируемого излучения комбинационного рассеяния света молекулами предельных углеводородов по лидарному уравнению для комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами.

Полученные результаты подтверждают, что для заданной концентрации зондируемых атомов N_a и энергии комбинационного рассеяния, равной энергии 10 фотонов, оптимальным вариантом для обнаружения предельных углеводородов на расстояниях до 6 км является длина волны лазерного излучения: λ_L = 355 нм, которая при энергии импульса лазера 1 мДж позволяет проводить измерения в минимально возможное время.

По всей трассе зондирования с увеличением расстояния от 0.01 до 2 км время измерения увеличивается примерно на 4 порядка. Если за установленное время с расстояния R=2.0 км, при заданном числе импульсов, посылаемых в атмосферу, ФЭУ регистрирует больше, чем 10 фотонов, мы можем сказать о превышении на этом расстоянии концентрации молекул над заданным уровнем. Кроме того, полученные значения времени измерения удовлетворяют требованию по быстродействию лидара.

Метод обеспечивает высокую точность измерений в средах, где в качестве источников загрязнений выступают молекулы предельных углеводородов.

Лидар в режиме секторного обзора, который обеспечивается за счет поворота платформы, устанавливают в промышленной зоне на доминирующее по высоте строение. Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха предназначена для непрерывного контроля содержания газообразных предельных углеводородов в исследуемой области пространства. В случае обнаружения аварийного выброса или превышения уровня предельно-допустимых концентраций, в режиме реального времени происходит обработка результатов в вычислительно-управляющем комплексе и передача сигнала по каналам связи.

Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха позволяет проводить дистанционный мониторинг загрязнения воздуха путем измерения энергии импульса, отраженного от загрязнений (мишени). Однако, при малых загрязнениях и больших расстояниях до мишени энергия импульса уменьшается в $10^3 - 10^9$ раз, становясь соизмеримой с шумами электронных приборов. В результате полезный сигнал может быть неразличим в этих шумах. Таким образом, недостатком лидарной системы контроля качества атмосферного воздуха является низкая чувствительность к малым загрязнениям, которая падает с ростом расстояния до мишени.

Указанный недостаток исправляет другое предложение [Привалов, патент 2012]. Сущность предлагаемого решения иллюстрируется рис. 9.7, на котором изображена функциональная схема системы, где 1 – приёмный телескоп со сферическим зеркалом, 2- линзовый объектив с интерференционным светофильтром. 3 – фотоприёмник, 4 – лазер, 5 – поворотная призма для направления лазерного излучения, 6 – контролируемая область пространства с загрязнениями (мишень), 7 – отражатель рассеянного излучения, 8 – блок сбора и обработки информации.

Лидарная система контроля загрязнения воздуха работает следующим образом. Импульс лазерного излучения из лазера 4 поворотной призмой 5 направляется в сторону мишени 6. Основная часть излучения достигает мишени 6 и рассеивается ею, формируя информацию об уровне загрязнения. Очень малая часть рассеянного излучения направляется назад в приёмный телескоп 1. Более значительная часть рассеянного излучения достигает отражателя 7 и направляется им в приёмный телескоп 1. Оба указанных потока излучения собираются линзовым объективом 2 с интерференционным светофильтром и направляются в фотоприёмник 3, формирующий электрический импульс. Последний поступает в блок 8 сбора и обработки информации, где вырабатывается сигнал об уровне загрязнения.

Определение уровня загрязнения воздуха происходит более точно, поскольку итоговый сигнал формируется двумя потоками излучения, вместо одного, как было у прототипа. Поток от отражателя 7 на

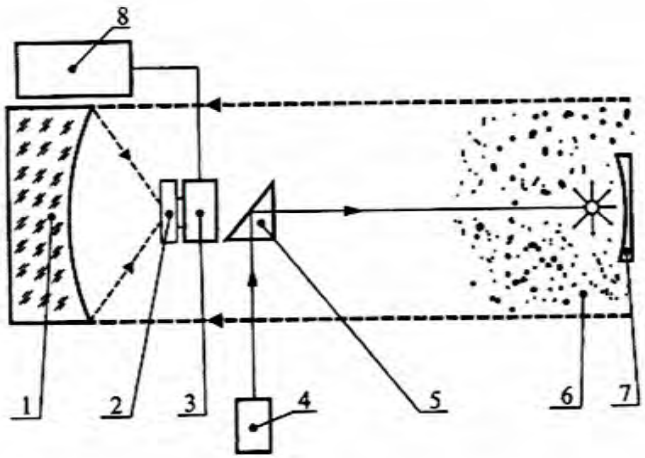


Рис. 9.7. Лидарная система контроля загрязнения воздуха

порядок и более превышает рассеянное назад мишенью 6 излучение. Поэтому чувствительность предлагаемой системы, заметно превышает чувствительность прототипа.

В частном случае реализации, если контролируемой областью пространства с загрязнениями является промышленный объект (атомная станция, нефтеперерабатывающий или цементный заводы и т.п. производства), то отражатель 7 устанавливают непосредственно на этом объекте, например, на вентиляционной трубе. Тогда выходящий из трубы поток является мишенью 6. При направлении импульса лазерного излучения на срез трубы обратно рассеивается загрязнениями весьма малая часть излучения. Если отражатель 7 устанавливают на пути рассеянного загрязнениями лазерного излучения так, чтобы большая часть отражённого излучения направлялось в приёмный телескоп 1, то достигающий приёмного телескопа 1 рассеянный поток лазерного излучения многократно возрастает, обеспечивая более высокую чувствительность лидарной системы. Можно предложить другой случай реализации предлагаемого технического решения. Отражатель 7 устанавливают на летательном аппарате (включая беспилотный). Последний зависает над наиболее опасной зоной контролируемого пространства, поворотная призма 5 направляет излучение лазера 4 на отражатель 7, а последний направляет значительную часть рассеянного лазерного излучения в приёмный телескоп 1, обеспечивая более высокую чувствительность лидарной системы. Чем больше площадь отражателя 7, тем больше поток рассеянного лазерного излучения, направленного в приёмный телескоп 1. Рост площади отражателя 7 в приведенных примерах ограничивается прочностью соединения отражателя 7 с вентиляционной трубой или подъёмной силой летательного аппарата, а также возможностью сохранять способность к направлению излучения в приемный телескоп 1 при порывах ветра и других атмосферных явлениях. Оптимальная форма отражателя 7 – параболоид, в фокусе которого находится мишень 6. Допустимы в отдельных случаях – плоский отражатель, уголковый отражатель. Отражатель 7 может быть снабжен селективными отражающими покрытиями для соответствующих длин волн рассеянного излучения.

Эффективность предлагаемой модели можно продемонстрировать на следующем примере. Источником излучения служит лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом со средней мощностью излучения второй гармоники излучения (длина волны 0.532 мкм) 1 Вт. Мишенью являются пары йода-131 над радиоактивном объектом. Объект

отстоит на 1 км от лидарной системы. Мощность излучения, рассеянного обратно в приёмный телескоп без отражателя обычно составляет 1–10 мкВт и менее. При установке отражателя диаметром 0.5 м у среза вентиляционной трубы, мощность вернувшегося рассеянного излучения увеличивается на несколько порядков и достигает 1–10 мВт в зависимости от погодных условий и расстояния от излучающего лазера, что позволяет определить степень повышения загрязнений от ПДК с повышенной чувствительностью.

Рассмотрим ещё одно техническое решение, задачей которого является разработка измерителя уровня радиации [Привалов, патент 2011] с повышенной чувствительностью для дистанционного мониторинга радиоактивного загрязнения радиационно-опасных предприятий за счет измерения спектра частот импульса, отражённого от мишени.

Сущность предлагаемого решения иллюстрируется рис. 9.8, на которой изображена функциональная схема измерителя, где 1 – лазер, 2 – поворотное устройство, 3 – светоделитель, 4 – фотодиод, 5 – фотоумножитель, 6 – сферическое зеркало, 7 – линза, 8 – усилитель электрических импульсов, 9 – осциллограф, 10- блок ФСИС (формирования спектра импульсов света), 11 – ЭВМ.

Измеритель уровня радиации работает следующим образом. Импульс лазерного излучения из лазера 1 поворотным устройством 2 направляется в сторону мишени. Малая часть излучения по пути

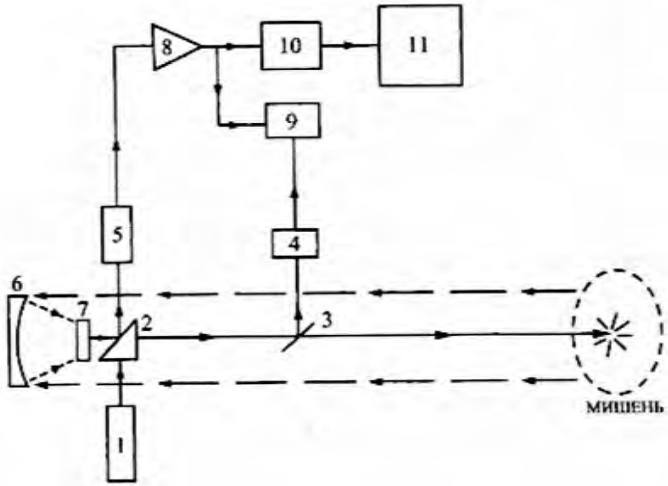


Рис. 9.8. Измеритель уровня радиации

к мишени светоделителем-3 отводится на фотодиод 4, формирующий электрический синхронизирующий импульс, поступающий на вход осциллографа 9. Основная часть излучения достигает мишени и рассеивается ею, формируя информацию об уровне радиации. Рассеянное излучение достигает сферического зеркала 6, отражается и собирается линзой 7 через отражающую поверхность поворотного устройства 2 в фотоумножителе 5, формирующем электрический импульс, усиливаемый усилителем 8. Сигнал с последнего поступает на два параллельных входа: блока ФСИС 10 и осциллографа 9. Сигнал с усилителя 8 в осциллографе 9 преобразуется в сигнал дальности до мишени. Блок 10 ФСИС выделяет спектр частот электрического импульса и подаёт его на вход ЭВМ 11 для определения уровня радиации по параметрам спектра. Например, в качестве блока ФСИС могут быть использованы промышленные анализаторы спектра С4 – 25 или С4 – 8.

Измеритель уровня радиации позволяет выявлять даже малые загрязнения над радиационно-опасными предприятиями на большом от них расстоянии путем измерений спектра частот импульса, отраженного от мишени, а не по энергии импульса. Известно, что энергия импульса на эталонном уровне измеряется сегодня с погрешностью в четвертом знаке, а частота – в четырнадцатом знаке. Следовательно, учет спектра частот импульса повышает чувствительность измерителя уровня радиации на много порядков. Даже если удастся поднять чувствительность на один-два порядка, это уже будет серьезным результатом.

Определение уровня радиации по параметрам спектра можно осуществлять, например, следующим образом. Опытным путём градуируют измеритель уровня радиации по сигналу, отражённому от источника, уровень радиации которого хорошо известен. Например, в зависимости от расстояния до источника, либо в зависимости от уровня радиации по источнику с переменным уровнем радиации. Градуировка осуществляется по изменению спектра частот импульса, а частота в настоящее время измеряется на десять порядков точнее, чем энергия импульса. Имея градуировочную кривую, определяют уровень радиации неизвестной мишени при достаточно малых амплитудах рассеянного назад сигнала.

В результате применения предлагаемого измерителя уровня радиации появляется возможность дистанционного мониторинга удаленных радиационно-опасных объектов при малых уровнях радиации.

Работа над лидарами продолжается. Учёт конечной ширины линии излучения лазера [Привалов, Шеманин, 2015] позволяет увидеть новые возможности получения достоверных результатов измерений. Конечно, будут и другие находки.

Литература к главе 9

1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
2. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В., Кирков К.И., Цанев В.И. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 186 с.
3. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. Учебное пособие. СПб. Изд. Балтийский ГТУ «ВОЕНМЕХ», 2001. 56 с.
4. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Дистанционное лазерное зондирование углеводородов в атмосфере. Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 21. С. 71–75.
5. She C.Y. Remote measurement of atmospheric parameters: new applications of physics of lasers. // Contemporary Physics, 1990. V. 31. N 4. P. 247–260.
6. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере. Журнал технической физики, 1999. Т. 69. Вып. 8. С. 65–68.
7. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарная система управления качеством над промышленным районом. Экологические системы и приборы, 2002а. № 4. С. 13–15.
8. Воронина Э.И., Сапожников Д.Ю., Шеманин В.Г. Система управления лидарной станцией мониторинга загрязнений атмосферы промышленного района. Безопасность жизнедеятельности, 2003а. № 9. С. 34–37.
9. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарная система определения аварийных выбросов углеводородов в атмосферу. Безопасность жизнедеятельности, 2003б. № 9. С. 30–33.
10. Ландсберг Г. С. Оптика, М.: Наука, 1976. С. 538–606, 711–768.
11. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд. ИЛ, 1961. 535 с.
12. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами – М.: Мир, 1986. 664 с.
13. Сущинский М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов, М.: Наука. 1969. 576 с.
14. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966. 424 с.
15. Брандмюллер И., Мозер Г. Введение в спектроскопию комбинационного рассеяния света. М.: Изд. ИЛ, 1964. 628 с.
16. Бобович Я.С. Последние достижения в спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния света. Успехи физических наук, 1969, Т. 97. Вып. 1. 37 с.
17. Волькенштейн М.В., Грибов Л.А., Ельяшевич М.А., Степанов Б.И. Колебания молекул. М.: Наука, 1972. 138–142 с.
18. Ландсберг Г.С., Бажулин П.А., Сущинский М.М. Основные параметры спектров комбинационного рассеяния углеводородов. М., 1956. 340 с.

19. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Об определении минимальной энергии импульса при лазерном зондировании на гармониках Nd-YAG лазера. Оптика и спектроскопия, 1997. Т. 82. № 5. С. 873–875.
20. Inaba H., Kobayasi T. Laser - Raman Radar. Opto-Electronics. 1972. V. 4. N 2. 101–123 p.
21. Лазерный контроль атмосферы. // Под ред.Э. Хинкли. М.: Мир, 1979. 546 с.
22. Лазерная аналитическая спектроскопия. // Сб. статей. Институт спектроскопии РАН. М.: Наука. 1986. 57 с.
23. Зуев В.В., Катаев М.Ю., Макогон М.М., Мицель А.А. Лидарный метод дифференциального поглощения. Современное состояние исследований. Оптика атмосферы и океана, 1995. Т. 8. № 8. С. 1136–1164.
24. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарное зондирование молекул йода при низких давлениях. Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 93. № 4. С. 699–701.
25. Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Зондирование молекул водорода на лабораторном лидаре КР. Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып.5. С. 14–17.
26. Привалов В.Е., Смирнов В.Б., Шеманин В.Г. Расчет параметров лазерного дистанционного зондирования молекулярного водорода. Препринт НИИ «Российский центр лазерной физики» С.-ПбГУ. С.-Пб. 1998. 20 с.
27. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры флуоресцентного лидара для зондирования молекулярного йода в атмосфере. Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. С. 237–239.
28. Борейшо А.С., Мошков В.Л., Тарасова Т.Е. и др. Мобильный лидарный комплекс для дистанционного контроля состояния атмосферыю. Патент РФ № 43657 2005.
29. Аблязов Э.К., Шеманин В.Г. Лидарная система контроля качества атмосферного воздуха Патент РФ № 101836 2011.
30. Привалов В.Е. Лидарная система контроля загрязнений воздуха. Патент РФ № 113846 2012.
31. Привалов В.Е. Измеритель уровня радиации. Патент РФ № 110549 2011.
32. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидарное уравнение с учетом конечной ширины линии генерации лазера. Известия РАН. Серия Физическая. 2015, Т. 79, № 2. С. 170–180.

ГЛАВА 10 ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА. ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ДЕФОРМАЦИЙ

10.1. ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА

Рассмотрим несколько определений, связанных с лазерно-интерференционными методами измерений.

Интерференция света – перераспределение интенсивности света в результате наложения (суперпозиции) нескольких когерентных световых волн. Это явление сопровождается чередующимися в пространстве максимумами и минимумами интенсивности. Её распределение называется интерференционной картиной.

Интерферометрия (от лат. inter – между, ferens (ferentis) – несущий, греч. metre – измерять) – метод визуализации процессов и явлений, а также измерения физических и других величин, основанный на явлении интерференции волн и измерении разности фаз (разности оптических путей) между интерферирующими волнами (между так называемой «объектной» волной, прошедшей через объект, и опорной волной, прошедшей мимо объекта через область с известными параметрами). Интерферометрия позволяет измерять с высокой точностью очень маленькие и очень большие расстояния и толщины, показатель преломления в объекте, а также другие связанные с ним физические и химические величины.

Интерференционные измерения находят применение в следующих областях: 1) в технологии производства для контроля качества поверхностей оптических деталей, исследования макро- и микрогеометрии поверхностей металлических и оптических деталей, для контроля однородности оптических материалов и др.; 2) в метрологии для измерений длины волны, механических перемещений, измерения показателя преломления вещества, исследования структуры спектральных линий, определения спектроскопических постоянных и т. д.; 3) в технике физического эксперимента для изучения разного рода физических процессов при наличии неоднородности исследуемого

объекта. Сюда относятся: изучение температурного поля объекта, исследование неоднородностей в воздушных вихрях и потоках; исследование дисперсии света, т. е. зависимости показателя преломления вещества от длины волны вдали и вблизи полосы поглощения; измерение механических напряжений в моделях при наличии статистических и динамических нагрузок и др.; 4) в приборостроении на принципе интерференционных явлений создаются приборы и устройства, применяемые для различных целей в технике физического эксперимента. Например, интерференционные и интерференционно-поляризационные фильтры, резонаторы лазеров, спектральные приборы, построенные на базе интерферометров, поляризационные компенсаторы для анализа поляризованного света, голографические интерферометры и др.

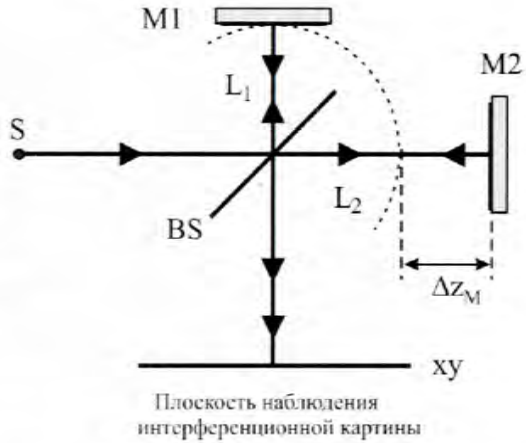


Рис. 10.1. Оптическая схема интерферометра Майкельсона: S – источник света, BS – делительная пластина, M1 и M2 – плоские зеркала, Δ_{z_M} – разность длин плеч интерферометра.

Интерферометры – это оптические устройства для наблюдения эффектов интерференции волн и использования этих эффектов в измерительных целях. При интерференции происходит пространственное перераспределение интенсивности колебаний, возбуждаемых волнами, и образование светлых и темных интерференционных полос – максимумов и минимумов интерференции. Светлые полосы образуются там, где колебания складываются по фазе и усиливают друг друга. Это означает, что разность фаз колебаний равна $\Delta\varphi = 2\pi m$, $m = 0, \pm1, \pm2\ldots$. Темные полосы оказываются там, где колебания в противофазе, т.е. $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$, и ослабляют друг друга.

Волны от физически различных источников взаимно некогерентные. Поэтому для получения взаимно когерентных волн используют

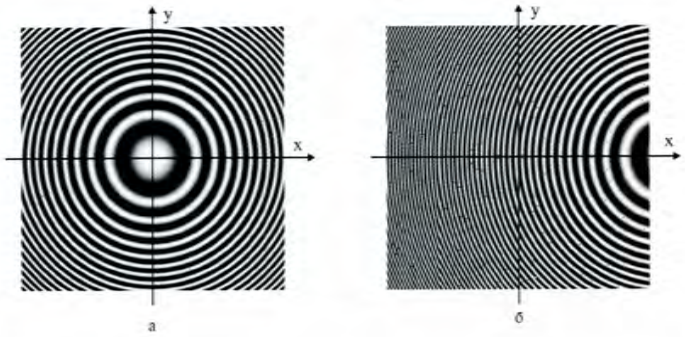


Рис. 10.2. Кольцевые интерференционные полосы, образующиеся на выходе интерферометра Майкельсона: а – при расположении зеркал перпендикулярно оптической оси интерферометра; б – при наклоне одного зеркала на малый угол.



Рис. 10.3. Вид интерференционной картины в интерферометре Майкельсона и юстировочный узел, изменяющий разность хода лучей.

оптические устройства – интерферометры, в которых волну от одного источника разделяют на две части – на две волны, которые потом тем или иным способом накладывают друг на друга. Интерферометры можно разделить на два вида – с делением исходной волны по амплитуде и с делением по волновому фронту. Интерферометр Майкельсона, который мы будем рассматривать далее, относится к первому виду. Простейшая схема интерферометра Майкельсона приведена на рис.10.1.

При сложении двух взаимно когерентных волн для интенсивности результирующих колебаний в центре интерференционной картины можно получить уравнение:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\varphi_{12}), \qquad (10.1)$$

где I_1, I_2 – интенсивности складываемых колебаний, $\Delta\varphi_{12}$ – разность фаз колебаний. Вид интерференционной картины схематично изображён на рис. 10.2, а на рис. 10.3 приведена фотография интерференционной картины.

Приведенная на рис.10.4 зависимость I от ΔZ_M является периодической с периодом $\lambda/2$. Такая зависимость позволяет осуществить привязку к одному из экстремумов интенсивности интерференционной картины для измерения изменения разности длин плеч ΔZ_M интерферометра, счета интерференционных полос и их доли при автоматической подстройке интерферометра к ближайшему экстремуму интерференционной картины. Данный рисунок соответствует также ситуации, когда разность хода изменяется линейно. Ниже приведен фрагмент записи (рис. 10.5), иллюстрирующей изменение разности хода при случайном характере изменения разности хода в интерферометре Майкельсона.

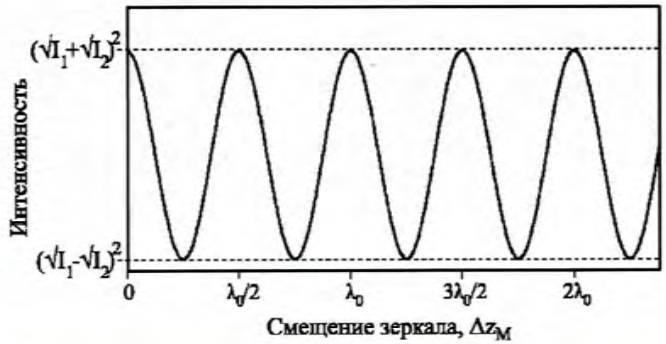


Рис. 10.4. Изменение интенсивности света в центре интерференционной картины в зависимости от величины смещения ΔZ_M зеркала интерферометра.

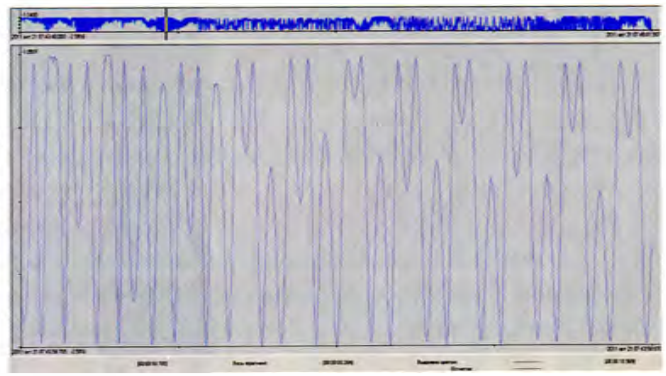


Рис. 10.5. Интерферограмма случайного сигнала (интерферометр Майкельсона).

Существует множество оптических схем интерферометров, в основу которых положен интерферометр Майкельсона – от очень простых до достаточно сложных и энергоемких. В зависимости от решаемых задач такие схемы могут содержать различное количество оптических, механических и электронных элементов. Далее мы будем рассматривать интерферометры, которые в качестве источника света используют лазеры, см. рис.10.6.

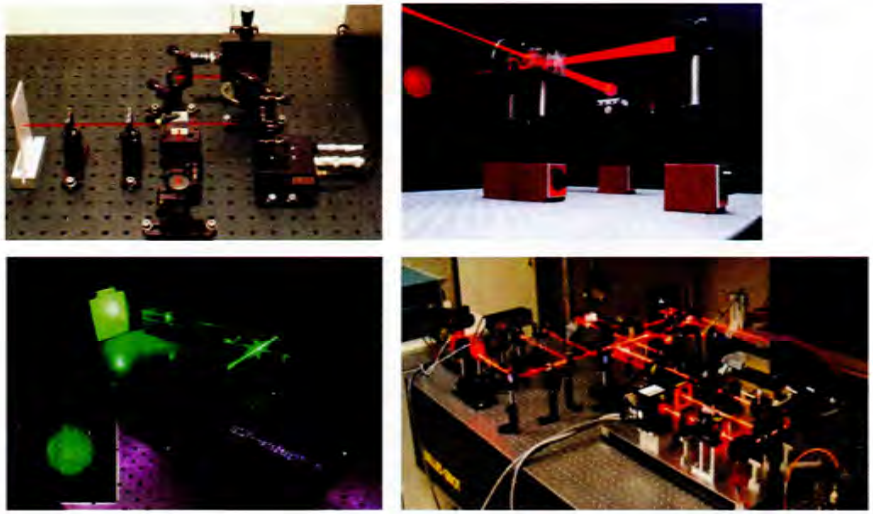


Рис. 10.6. Лазерные интерферометры Майкельсона различной степени сложности.

10.2. ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ДЕФОРМАЦИЙ

Для решения различных задач геофизики множеством научных организаций во всем мире в разные годы было создано большое число установок на базе интерферометров, позволяющих с высокой точностью измерять деформации земной коры с использованием лазерно-интерференционных методов. Такие установки принято называть интерферометрами-деформографами, или лазерными измерителями деформаций (лазерные деформографы) (в международной терминологии – laser strainmeters). Лазерные деформографы, позволяющие измерять литосферные приливы и медленные деформации земной

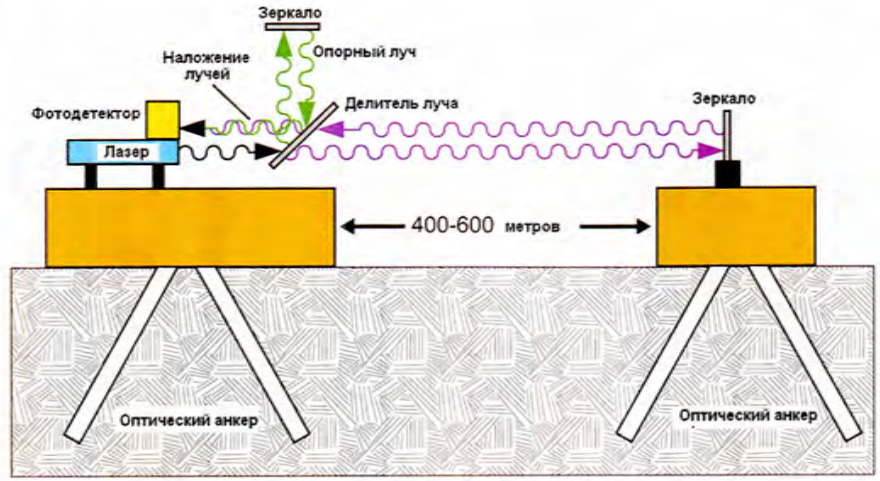


Рис. 10.7. Схема длиннобазового лазерного деформографа неравноплечего типа

коры в сейсмически опасных районах обычно имеют длины измерительных плеч от 100 до 800-900 м и носят название длиннобазовых лазерных деформографов (long base laser strainmeter, или LSM). Существуют как равноплечие, так и неравноплечие LSM. Устройство таких деформографов имеет схожий характер. На рис. 10.7 приведена наиболее широко распространенная схема неравноплечего LSM.

Типичный лазерный деформограф состоит, как видно из рис. 10.7, из двух оснований, на одном из которых установлены лазер, делительная пластина и зеркало, ограничивающее опорное плечо интерферометра. На втором основании находится зеркало-отражатель, формирующее измерительное плечо. Эта схема представляет собой полную функциональную копию схемы рис.10.1. Интерферирующие лучи попадают в фотодетектор и далее – в регистрирующую аппаратуру, которая вычисляет разность хода лучей в интерферометре. Оптические анкеры имеют длину 20-25 м и обеспечивают надежную связь с породой в месте установки, а также температурную развязку от верхнего слоя почвы. На рис. 10.8 приведена фотография размещения скважин под оптические анкеры.

Ниже приведены для сравнения схемы Баксанского лазерного деформографа и деформографа в Камиока, Япония.

Можно видеть, что приведенные на рис. 10.9 и 10.10 лазерные деформографы имеют практически одни и те же конструктивные элементы.



Рис.10.8. Развертывание длиннобазового лазерного деформографа. Бурение наклонных скважин под оптические анкеры.

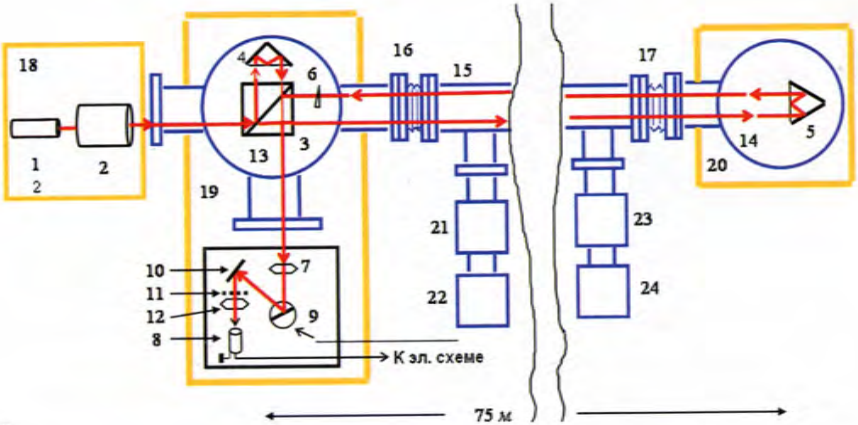


Рис. 10.9. Баксанский лазерный деформограф.
1 – He-Ne лазер, 2 – телескопическая система, 3 – делитель луча, 4,5 – уголковые отражатели, 6 – призма, 7,12 – линза, 8 – фотодиод, 9 – гальванометр, 10 – поворотное зеркало, 11 – растр, 13, 14 – вакуумные камеры, 15 – вакуумные трубы, 16,17 – сильфоны, 18,19,20 – цементные фундаменты, 21, 22, 23,24 – вакуумные насосы.

Также можно говорить о большой схожести лазерных и оптико-механических систем, входящих в состав различных LSM. Кроме уже упомянутых выше лазера, опорного зеркала и делительной пластины (или куба) все они, как правило, имеют в своем составе полароиды, устройства модуляции лазерного излучения, один или несколько

детекторов, устройства захвата и передачи выходного сигнала. Фотографии центральных интерференционных узлов некоторых лазерных деформографов приведены на рис. 10.11.

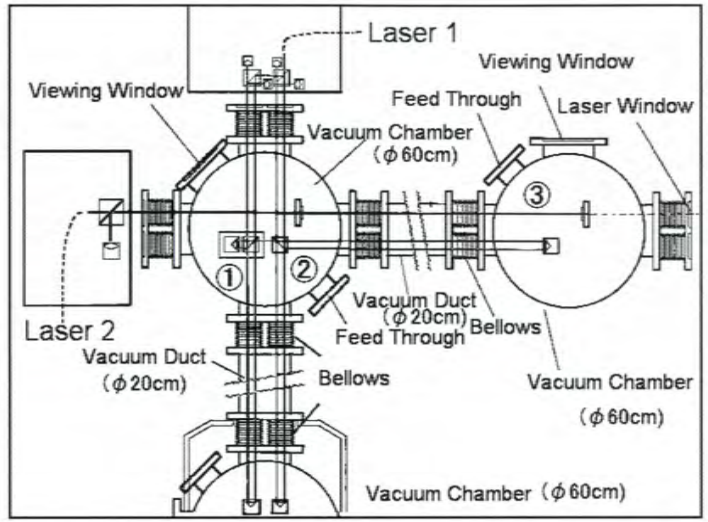


Рис. 10.10. Лазерный деформограф в Камиока, Япония.
Расшифровка надписей: Viewing Window – смотровое окно, Vacuum Chamber – вакуумная камера, Vacuum Duct – вакуумированный лучевод, Bellows – сильфон, Feed Thrugh – фланец вакуумного насоса.

а) б)

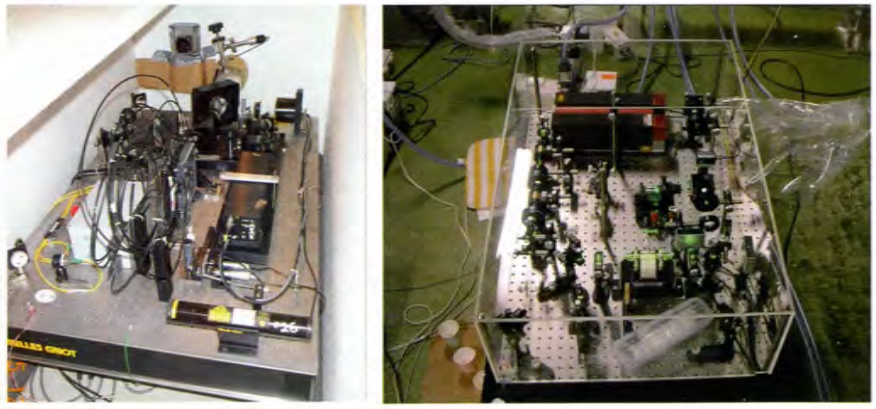


Рис. 10.11. а) Оптический стол лазерного деформографа UNAVCO, США; б) оптический стол лазерного деформографа в Камиока, Япония.

10.3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ ХОДА В ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Далее рассмотрим основные методы измерения разности хода в интерферометрах и применяемые для этого системы.

Основными применяемыми методами являются: 1) методы счета полос и 2) методы компенсации. Метод счета полос или их долей часто используется для оценки искажений в интерференционной картине. При этом разность хода в линейной мере оценивают произведением длины волны на число интерференционных полос, прошедших в поле зрения между начальным и конечным состояниями элементов интерферометра или состоянием объекта.

В ряде случаев используют компенсационные методы измерений. При введении в одну из ветвей интерферометра объекта, изменяющего разность хода на некоторую величину А вид поля в области объекта меняется. Если в интерферометр поместить устройство, вводящее переменную разность хода (компенсатор), то путем изменения его настройки (поворота) можно в ветвь интерферометра без объекта ввести разность хода, в точности равную А. Равенство разностей хода в ветвях устанавливается по восстановлению первоначального характерного вида поля зрения в области объекта.

В настоящее время наиболее широко используется так называемый модуляционный метод. Сущность этого метода состоит в том, что разность хода между интерферирующими пучками изменяют в небольших пределах по периодическому закону и тем самым осуществляют модуляцию интенсивности света на выходе интерферометра. Запишем разность хода в виде $\Delta = \bar{\Delta} + \Delta_0 \sin \omega t$. Тогда для разности фаз имеем соответственно $\delta = \bar{\delta} + \delta_0 \sin \omega t$ Уравнение для распределения интенсивности в этом случае имеет вид:

$$J = J_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} = J_0(1+\cos\delta) = J_0 + J_0 \cos(\bar{\delta} + \delta_0 \sin \omega t) =$$

$$= J_0 + J_0 \cos\bar{\delta} \cos(\delta_0 \sin \omega t) - J_0 \sin\bar{\delta} \sin(\delta_0 \sin \omega t). \qquad (10.2)$$

Рис. 10.12 демонстрирует модуляционный метод. Изменение результирующей интенсивности J от разности фаз δ представлено кривой 1. Зависимость изменения разности фаз от времени t вблизи $\bar{\delta} = \pi$ и $\bar{\delta} = 2\pi$ представлена кривыми 2 и 3. Тогда при периодических изменениях фазы вблизи указанных значений фазы на выходе интерферометра представлена кривыми 4 и 5.

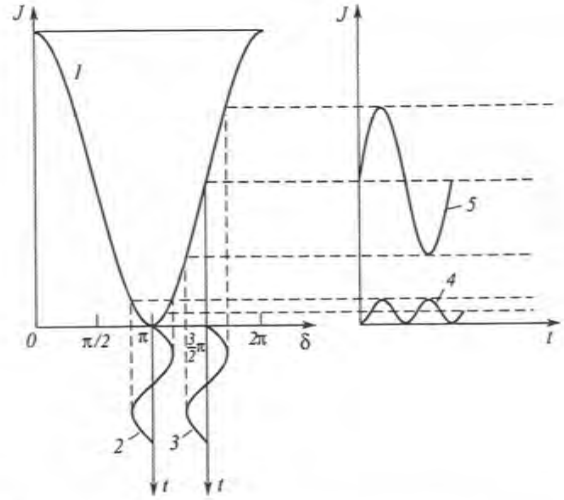


Рис. 10.12. Графическое представление модуляционного метода.

При $\bar{\delta} = \pi$ переменная составляющая интенсивности, а соответственно и сигнала практически не содержит первой гармоники (кривая 4). При $\bar{\delta} = 3\pi/2$ переменная составляющая сигнала с большой точностью может быть выражена первой гармоникой разложения Фурье (кривая 5). Если с помощью узкополосного электрического фильтра выделить первую гармонику, то по отсутствию сигнала можно с высокой точностью определить момент наведения на минимум в интерференционной картине. Первая гармоника отсутствует не только в минимуме интенсивности (кривая 1), но и в максимумах.

Используя компенсационные методы измерения, в Тихоокеанском океанологическом институте им. В.И. Ильичёва ДВО РАН в течение 1990–2000-х годов были разработаны системы регистрации для лазерных деформографов различных модификаций. В 2005–2009 гг. в лаборатории физики геосфер института созданы модификации регистрирующих систем на базе современных микроконтроллеров. На рис. 10.13 показана базовая функциональная схема для таких систем.

Здесь внешнее воздействие ВВ изменяет состояние интерференционной картины, которая образуется в оптической системе интерферометра ОС. Введение гармонических модулирующих колебаний в

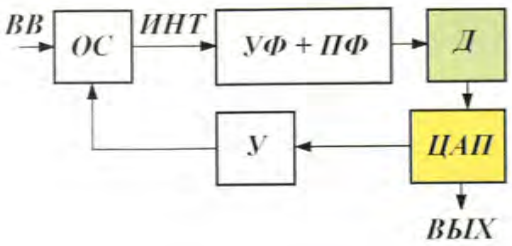


Рис. 10.13. Функциональная схема системы регистрации лазерного деформографа.
ВВ – возмущающее воздействие, ОС – оптическая система, УФ+ПФ – усилитель фототока и полосовой (или резонансный) фильтр, Д – детектор, ЦАП – цифроаналоговый преобразователь, У – усилитель, ВЫХ – выходной сигнал.

систему осуществляется пьезокерамическим цилиндром с закрепленным на нем зеркалом. Зеркало, которое согласно оптической схеме длиннобазового деформографа образует опорное плечо, закреплено на втором пьезокерамическом цилиндре. Компенсирующее воздействие, необходимое для возврата интерференционной картины в одно из экстремальных значений обеспечивается цепочкой ЦАП-У. Блок УФ-ПФ играет роль узкополосного фильтра, как указано в описании метода, а детектор Д позволяет представить в удобном для обработки виде кривые 4 и 5 рис. 10.12. Выходным сигналом, пропорциональным разности хода лучей в лазерном деформографе является выходное напряжение ЦАП. В общем случае величина компенсирующего напряжения, подаваемого на усилитель У и воздействующего на оптическую систему через зеркало опорного плеча деформографа может оказаться больше максимально допустимого для пьезокерамического цилиндра-компенсатора. Поэтому время от времени при превышении некоторого порогового значения производится переход на соседний экстремум интерференционной картины, а выходное напряжение ЦАП обнуляется. Выходной сигнал, таким образом, представляет собой куски кривой выходного сигнала (рис. 10.14). Операция восстановления выходного сигнала является обычной процедурой для лазерных деформографов, использующих модуляционные компенсационные методы. Для восстановления используется выражение:

$$u(n,t) = u_{сб} \sum_{n=1}^{k} s_n + u_{тек}(t), \qquad (10.3)$$

где n – число зафиксированных переходов «шкалы» из максимального или минимального значения в ноль, S_n – знак перехода, $u_{тек}(t)$ – мгновенное значение выходного напряжения в рассматриваемом куске записи.

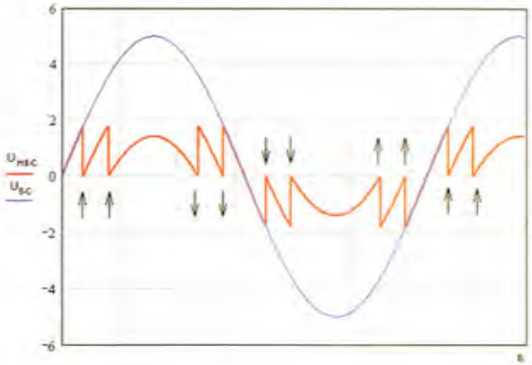


Рис. 10.14. Процедура восстановления выходного сигнала из его кусков.
$U_{НВС}$ – невосстановленное напряжение, $U_{ВС}$ – восстановленное напряжение.

Наиболее ответственным блоком системы регистрации для реализации модуляционного метода является контроллер-детектор. Основная задача контроллера-детектора – вычисление величины выходного напряжения регистрирующей системы, которое после подачи его на исполнительный механизм (устройство) обеспечит возврат интерференционной картины прибора в ее экстремальное положение. Используется свойство выходного сигнала систем экстремального регулирования с синхронным детектированием менять фазу выходного сигнала объекта регулирования на 180^0, контроллер действует как релейный регулятор.

В состав котроллера входят два микроконтроллера (рис. 10.15). Микроконтроллер MCU1 обменивается данными с персональным

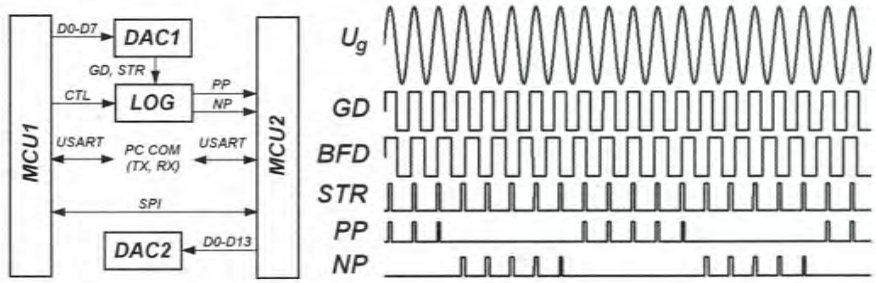


Рис. 10.15. Блок-схема контроллера и временная диаграмма, демонстрирующая работу входящих в него блоков.
MCU1, MCU2 – микроконтроллеры; LOG – логический блок; DAC1 – резистивный двухкаскадный 8-бит ЦАП; DAC2 – исполнительный ЦАП, 12-14 бит; Ug – поисковый синусоидальный сигнал; GD и BFD – усиленные и ограниченные поисковый и выходной сигнал объекта; STR – измерительный строб; PP и NP – сигнальные импульсы.

компьютером через USART (универсальный последовательный приемопередатчик), подключаемый через преобразователь уровней (например, MAX232). Передаваемые микроконтроллеру MCU1 данные задают режимы работы контроллера в целом. Микроконтроллер MCU2 через свой USART передает выходной сигнал контроллера-детектора на регистрирующий компьютер, но использует для этого интерфейс RS-485/422. Обмен данными между MCU1 и MCU2 происходит через шину SPI.

Устройство организации поиска контроллера представляет собой генератор синусоидального напряжения. Для улучшения качества работы в условиях дрейфа характеристик объекта управления может генерироваться сигнал усложненной формы, представляющий собой сумму основного сигнала и его второй гармоники. Генератор построен на основе 8-битного двухкаскадного резистивного цифро-аналогового преобразователя (DAC1), который управляется через порт микроконтроллера MCU1 (ATmega16). Отрезок времени, равный периоду выходного напряжения, создаваемого генератором, делится на N равных частей. Для каждого k-го отсчета (k = 0….N) вычисляется значение функции:

$$S(k) = \frac{\sin(2\pi k / N) + 1}{2}. \qquad (10.4)$$

Двоичное значение функции *S(k)*, округленное до ближайшего целого значения, подается на входы ЦАП каждый раз, когда возникает прерывание таймера T0 микроконтроллера MCU1, таким образом, формируется напряжение $U_g(t) = U \sin \omega t$, которое далее отфильтровывается от постоянной составляющей, ему придается смещение U_S. Полученное напряжение поступает на компаратор, а выходное напряжение компаратора STR (сигнальный импульс) – в логический блок контроллера (детектор).

Сигналы GD и BFD получены путем усиления с ограничением из напряжений U_g (поисковый сигнал системы) и U_{bf} (сигнал реакции объекта регулирования). Импульсы детектора LOG (PP и NP) сообщают микроконтроллеру MCU2 о необходимости выполнить инкремент или декремент значения, выводимого на DAC2 (который формирует выходной сигнал системы регистрации). Сигнал CTL генерируется диагностической подсистемой контроллера и блокирует работу детектора в случае неисправности. Логическая схема предусматривает возможность использования как высокого, так и низкого уровня сигнала

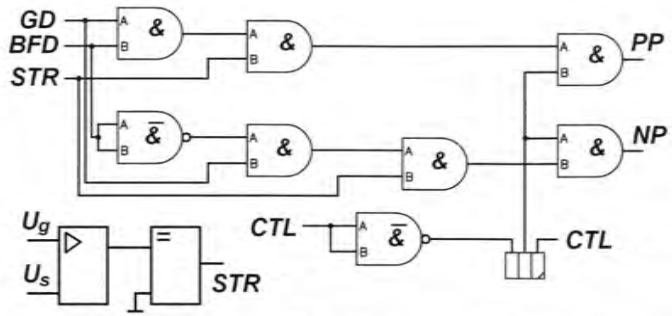


Рис. 10.16. Логический блок контроллера-детектора.

CTL при возникновении тревоги в системе регистрации. Описанное выше приведено на рис. 10.16.

Сигналы детектора связаны друг с другом следующими соотношениями:

$$UG = U_g(t) = \sin(\omega t), \quad UGI = U_{gi}(t) = -U_g(t) = -\sin(\omega t),$$

$$GD = U_{GD}(t) = \frac{1}{2} sign(U_g(t)) + \frac{1}{2}, \quad BF = U_{BF}(t) = \sin(\omega_1 t + \varphi),$$

$$\varphi = const, \; s = const,$$

$$BFS = U_{BFS}(t) = \left[\frac{1}{2} sign((U_{BF}(t) - s) + \frac{1}{2}\right]\left[U_{BF}(t) - s\right],$$

$$BFSD = U_{BFSD}(t) = sign(U_{BFS}(t)),$$

$$BFD = U_{BFD}(t) = \frac{1}{2} sign(U_{BF}(t)) + \frac{1}{2},$$

$$TS = U_{TS}(t) = \left[\frac{1}{2} sign((U_g(t) - s) + \frac{1}{2}\right]\left[U_g(t) - s\right],$$

$$STR = U_{STR}(t) = sign(U_{TS}(t)),$$

$$ITS = U_{ITS}(t) = \left[\frac{1}{2} sign((U_{gi}(t) - s) + \frac{1}{2}\right]\left[U_{gi}(t) - s\right],$$

$$ISTR = U_{ISTR}(t) = sign(U_{ITS}(t)),$$

$$PP = U_{PP}(t) = \left[U_{STR}(t) \cdot U_{BFSD}(t)\right] \cdot U_{CTL}(t),$$

$$NP = U_{NP}(t) = \left[U_{ISTR}(t) \cdot U_{BFSD}(t)\right] \cdot U_{CTL}(t). \qquad (10.5)$$

Например, для случая, когда разность фаз принятых контроллером сигналов равна -π/3, в симуляции в системе MathCad получаем (рис. 10.17):

$t := 0, 0.01 .. 20$

$Rab_SIN(t) := \sin(t)$

$GD(t) := if(Rab_SIN(t) \geq 0, 1, 0)$

$Ura(t) := 1 \cdot \sin\left(t - \frac{\pi}{3}\right)$

$BFD(t) := if(Ura(t) \geq 0, 1, 0)$

$Hi(t) := \sin(20t)$

$STR(t) := if(Hi(t) \geq 0, 1, 0)$

$GD_INV(t) := \neg GD(t)$

$OUT_XOR(t) := (GD_INV(t) \oplus BFD(t))$

$T1(t) := OUT_XOR(t) \wedge STR(t)$ $\quad$ $T2(t) := \neg OUT_XOR(t) \wedge STR(t)$

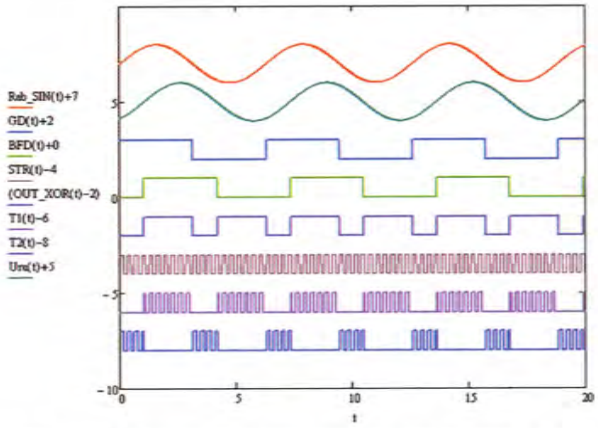


Рис. 10.17. Реализация приведенных для сигналов контроллера-детектора в системе MathCAD

Сдвиг фазы на угол -π/3 приводит к тому, что разница числа насчитанных импульсов для сигналов T1 и T2 (розовый и фиолетовый графики рис. 10.17) становится положительной, что однозначно определяет положение рабочей точки относительно экстремума и необходимое направление для компенсирующего воздействия. При разности фаз +π/3 ситуация будет обратной: разница насчитанных импульсов T1 и T2 будет отрицательной. На рис. 10.18 приведен график реальной работы детектора. Входными сигналами являются два синусоидальных сигнала с частотами 100 и 100.01 кГц. Красный и голубой сигналы соответствуют сигналам PP и NP, которые, как указывалось выше, определяются как:

$$PP = U_{PP}(t) = \left[U_{STR}(t) \cdot U_{BFSD}(t)\right] \cdot U_{CTL}(t),$$

$$NP = U_{NP}(t) = \left[U_{ISTR}(t) \cdot U_{BFSD}(t)\right] \cdot U_{CTL}(t). \qquad (10.6)$$

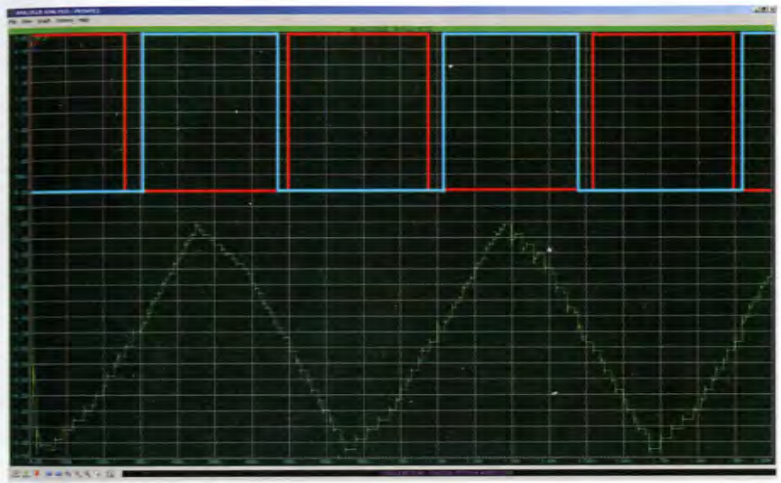


Рис. 10.18. Визуализация выходного сигнала фазового детектора при подаче двух сигналов с близкими частотами.

Таким образом, мы получаем необходимую для реализации детектирования при модуляционном методе статическую характеристику фазового детектора (рис. 10.19):



Рис. 10.19. Статическая характеристика фазового детектора. *N* – Разница насчитанных импульсов *T1* и *T2*, N_{90} – число импульсов, насчитываемых при фазовом сдвиге, равном 90^0.

Вышеописанный контроллер применяется в лазерных деформографах, входящих в состав сейсмоакустико-гидрофизического комплекса ТОИ ДВО РАН. Основные технические характеристики: частота поискового сигнала – 25 или 100 кГц; рабочий диапазон частот – до 1 кГц, максимальная скорость передачи данных – 910 кБ/с, точность измерения разности хода лучей интерферометра – 0.15 нм (при разрядности DAC2 в 12 бит и длине измерительного плеча 50 м). На рис. 10.20 показана одна из реализаций контроллера-детектора, а в таблицах 10.1 и 10.2 приведены основные характеристики его главных модулей.



Рис. 10.20. Одна из реализаций контроллера-детектора (лаборатория физики геосфер).
1 – MCU1 на базе платы STM32F0Discovery, 2 – биполярный цифроаналоговый преобразователь на базе DAC8806, 3 – MCU2 ATmega16.

В ТОИ ДВО РАН накоплен опыт разработки и создания регистрирующих систем, построенных на вышеописанной базе. Созданы и эксплуатируются лазерные измерители деформации земной коры, как в стационарном, так и мобильном вариантах, лазерные измерители вариаций давления гидросферы и атмосферы. С учетом изменяющейся и улучшающейся элементной базы, а также в зависимости от условий работы приборов, ведется модернизация существующих установок, изучение собственного и мирового опыта построения длиннобазовых лазерных деформографов и регистрирующей аппаратуры для них.

В настоящее время разрабатывается регистрирующая система на основе модуляционного метода, но без использования компенсации в

Таблица 10.1. **Основные характеристики модуля STM32F0Discovery**

Тип контроллера: STM32F051R8T6 Тактовая частота: 32/64 МГц Память: 64 КБ Порты ввода-вывода: 55 Контроллер DMA Каналы 12-бит АЦП: 16 Каналы 12-бит ЦАП: 1 Количество таймеров: 18 Интерфейсы I2C, USART, SPI, IrDA, I2S Питание и программирование от USB	

Таблица 10.2. **Основные характеристики DAC8806**

Дифференциальная нелинейность: ±0.5 LSB Интегральная нелинейность: ±1.0 LSB Разрядность: 14 бит Низкий шум: 10 нВ/Гц1/2 Низкое энергопотребление: 2 мкА Полоса пропускания: 8 МГц Динамический диапазон: 105 дБ	

процессе измерения. Такой подход позволяет упростить конструкцию регистрирующей системы и увеличить ее частотный диапазон. Суть такого метода измерения состоит в следующем. Для интерферометра Майкельсона интенсивность излучения в центре интерференционной картины, попадающей на фотодиод, как уже было сказано выше, описывается следующим выражением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\left\{\frac{4\pi(L_2 - L_1)}{\lambda}\right\},$$

где: I_1 и I_2 – интенсивности интерферирующих лучей; L_1 и L_2 – оптическая длина пути первого и второго лучей, соответственно; λ – длина волны лазерного излучения.

Считая I_1 и I_2 константами и деля на $2\sqrt{I_1 I_2}$, получим выражение для выходного напряжения в усилителе фототока:

$$\tilde{U}(t) = I_0 + \cos[4\pi \cdot \frac{\Delta L(t)}{\lambda}], \qquad (10.8)$$

где $\tilde{U}(t)$ – зависимость выходного напряжения усилителя от времени, I_0 – рассчитываемая часть напряжения смещения для исходной интерферограммы, как показано на приведенном ниже рис. 10.21.

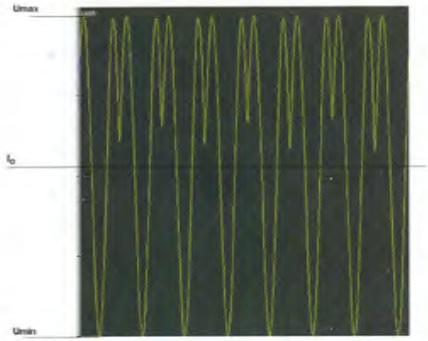


Рис. 10.21. Интерферограмма и напряжения U_{max} и U_{min}, соответствующие экстремальным значениям интерферограммы.

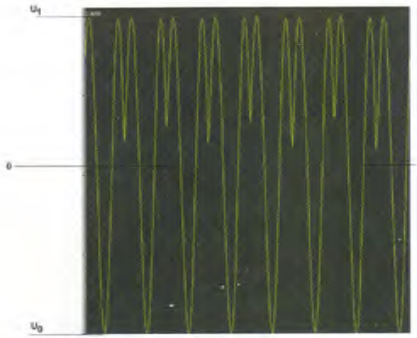


Рис. 10.22. Симметричный относительно нуля выходной сигнал фотодетектора.

Отсюда расчетная величина смещения $I_{см}$

$$I_{см} = I_0 + U_{\min} = U_{\min} + (U_{\max} - U_{\min})/2 = \frac{U_{\max} + U_{\min}}{2}. \qquad (10.9)$$

Смещая исходный сигнал на величину $I_{см}$, получим его вид как показано на рис. 10.22.

Таким образом,

$$\tilde{U}(t) - \frac{U_{\max} + U_{\min}}{2} = U_1 \cos[4\pi \cdot \frac{\Delta L(t)}{\lambda}],$$

$$U_1 = U_{max} - I_{см} = U_{max} - 1/2U_{max} - 1/2U_{min} = 1/2(U_{max} - U_{min}),$$

$$\arccos\left[\frac{2\tilde{U}(t) - U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} - U_{\min}}\right] = 4\pi \cdot \frac{\Delta L(t)}{\lambda},$$

Тогда разность хода равна:

$$\Delta L(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \arccos\left[\frac{2\tilde{U}(t) - U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} - U_{\min}}\right]. \qquad (10.10)$$

На рис. 10.23 представлено восстановление с применением данных выражений сигнала, поданного с генератора сигналов специальной формы.

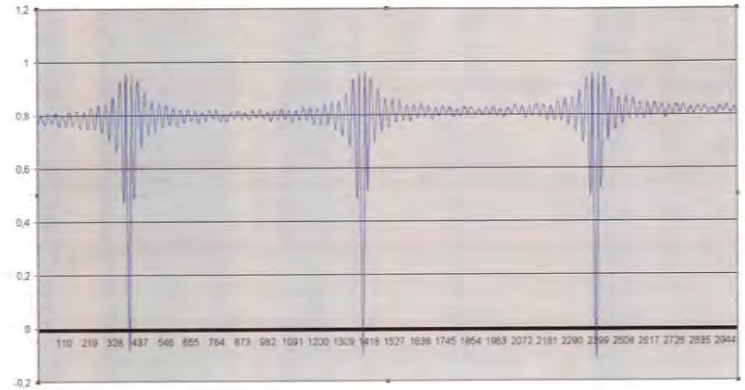


Рис. 10.23. Результат процедуры восстановления сигнала $\Delta L(t)$. График дан в относительных единицах.

Для реализации данного метода восстановления требуется сигнал фотодетектора, который должен быть записан и преобразован так, как указано выше, а также информация о состоянии выходного сигнала фазового детектора, которая позволит точно определить момент перехода рабочей точки через экстремум.

Блок схема системы на рис. 10.24 реализует метод восстановления сигнала. Интерферограмма фиксируется фотодиодом ФД и усиливается с помощью усилителя фототока УФ. Выходное напряжение УФ через повторитель подается на фильтр низкой частоты ФНЧ и с него – на канал аналого-цифрового преобразователя АЦП1. Также, выходное напряжение УФ подается на полосовой фильтр с центральной частотой 100 кГц. Выходной сигнал ПФ подается на один из входов логического устройства ЛУ, который выполняет роль фазового детектора. На второй вход ЛУ поступает напряжение от генератора Г, также имеющего частоту 100 кГц. Выход ЛУ подается на второй канал АЦП2. Выходное напряжение генератора поступает на фазовращатель ФВУ, выход которого подключен к пьезокерамике, обеспечивающей амплитудную модуляцию лазерного излучения.

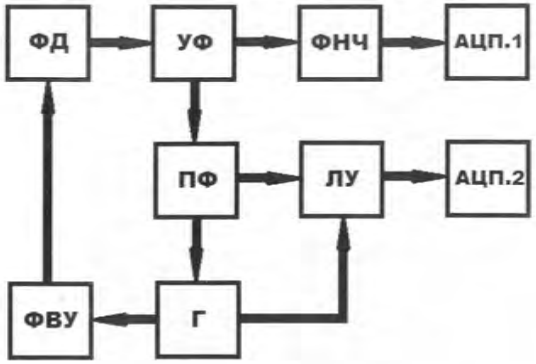


Рис. 10.24. Блок-схема регистрирующей системы без использования керамики компенсации.

Групповая задержка ФНЧ и ПФ должна быть одинаковой на центральной частоте (100 кГц). Суммарное время одного цикла измерения ЛУ в сумме с временем преобразования АЦП не должно превышать 10 мкс. При выполнении двух вышеперечисленных условий частотный диапазон составит 0-250 Гц при точности измерения 10^{-4} и 0-700 Гц при точности измерения 10^{-3}. Достоинства такого метода регистрации: малые габариты и потребление, широкий динамический и частотный диапазоны, высокая степень привязки к длине волны излучения лазера. Недостатки: необходимость записи как минимум од-

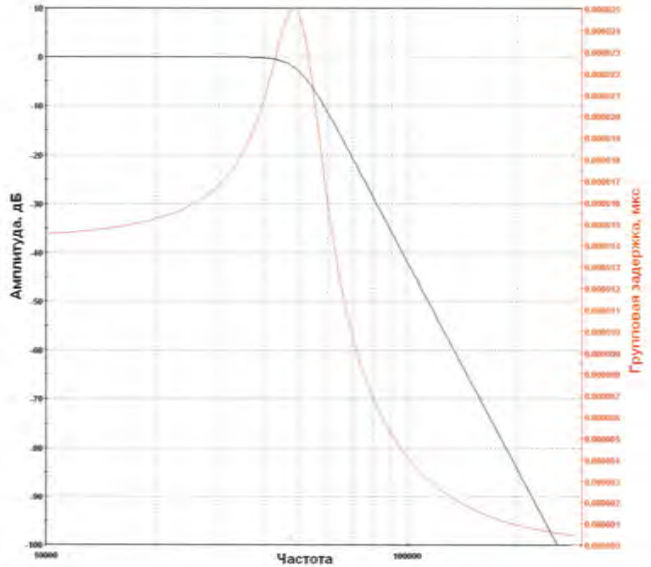


Рис. 10.25. Расчетные характеристики фильтра высоких частот – амплитуда и групповая задержка

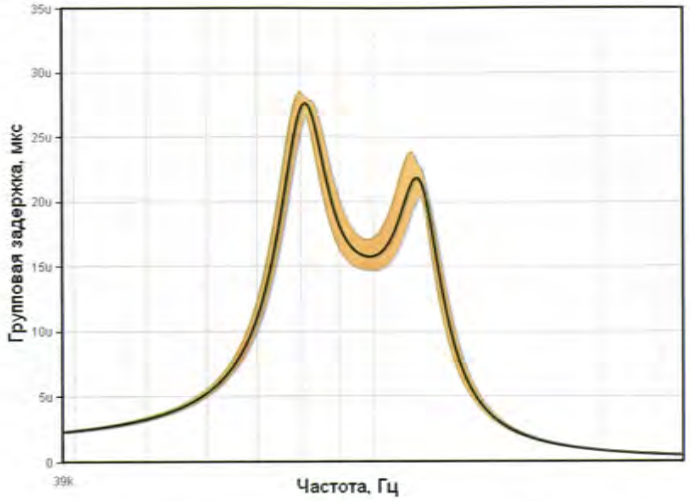


Рис. 10.26. Групповая задержка полосового фильтра.
Коричневым цветом показана область погрешности при точности номиналов используемых радиоэлементов ±1%

ного максимума и минимума интерферограммы при отсутствии предварительной калибровки, необходимость нормирования сигнала при длительных записях.

Для выполнения данных требований рассчитываются и создаются соответствующие фильтры низкой и высокой частоты. В данном случае частота модуляции выбирается 100 кГц. Первый этап – расчет фильтра высокой частоты. Ширину полосы пропускания выбираем 50 кГц, тип фильтра – Баттерворта 7-го порядка. Такие начальные условия дают нам групповую задержку 14-15 мкс в диапазоне частот 0-50 кГц (рис. 10.25).

Полосовой фильтр рассчитывается с учетом полученных значений. Выбраны следующие параметры фильтра: центральная частота 100 кГц, усиление в полосе пропускания 30 дБ, ширина полосы 43 кГц, подавление -20 дБ на частотах 100±30 кГц. Использован фильтр Баттерворта 6-го порядка. При данных параметрах групповая задержка равна 15 ± 1 мкс, что удовлетворяет первоначальным требованиям (рис. 10.26)

На рис. 10.27 приведена осциллограмма выходных сигналов фильтра высокой частоты и фазового детектора. Для фазового детектора входным сигналом являлся выход полосового фильтра.

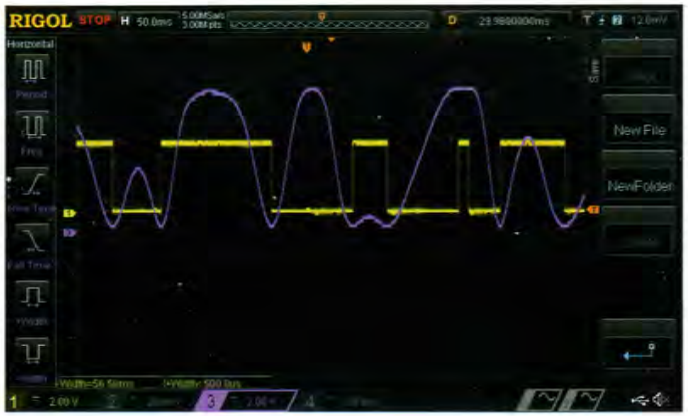


Рис. 10.27. Осциллограмма выходного сигнала фазового детектора (желтый) и выхода фильтра высокой частоты (фиолетовый)

По осциллограмме видно, что смена состояния фазового детектора (переход с уровня логической единицы в ноль и обратно) соответствует экстремуму интерференционной картины. Эти сигналы после записи и обработки позволяют, таким образом, восстановить исходный сигнал (деформацию).

10.4. ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ МАЯТНИКОВОГО ТИПА

В настоящее время успешно эксплуатируются лазерные деформографы, которые применяются для регистрации гравитационных волн [Park et al., 2008], изучения геодинамических и геофизических процессов [Garoi et al., 2008; Jahr et al., 2006; Долгих, Овчаренко, 2008], исследования степени воздействия гидросферных и атмосферных процессов на уровень микродеформаций земной коры [Долгих и др., 2004; Долгих и др., 2007; Долгих и др., 2002]. Существующие лазерные деформографы можно разделить на три группы: 1) однокоординатные, 2) двухкоординатные, 3) трёхкоординатные. Оптическая схема всех лазерных деформографов построена на основе интерферометров Майкельсона (в основном) и интерферометров Фабри-Перо. В качестве источника света в них используются частотно стабилизированные лазеры, частота (длина волны) которых обладает высокой стабильностью. Однокоординатные, двухкоординатные и трёхкоординатные лазерные деформографы создаются на равноплечем и неравноплечем принципах. В данной части главы мы уделим внимание особенностям построения лазерных деформографов однокоординатного типа, созданных на неравноплечем принципе. В этом случае оптические элементы однокоординатного лазерного деформографа устанавливаются на двух блоках, которые жёстко соединены с земными породами [Долгих и др., 2005]. Измерительное плечо лазерного деформографа расположено между двумя блоками, а эталонное плечо – на одном из блоков. Такой лазерный деформограф предназначен для измерения с высокой точностью изменения расстояния между указанными двумя блоками. Технические характеристики лазерных деформографов зависят, в основном, от частотной стабильности применяемых лазеров ($\Delta L / L = |-\Delta f / f|$, где ΔL – величина изменения длины рабочего плеча интерферометра, длина которого равна L, $\Delta f / f$ – частотная стабильность лазера, f – частота излучения лазера), способов установки блоков деформографов и основных параметров сред их расположения. Применение лазеров с долговременной стабильностью $10^{-12} \div 10^{-13}$ позволяет проводить измерение вариаций деформаций на базе прибора (рабочее плечо деформографа) с точностью $10^{-12} \div 10^{-13}$. Далее рассмотрим особенности амплитудно-частотных характеристик лазерных деформографов однокоординатного типа неравноплечего варианта в зависимости от расположения их измерительных блоков и параметров сред.

10.4.1. ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ КЛАССИЧЕСКОГО ТИПА

На рис. 10.28 приведена блок-схема лазерного деформографа однокоординатного типа неравноплечего варианта, оптические элементы которого расположены на двух блоках, жёстко соединённых с упругой средой (земной корой). Изменение расстояния между указанными блоками измеряют с помощью интерференционных методов. Назовём такой лазерный деформограф однокоординатным лазерным деформографом классического типа. Изменение расстояния между блоками вызывают различные процессы: колебательные и волновые, метеорологические, геофизические, геодинамические и т.п. При рас-

положении лазерного деформографа на поверхности земли он может регистрировать поверхностные рэлеевские волны, продольные и поперечные волны. Для изучения особенностей амплитудно-частотной характеристики лазерного деформографа классического типа остановимся на простейшем случае: на регистрации гармонической волны продольного типа, распространяющейся в земной коре. При этом блоки лазерного деформографа расположены на однородной среде. Пусть вдоль оси лазерного деформографа распространяется гармоническая волна продольного типа, которую можно описать следующим уравнением:

$$u_1 = A_0 \cos(\omega t - kx_1), \qquad (10.11)$$

где u_1 – смещение частицы земной коры в точке x_1, A_0 – амплитуда гармонической волны, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота, ν – частота волны, t – текущее время.

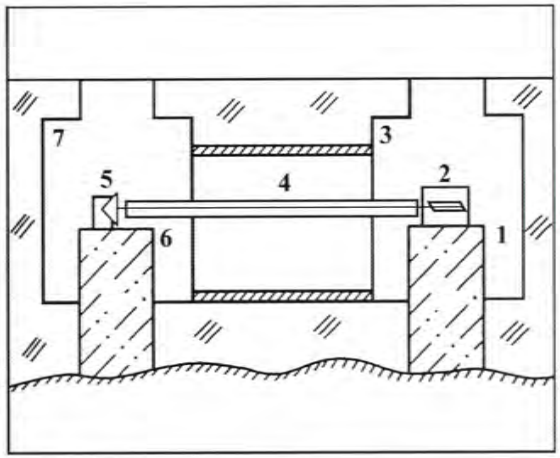


Рис. 10.28. Блок-схема лазерного деформографа однокоординатного типа неравноплечего варианта. 1, 6 – гранитные (бетонные) блоки, 2 – центральный интерференционный узел, 3, 7 – подземные гидротермоизолированные лабораторные помещения, 4 – оптический световод, 5 – уголковый отражатель.

Лазерный деформограф классического типа при распространении упругой волны через среду его расположения будет регистрировать смещение, равное изменению расстояния между блоками

$$\Delta L = x_2 - x_1 = 2A_0 \sin\left(\frac{kL}{2}\right)\sin\left(\omega t - kx_1 - \frac{kL}{2}\right) \qquad (10.12)$$

где L – длина рабочего плеча деформографа (расстояние между блоками лазерного деформографа), x_1 – координата первого блока деформографа, x_2 – координата второго блока деформографа, $x_2 = x_1 + L$, $u_2 = A_0 \cos(\omega t - kx_2)$. Как видно из уравнения (10.12) регистрируемая лазерным деформографом амплитуда волны $A_{рег}$ зависит от A_0, L и λ.

Далее рассмотрим изменение амплитудно-частотной характеристики однокоординатного лазерного деформографа классического типа в частотном диапазоне от 0 до 30 Гц при регистрации продольной гармонической волны. Пусть длина рабочего плеча лазерного деформографа равна 1000 м, амплитуда волны рана 1, а её скорость равна 3000 м/с. На рис. 10.29 приведена амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (0-1 Гц), где по оси абсцисс отложена частота в Гц, а по оси ординат $A_{рег}$. При увеличении измерительного плеча лазерного деформографа его чувствительность в инфразвуковой области повышается. В высокочастотной области, начиная с частоты порядка 5 Гц, амплитудно-частотная характеристика данного лазерного деформографа меняется по гармоническому закону (зона биений), см. рис. 10.30. Т.е. прибор на некоторых частотах на выходе выдаёт удвоенную амплитуду волны (по модулю, $|A_{рег}| = 2A_0$), а на некоторых 0 вместо реальной амплитуды, равной 1. Т.е. в зоне биений сложно проводить регистрацию из-за периодических изменений амплитудно-частотной характеристики. Невозможно рассчитать теоретически и определить экспериментально все особенности конкретных лазерных деформографов из-за неоднородного строения земной коры в зоне их расположения. Т.е. лазерный деформограф с длиной рабочего плеча 1000 м можно успешно

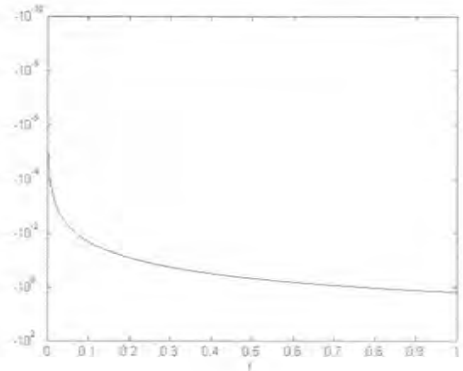


Рис. 10.29. Амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (0-1 Гц)

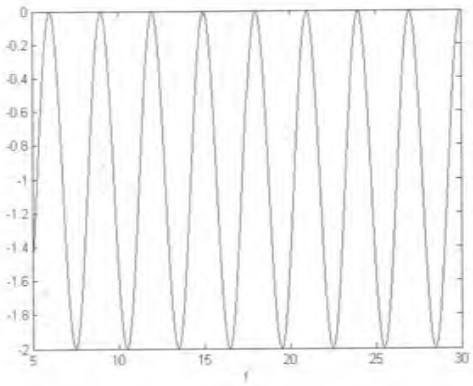


Рис. 10.30. Амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа классического типа с длиной рабочего плеча 1000 в инфразвуковой области (5-30 Гц)

применять для регистрации смещений в инфразвуковой области, а для регистрации колебаний и волн порядка 1 Гц и выше он непригоден. Можно ли убрать данные биения? Ниже мы рассмотрим основной метод, с помощью которого можно не только убрать биения, но и измерить абсолютные амплитуды упругих волн для частот выше 1 Гц.

10.4.2. ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ МАЯТНИКОВОГО ТИПА

Рассмотрим однокоординатный лазерный деформограф, оптические элементы которого по-прежнему установлены на двух блоках. Расположим один из блоков интерферометра жёстко на упругой среде, а другой блок на маятниковой системе, имеющей резонансную частоту ν_0 и добротность Q. На этом блоке установим только уголковый отражатель. Блок подвешивается на нерастяжимой нити, обладающей пренебрежимо малой массой по сравнению с суммарной массой блока и уголкового отражателя. Длина нити значительно больше линейных размеров блока и уголкового отражателя. В этом случае блок с уголковым отражателем можно с некоторым приближением принять за точечную массу. Таким образом, можно утверждать, что мы имеем маятник, являющийся математическим маятником. Лазерный деформограф, созданный по этому принципу, мы назовём лазерным деформографом маятникового типа. На рис. 10.31 приведена блок-схема лазерного деформографа маятникового типа (справа). Центральный интерференционный узел маятникового лазерного деформографа установлен на блоке, на котором расположен центральный интерференционный узел лазерного деформографа классического типа. Данная схема реализована на действующих лазерных деформографах, установленных на м. Шульца. В соответствии с предыдущей частью статьи пусть вдоль оси лазерного деформографа маятникового типа распространяется гармоническая волна продольного типа (10.11), которая приводит в движение первый блок, расположенный жёстко на упругой средой (земной корой), а также второй блок, который входит в состав математического маятника. В этом случае маятник ведёт себя как любой другой гармонический осциллятор, для которого дифференциальное уравнение движения вынужденных колебаний можно записать так:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos\omega t, \qquad (10.13)$$

где $\gamma = \omega_0/2Q$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $f_0 \cos\omega t$ – вынуждающая сила.

Решая данное уравнение при $f_0 = \dfrac{F_0}{m} = A_0\omega_0^2$, находим смещение уголкового отражателя (маятника) в точке с координатами x_2:

$$\Delta L = A_0 \left\{ \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}} \cos\left(kx_1 + kL - \omega t + arctg\left(\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right) \right\}. \qquad 10.(14)$$

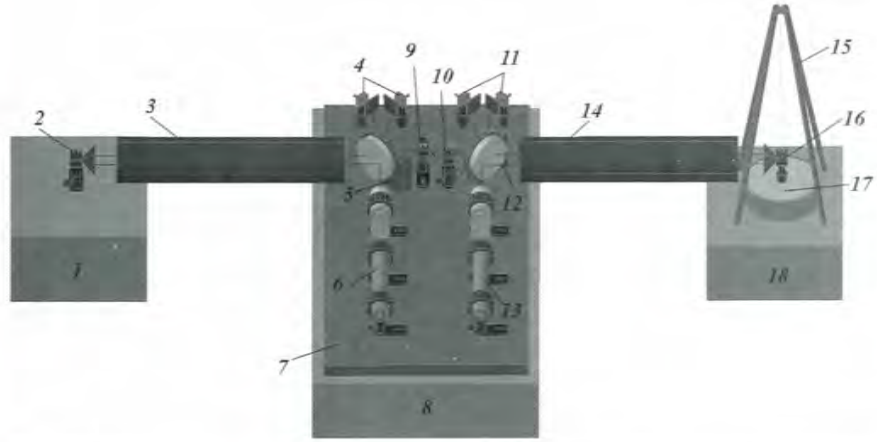


Рис. 10.31. Блок-схема одновременной установки лазерных деформографов классического и маятникового типов. 1, 8, 18 – гранитные (бетонные) блоки; 2, 16 – уголковые отражатели; 17 – ёмкость с маслом; 3, 14 – оптические световоды; 4, 11 – юстировочные зеркала на пьезокерамических цилиндрах, 5, 12 – делительные стёкла (ПИ-100), 6, 13 – частотно-стабилизированные гелий-неоновые лазеры; 7 – оптическая скамья; 9, 10 – фотоприёмники системы регистрации; 15 – маятниковая система.

Смещение блока, установленного жёстко на упругой среде в точке x_1, будет описываться уравнением:

$$u_1 = A_0 \cos(kx_1 - \omega t). \qquad (10.15)$$

Таким образом, при распространении гармонической волны продольного типа вдоль оси лазерного деформографа маятникового типа деформограф будет регистрировать изменение его базы, которое можно записать в виде:

$$\Delta L = A_0 \left\{ \frac{\omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}} \cos\left(kx_1 + kL - \omega t + arctg\left(\frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right) - \right.$$
$$\left. - \cos(kx_1 - \omega t) \right\} \qquad (10.16)$$

Для численных оценок рассмотрим регистрацию однокоординатным лазерным деформографом маятникового типа гармонической волны продольного типа. Длину рабочего плеча (расстояние между блоками) примем за 1000 м, скорость гармонической волны продольного типа за 3000 м/с, амплитуду волны за 1. Пусть добротность маятниковой системы равна 100, а его резонансная частота 3 Гц. Амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа в инфразвуковой области (0-1 Гц) практически идентична однокоординатному лазерному деформографу классического типа. При увеличении измерительного плеча лазерного деформографа маятникового типа его чувствительность в инфразвуковой области также повышается. В высокочастотной области спектра амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа маятникового типа (рис. 10.32) имеет совершенно другой вид, чем амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа классического типа. Как видно из рис. 10.33 при увеличении частоты амплитуда биений постепенно уменьшается и приближается к 1, по модулю, т.е. лазерный деформограф маятникового типа на высоких частотах может регистрировать истинную амплитуду проходящей гармонической волны продольного типа. В частотном диапазоне от 1 до 5 Гц амплитудно-частотная характеристика лазерного деформографа классического типа также испытывает биения, а амплитудно-частотная

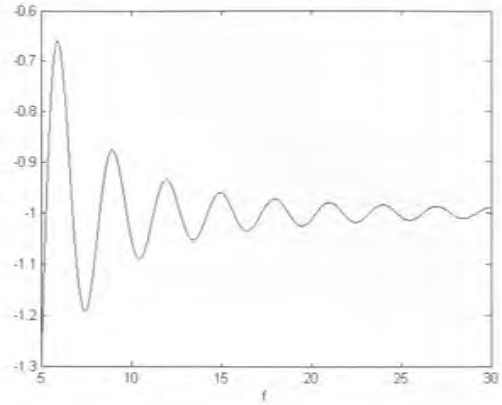


Рис. 10.32. Амплитудно-частотная характеристика однокоординатного лазерного деформографа маятникового типа с длиной рабочего плеча 1000.

характеристика лазерного деформографа маятникового типа на частоте 3 Гц подвержена резонансному явлению. Величина амплитуды на резонансе зависит от добротности маятника. Так при добротности маятника, равной 100, резонансной частоте 0.33 Гц, амплитуде волны равной 1, резонансная амплитуда будет равна примерно 100. Т.е. при уменьшении добротности системы резонансная амплитуда будет уменьшаться, а при увеличении добротности – возрастать.

Далее сравним регистрацию во времени продольной волны лазерными деформографами маятникового и классического типов в частотных диапазонах от 0 до 1 Гц и от 5 до 30 Гц. x_1 примем за начало координат, т.е. $x_1 = 0$.

На рис. 10.33 приведено изменение во времени смещения в упругой среде, вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 0 до 1 Гц, изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического и маятникового типов, соответственно. При сравнении данных рисунков можно сделать следующие выводы: 1) в частотном диапазоне от 0 до 1 Гц лазерные деформографы дают практически один и тот же результат, 2) в данном частотном диапазоне оба деформографа передают характер изменения вариаций смещения в упругой среде, вызванного распространяющейся волной.

На рис. 10.34 приведёно изменение во времени смещения в упругой среде ($x_1 = 0$, начало координат), вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 5 до 30 Гц, изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяю-

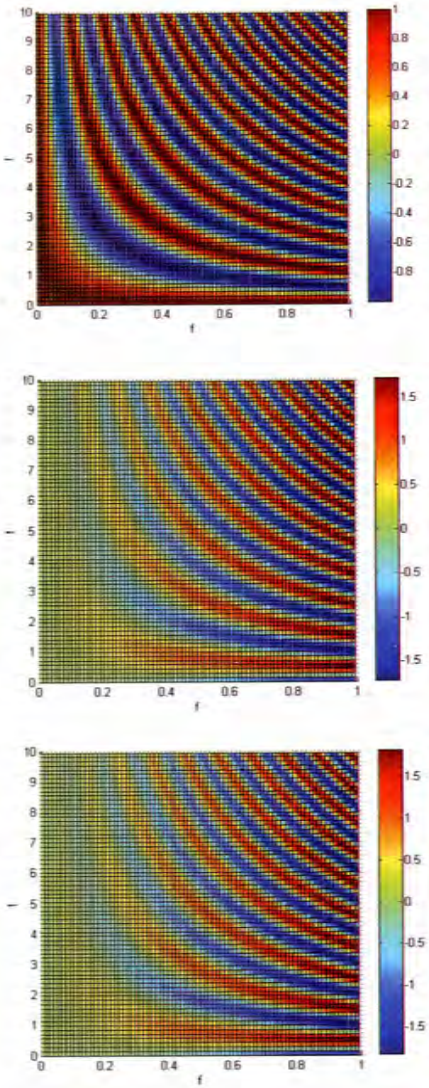


Рис. 10.33. Изменение во времени смещения в упругой среде, вызванное распространяющейся упругой волной, на частотах от 0 до 1 Гц (верхний), изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического (средний) и маятникового (нижний) типов.

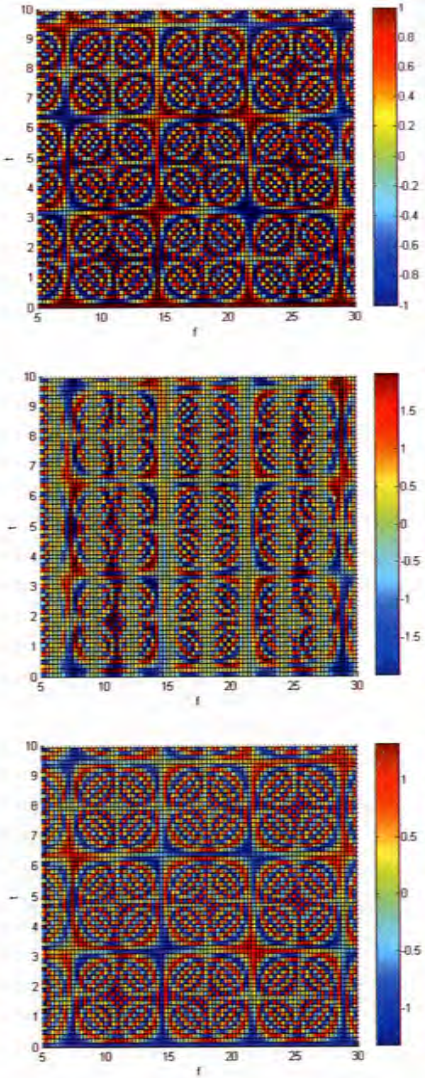


Рис. 10.34. Изменение во времени смещения в упругой среде ($x_1 = 0$, начало координат), вызванное распространяющейся упругой волной (верхний), на частотах от 5 до 30 Гц, изменение во времени смещения в упругой среде (при $x_1 = 0$) при регистрации распространяющейся упругой волны лазерными деформографами классического (средний) и маятникового (нижний) типов.

щейся упругой волны лазерными деформографами классического и маятникового типов. При сравнении данных рисунков можно сделать следующие выводы: 1) в частотном диапазоне от 5 до 30 Гц и выше лазерный деформограф маятникового типа точно описывает характер изменения вариаций смещения в упругой среде (с учётом умножения на -1 и небольшого фазового сдвига), вызванного распространяющейся волной, 2) лазерный деформограф классического типа не описывает характер изменения вариаций смещения в упругой среде, вызванного распространяющейся волной.

10.5. ДОННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ

До настоящего времени все ранее созданные лазерные деформографы устанавливались на поверхности земли или под землёй на различных глубинах [Долгих, 2012; Долгих и др., 2011; Долгих и др., 1998; Долгих, Привалов, 2009; Jahr et al., 2006; Takemoto et al., 2006]. Характерной особенностью данных приборов является широкий рабочий диапазон частот и высокая чувствительность, что позволяет их успешно применять для исследования закономерностей возникновения и развития деформационных процессов в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц с наноуровневой точностью.

Для изучения деформационных процессов на дне морей или океанов применяются донные сейсмографы различных конструкций, которые, к сожалению, обладают узким рабочим диапазоном частот. С целью разработки установок, способных измерять вариации деформаций океанической земной коры в широком частотном диапазоне, нами был разработан донный лазерный деформограф на основе модифицированного интерферометра Майкельсона. Вся оптическая часть интерферометра помещена в двух отсеках, изготовленных из толстостенного углепластика. В первом отсеке размещена оптическая скамья и основные оптические элементы интерферометра, см. рис. 10.35. Во втором отсеке на оптической скамье меньшего размера находится уголковый отражатель. Обе оптические скамьи жёстко соединены с дном отсеков, которые через конусообразные устои соединяются с породами морского дна. Луч лазера между отсеками распространяется по оптическому световоду. Расстояние



Рис. 10.35. Оптическая скамья и основные оптические элементы интерферометра.

между устоями равно 3.3 м.

На рис. 10.36 приведена фотография основных компонент оптико-электронной системы донного лазерного деформографа, размещённых в первом отсеке, где: 1 – зелёный частотно стабилизированный полупроводниковый лазер LCM-S-111, 2 – коллиматор, 3 – юстировочные зеркала, 4 – делительная пластина ПИ-100, 5 – система регистрации, 6 – зеркала раскачки и компенсации, 7 – фотодиод с предусилителем.

Донный лазерный деформограф предназначен для измерения изменения расстояния между устоями, которые фиксируются в дне. Применяемые методы интерферометрии позволяют измерять относи-

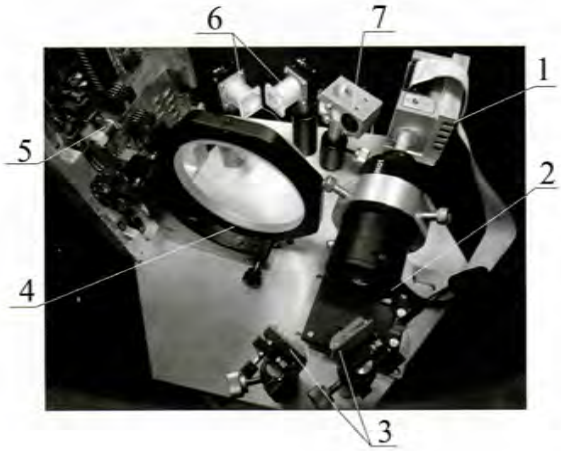


Рис. 10.36. Основные компоненты оптико-электронной системы донного лазерного деформографа.

тельное смещение устоев деформографа с точностью $\Delta L = 10^{-3} \times \lambda/2$, где λ – длина волны зелёного лазера, 532 нм, L – длина рабочего плеча. При этом чувствительность донного лазерного деформографа составит величину $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} = 0.8 \times 10^{-10}$.

С учётом вышеизложенного, приведём основные характеристики донного лазерного деформографа: 1) рабочий диапазон частот – от 0 (условно) до 1000 Гц, чувствительность – 0.8×10^{-10}, рабочие глубины – до 500 м.

Литература к главе 10

1. Park J., Amoruso A., Crescentini L., Boschi E., Geophysical Journal International 173 (2008) 887.

2. Garoi F., D. Apostol, V. Damian, P.C. Logofatu, B.F. Ionita, J. Lazar, G. Molesini, T. Papadopoulos, C. Ionescu, Andreea Tugui, Proceedings of SPIE 7022 (2008) 702218.

3. Jahr T., C. Kroner, A. Lippmann, Journal of Geodynamics 41 (2006) 205.

4. Долгих Г.И., Овчаренко В.В. «Шум» земли в диапазоне инфрагравитационных морских волн // ДАН, 2008. Т. 422. № 2. С. 250–253.

5. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при его изучении баро–деформационного взаимодействия // Физика Земли, 2004. № 8. С. 82–90.

6. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Деформационный метод определения цунамигенности землетрясений // ДАН, 2007. Т. 417. №1. С. 109–112.

7. Долгих Г.И., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Фищенко В.К. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентаций в геофизических исследованиях переходных зон // Физика Земли, 2002. № 8. С. 69–73.

8. Долгих Г.И. Аппаратно-программные комплексы геодинамического мониторинга // Тихоокеанская геология, 2012. Т. 31. № 1. С. 71–79.

9. Долгих Г.И., Бутырин П.Г., Долгих С.Г., Дягилев Р.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Регистрация инфразвуковых деформационных возмущений пространственно разнесёнными лазерными деформографами // ДАН, 2011. Т. 441. № 1. С. 376–379.

10. Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Двухкоординатный лазерный деформограф // Физика Земли, 1998. № 11. С. 76–81.

11. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 203 с.

12. Jahr T., Kroner C., Lippmann A. Strainmeters at Moxa observatory, Germany // Journal of Geodynamics, 2006. V. 41. P. 205–212.

13. Takemoto Shuzo, Momose Hideo, Araya Akito, Morii Wataru, Akamatsu Junpei, Ohashi Masatake, Takamori Akiteri, Miyoki Shinji, Uchiyama Takashi, Tatsumi Daisuke, Higashi Toshihiro, Telada Souichi, Fukuda Yoichi. A 100 m laser strainmeter system in the Kamioka Mine, Japan, for precise observations of tidal strains // Journal of Geodynamics, 2006. V. 41. P. 23–29.

ГЛАВА 11 ЛАЗЕРНЫЕ НАНОБАРОГРАФЫ, ЛАЗЕРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ВАРИАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОСФЕРЫ, ЛАЗЕРНЫЕ ГИДРОФОНЫ

При исследовании физических процессов геосфер основные задачи сводятся к изучению закономерностей генерации, динамики и трансформации колебаний и волн широкого диапазона частот. На первый взгляд эти задачи быстро решаемые, но на самом деле их решать можно не одно поколение, если исследуемый диапазон частот включает в себя, хотя бы звуковой и инфразвуковой диапазоны. И здесь задача становится неимоверно сложной, так как возможны ситуации, когда длины волн исследуемых процессов соизмеримы с геометрическими размерами рассматриваемых частей геосфер. Особенно эти задачи проблематичны в своём решении при рассмотрении взаимодействия физических процессов системы «атмосфера-гидросфера-литосфера» с включением шельфовых клиновидных областей. Данное изучение невозможно провести теоретически хотя бы приближённо, а оно необходимо для решения не только фундаментальных, но, в основном, для прикладных задач. Кроме того, полученные с большим приближением теоретические результаты могут быть крайне ошибочными, проверку которых можно осуществить только экспериментально. Для правильной интерпретации полученных экспериментальных данных исследования необходимо проводить одновременно во всех трёх геосферах установками, расположенными на одном полигоне. Более того, для адекватной интерпретации полученных данных исследования необходимо выполнять одновременно на полигонах, разнесённых на значительные расстояния.

После создания лазерных деформографов, которые показали свои значительные преимущества по основным техническим характеристикам над всеми существующими измерителями своего направления, было принято естественное решение по созданию установок для измерения вариаций атмосферного и гидросферного давлений на основе лазерно-интерференционных методов. В дальнейшем были созданы лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросфера и лазерные гидрофоны, которые в последствии

показали свои значительные преимущества перед любыми существующими установками, ориентированными на измерение вариаций атмосферного и гидросферного давлений в инфразвуковой и низкочастотной (до 1000 Гц) звуковой областях спектра. В данной глава мы рассмотрим особенности создания лазерно-интерференционных установок, предназначенных для измерения вариаций атмосферного и гидросферного давлений в инфразвуковой и низкочастотной звуковой областях спектра, их технические характеристики и некоторые результаты по их калибровке и испытаниям. В настоящее время создано пять лазерных нанобарографов, три лазерных измерителя вариаций давления гидросферы и два лазерных гидрофона. В нашем случае лазерный гидрофон отличается от лазерного измерителя вариаций давления гидросферы только тем, что в нём используются малогабаритные полупроводниковые лазеры вместо гелий-неоновых частотно стабилизированных лазеров, применяемых в лазерных измерителях вариаций давления гидросферы.

Последние десять лет в ТОИ ДВО РАН ведутся работы по созданию лазерно-интерференционных гидроакустических и океанологических измерительных систем. За это время разработан и создан ряд приборов предназначенных для измерения вариаций давления гидросферы. Условно их можно разделить на два вида: лазерные измерители вариаций давления гидросферы [Долгих и др., 2005; Долгих и др., 2011] и лазерные гидрофоны [Долгих и др., 2007; Долгих и др., 2013; Долгих и др., 2015; Долгих и др., 2016]. Помимо этого, ведутся работы по созданию лазерно-интерференционного приемника градиента давления.

11.1. ЛАЗЕРНЫЙ НАНОБАРОГРАФ

Лазерный нанобарограф разработан и создан для изучения природы вариаций атмосферного давления в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц с высокой точностью (Долгих и др., 2004а). В нём в качестве чувствительного элемента используется блок анероидных коробок, применяемый в обычных стрелочных барометрических приборах (Андрееева, 1981). Характеристики блока анероидных коробок следующие: материал коробки – бериллиевая бронза БрБ2; диаметр

коробки – $d_к$ = 50 мм; диаметр жесткого центра – d_c = 10 мм; толщина материала коробки – $\delta_к$ = 0.1 мм; тип гофра – пильчатый; высота гофра H = 1 мм; длина волны гофра l = 7 мм; угол наклона гофра θ = 20°; количество коробок в измерительном блоке – 4 шт. Для регистрации перемещения незакрепленного конца блока, с целью увеличения чувствительности установки и расширения её частотного и динамического диапазонов, применяются лазерно-интерференционные методы.

Оптическая схема лазерного нанобарографа, приведённая на рис. 11.1, создана на основе модифицированного интерферометра Майкельсона равноплечего типа с длиной измерительного (или «эталонного») плеча 20 см. Как видно из рис. 11.1 луч лазера (1), пройдя коллиматор (2), попадает на плоско параллельную пластину ПИ-100 (3), на которой делится на два. Один из них проходит по «эталонному» плечу, расположенному между пластиной ПИ-100, зеркалами на пьезокерамических цилиндрах (7) и (8) и фотодиодом ФД24К (5). Другой проходит измерительное плечо, расположенное между пластиной ПИ-100 (3), системой «глаз кошки», состоящей из собирающей линзы (6) и анероидной коробки с зеркальным напылением (4), и фотодиодом ФД24К (5). На фотодиоде (ФД) оба луча образуют интерференционную картину, которую настраивают на «пятно-минимум»

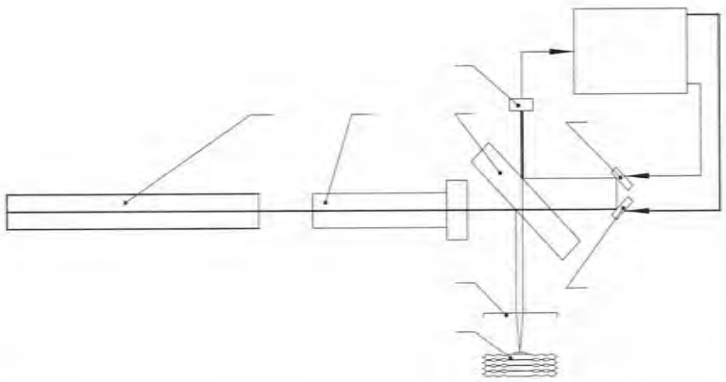


Рис. 11.1. Блок-схема лазерного нанобарографа. 1 – частотно-стабилизированный He-Ne-лазер ЛГН-303 (гелий-неоновый частотно стабилизированный лазер фирмы Melles Griot), 2 – коллиматор, 3 – делительная пластина ПИ-100, 4 – блок анероидных коробок с зеркалом, 5 – фотоприемник, 6 – линза, 7 – зеркало компенсации, 8 – зеркало раскачки

или «пятно-максимум» в зависимости от выбранных способов работы системы регистрации лазерного нанобарографа. За счет обратной связи, выведенной на одну из пьезокерамик, интерференционная картина поддерживается неизменной на фотодиоде. Величина сигнала подстройки пропорциональна изменению оптической разности хода в плечах интерферометра. При достижении величины сигнала подстройки, соответствующей изменению оптической разности хода в плечах интерферометра равного $\lambda/2$ (λ – длина волны лазера), ключи системы регистрации замыкаются, и интерференционная картина с одного экстремума перескакивает на один из двух соседних, связанных с увеличением или уменьшением измерительного плеча интерферометра.

Изменение оптической разности хода в плечах интерферометра можно описать следующим выражением:

$$\Delta l = \frac{\Delta i}{i_0}\frac{\lambda}{2\pi} \pm \sqrt{\left(l\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta i_1}{i_0}\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta i_2}{i_0}\right)^2}, \qquad (11.1)$$

где: $\frac{\Delta i}{i_0}\frac{\lambda}{2\pi}$ – изменение оптической разности хода, связанной с вариациями атмосферного давления, воздействием сейсмоакустического шума, температуры и влажности на интерференционный узел; $\ell\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ – шумы, обусловленные нестабильностью частоты лазерного излучения; $\frac{\Delta i_1}{i_0}\frac{\lambda}{2\pi}$ – шумы фотоэлектронной аппаратуры; $\frac{\Delta i_2}{i_0}\frac{\lambda}{2\pi}$ – шумы, вызванные нестабильностью мощности лазерного излучения. Проанализируем вклад каждого слагаемого в измеряемую величину Δl.

В лазерном нанобарографе оптическая разность хода в плечах интерферометра уравнена с точностью до 10^{-2} м. В этом случае при использовании частотно нестабилизированного лазера с вышеописанными характеристиками и условиями эксплуатации, в лазерном нанобарографе достигается точность измерения оптической разности хода лучей в плечах интерферометра:

$$\Delta\ell = |-\ell\varepsilon| = 1 \cdot 10^{-2}\,м \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} = 1.6 \cdot 10^{-8}\,м. \qquad (11.2)$$

Применяемые методы интерферометрии (Долгих, 2000) позволяют измерять $\Delta\ell$ с точностью $(10^{-3} \div 10^{-4})^{\lambda/2}$, т.е.

$$\Delta l_{пр} = 0.3 \times (10^{-9} \div 10^{-10})\ \text{м}. \qquad (11.3)$$

Для достижения данной точности необходимо использовать лазер с частотной стабилизацией, которые успешно применяются в исследовательских и метрологических целях (Пак, Привалов, Фофанов, 1981).

При проведении экспериментальных исследований в лазерном нанобарографе ранее использовался частотно стабилизированный лазер ЛГН-303, который имел стабильность частоты достаточную для применения в качестве излучателя в устройстве «лазерно-интерференционный нанобарограф», в настоящее время во всех лазерных нанобарографах используется аналогичный гелий-неоновый частотно стабилизированный лазер фирмы Melles Griot. Долговременная стабильность частоты лазера равна 10^{-8}. Использование данного лазера в нанобарографе позволило проводить измерение $\Delta\ell$ с точностью $\Delta\ell = 1 \cdot 10^{-10}$ *м*, что по порядку величины совпадает с (11.3).

Для оценки чувствительности лазерно-интерференционного нанобарографа рассчитаем перемещение незакрепленного конца блока анероидных коробок под действием изменений атмосферного давления. Согласно (Андреева, 1981) прогиб одиночной мембраны и перепад давления на мембране связаны соотношением:

$$\frac{pR^4}{Eh^4} = a\frac{u_0}{h} + b\frac{u_0}{h^3}, \qquad (11.4)$$

где: p – перепад давления на мембране, R –радиус анероидной коробки, E – модуль упругости материала коробки, h –толщина мембраны, u_0 – прогиб мембраны под действием перепада давления, a и b вспомогательные коэффициенты, определяемые в зависимости от параметров гофрировки. В нашем случае, a = 35 и b = 0.032, и выражение (11.4) принимает вид:

$$p = 0.0121u_0 + 0.0011u_0^3, \qquad (11.5)$$

где: давление (p) задано в МПа, а u_0 в мм.

Применяемые методы интерферометрии позволяют измерять изменение оптической разности хода в плечах интерферометра с точностью до 0.03 нм. В данном случае это смещение поверхности одиночной мембраны будет вызвано изменением атмосферного давления,

равным примерно 0.0004 Па. Блок анероидных коробок состоит из 8 мембран. Точность измерения вариаций атмосферного давления при этом улучшится в 8 раз и составит величину, примерно равную 50 мкПа.

Установка находится в гидротермоизолированном подземном помещении, где влажность в процессе измерения остается постоянной, а температура меняется в пределах 0.1°. Юстировочные и крепежные детали интерференционного узла конструктивно выполнены с возможной компенсацией температурных воздействий. С учетом конструкции модифицированного интерферометра Майкельсона равноплечего типа точность измерения $\Delta\ell$ составит величину 0.1 нм.

Температурное воздействие на саму анероидную коробку приводит к ошибкам в измерении вариаций атмосферного давления, ограничивая точность его измерения до 0.003 Па, что значительно превышает чувствительность прибора. Отсюда следует, что для полной реализации возможностей нанобарографа желательно осуществлять мероприятия по температурной стабилизации в помещении, где установлен прибор или проводить синхронные измерения вариаций температуры с последующим вычислением поправки в полученные экспериментальные данные. За счет применения анероидных коробок из элинвара, температурный коэффициент модуля упругости которого близок к нулю, возможно, вообще избавится от соответствующей температурной погрешности.

Далее остановимся на ошибках, вносимых в измерения вариаций атмосферного давления сейсмоакустическими шумами, которые могут изменять оптическую разность хода в плечах интерферометра.

Согласно (Долгих, 2003) для интерферометра равноплечего типа соотношение, связывающее величину зарегистрированной амплитуды A с истинной амплитудой A_0 гармонического сигнала, определяется следующим образом:

$$A = 4A_0 \cos\left(\frac{2\pi(L-x)}{\lambda_y}\right)\sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda_y}\right), \qquad (11.6)$$

где: L – длина «плеча» интерферометра (20 см), x – координата, λ_y – длина волны, распространяющейся в упругой среде. При анализе данного выражения следует, что измеренная амплитуда очень сильно падает при возрастании λ_y в случае $\lambda_y >> L$. Конечно, берется случай равного смещения в обоих плечах интерферометра при прохождении

сейсмоакустических волн (сейсмоакустического шума). В случае, когда упругая волна вызывает смещение только в одном из плеч интерферометра, то для оценки принятой амплитуды можно пользоваться выражением для интерферометра неравноплечего типа (Долгих, 2003):

$$A = 2A_0 \sin\left(\frac{2\pi(L-x)}{\lambda_y}\right)\sin\left(\frac{2\pi L}{\lambda_y}\right). \qquad (11.7)$$

При этом происходит уменьшение принятой амплитуды при возрастании λ_y, но не так быстро, как в случае действия выражения (11.6). В любом случае по мере роста λ_y (увеличение периода волны) происходит значительное уменьшение амплитуды зарегистрированной волны. Граничное значение периода $\left(\frac{2\pi L}{\lambda_y} = \frac{\pi}{6}\right)$ при скорости упругих волн C_y = 3000м/с находится на частоте 125 Гц. В этом случае $A=A_0$. Далее по мере роста периода волны происходит уменьшение А.

Оценку воздействия фонового сейсмоакустического шума (или упругих колебаний и волн) в рабочей полосе установки на величину зарегистрированного сигнала можно сделать только после проведения синхронных измерений на лазерном деформографе и лазерном нанобарографе. Интерференционный узел лазерного деформографа и нанобарографа располагались в одном и том же помещении. Как будет показано далее, в высокочастотной области принимаемых сигналов T<100 с практически не наблюдается совпадений за исключением отдельных выбросов, что указывает на то, что воздействие упругих колебаний и волн на измеренную величину $\Delta\ell$ ничтожно, по сравнению с реакцией анероидной коробки на вариации атмосферного давления. Необходимо заметить, что оптическая скамья лазерно-интерференционного нанобарографа находилась на резиновых шариках диаметром 5 см, что обеспечивало дополнительную развязку от сейсмоакустического шума.

В месте расположения лазерно-интерференционного нанобарографа ранее проводились измерения вариаций уровня микросмещений земной коры в широком частотном диапазоне. Уровень фоновых колебаний микросейсмического шума в частотном диапазоне при f > 1 Гц составляет в среднем 10^{-10} м (если не брать во внимание резонансные частоты сооружения «лазерный деформограф» и т.п.) на базе прибора неравноплечего типа длиной 52.5 м. В случае, если данные сейсмоакустические шумы влияют только на одно плечо нанобарографа, то они выдают изменение оптической разности хода в нем, равное $\frac{0.2}{52.5}10^{-10}\,м \approx 3\cdot10^{-12}\,м$, что на порядок больше точности измерений изменения оптической разности хода лучей в плечах интерферометра нанобарографа применяемыми методами интерферометрии.

В другом крайнем случае, когда данные сейсмоакустические шумы вызывают одинаковые смещения в обоих плечах интерферометра, измеренное изменение оптической разности хода, вызванное данными сейсмоакустическими шумами, будет равно $\frac{0.01}{52.5}10^{-10} \approx 2\cdot10^{-14}\,м$, что находится за пределами чувствительности применяемых методов интерферометрии. Из вышеприведенных оценок следует, что фоновые сейсмоакустические шумы не влияют на измеряемые параметры вариаций атмосферного давления лазерно-интерференционным нанобарографом.

Для проверки данных расчетов были проведены одновременные измерения вариаций уровня сейсмоакустического шума и атмосферного давления в одном помещении. Измерение изменения уровня микродеформаций земной коры проводилось 52.5-метровым лазерным деформографом неравноплечего типа, а измерение вариаций атмосферного давление осуществлялось лазерным нанобарографом. Лазерный нанобарограф располагался в подземном гидротермоизолированном помещении интерференционного узла лазерного деформографа. Проводились длительные измерения вариаций уровня микродеформаций земной коры и атмосферного давления в широком диапазоне частот с предварительной обработкой данных (фильтрация и децимация) в режиме реального времени с записью данных на жесткий диск компьютера с частотой дискретизации равной 62.5 Гц. Затем данные перезаписывались на лазерные диски с последующей организацией банка данных. Частые отключения света не позволили получить длительные ряды записей. Максимальная длительность непрерывной записи составила примерно три недели. Полученные данные позволили проанализировать вариации уровня микродеформаций земной коры и атмосферного давления по синхронным записям лазерного деформографа и лазерного нанобарографа в частотном диапазоне от суточного прилива и их гармоник до 31.75 Гц. В записях деформографа и нанобарографа высокочастотного диапазона в периоды отсутствия сейсмоакустического шума высокого уровня не обнаружено совпада-

ющих максимумов в спектрах мощности, полученных при обработке синхронных участков в записи. Так на рис. 11.2 приведены спектры, полученные при обработке синхронных участков записи лазерного деформографа (верхний) и лазерно-интерференционного нанобарографа (нижний).

Выделенные максимумы на записях лазерного деформографа и лазерного нанобарографа не совпадают, что указывает на разный их первоисточник. Все выделенные максимумы, по-видимому, связаны с собственными шумами установок «лазерный деформограф» и «лазерный нанобарограф». Из данной экспериментальной проверки следует, что фоновые сейсмоакустические шумы высокочастотного диапазона (1 Гц < f <31.75 Гц), регистрируемые лазерным деформографом, не влияют на характер записи лазерно-интерференционного нанобарографа.

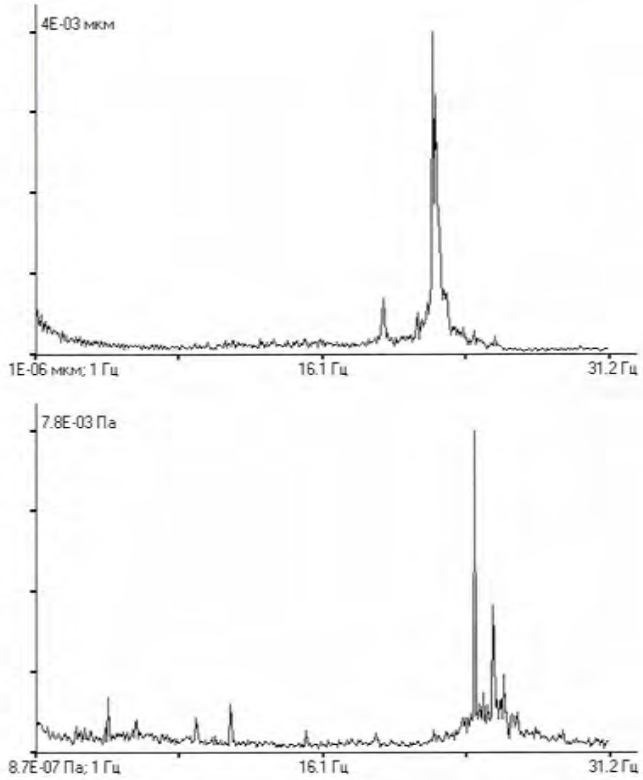


Рис. 11.2. Спектры, полученные при обработке синхронных участков записи лазерного деформографа (верхний) и лазерного нанобарографа (нижний)

Таким образом, теоретически установлено, что точность измерения вариаций атмосферного давления, ограниченная, в основном, изменением температуры, равна 0.003 Па, что значительно ниже точности измерений, определяемой применяемыми методами интерферометрии (50 мкПа). Учет влияния температуры на измеряемые параметры или создание большей температурной стабилизации помещения, где находится лазерно-интерференционный нанобарограф, позволит поднять точность измерения вариаций атмосферного давления до предельной.

В настоящее время создано пять лазерных нанобарографа, которые входят в состав лазерно-интерференционных комплексах, состоящих из лазерных деформографов и лазерных нанобарографов. Дополнительно в отдельные комплексы, расположенные на берегу морей (Охотское и Японское моря) входят лазерные измерители вариаций давления гидросферы и/или лазерные гидрофоны. Лазерно-интерференционные комплексы расположены на следующих полигонах: 1) м. Шульца Японского моря, 2) м. Свободный Охотского моря, 3) п. Горнотаёжное Приморского края, 4) г. Краснокаменск, 5) о. Русский Приморского края (ДВФУ). Внешний вид одного из лазерных нанобарографов приведён на рис. 11.3.

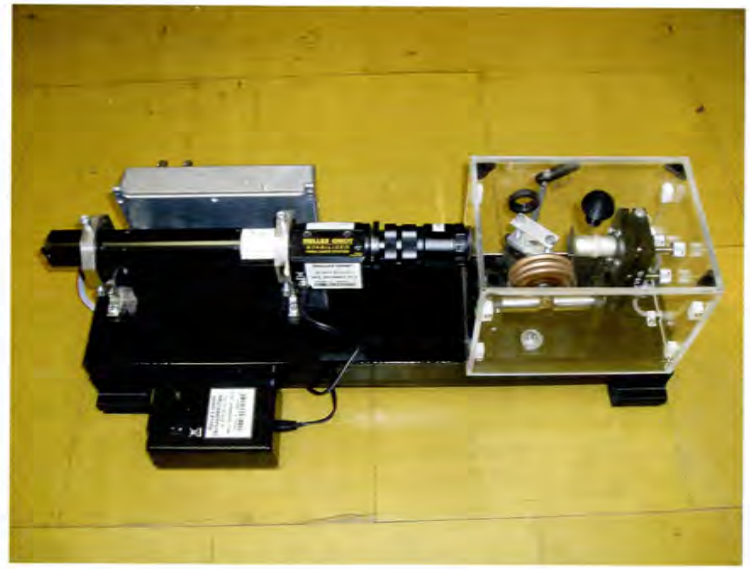


Рис. 11.3. Лазерный нанобарограф, установленный в лабораторном корпусе ДВФУ (о. Русский, Приморский край).

11.2. ЛАЗЕРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ВАРИАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОСФЕРЫ

Первый лазерный измеритель вариаций давления гидросферы создан на основе использования современных лазерно-интерференционных методов (Долгих и др., 2005а). Его оптическая схема построена по принципу модифицированного интерферометра Майкельсона, в котором в качестве источника света применён частотно стабилизованный лазер ЛГН-303. Оптическая схема лазерного измерителя вариаций давления гидросферы приведена на рис. 11.4.

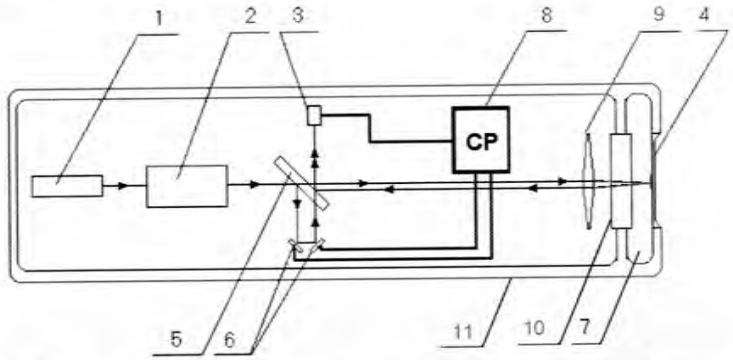


Рис. 11.4. Оптическая схема лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. 1 – лазер, 2 – оптический затвор и коллиматор, 3 – фотодиод, 4 – мембрана с наклеенным зеркалом, 5 – полупрозрачная плоскопараллельная пластина ПИ-100, 6 – плоскопараллельные юстировочные зеркала на пьезокерамических цилиндрах типа PZT фирмы Clevite, 7 – компенсационная камера, 8 – система регистрации, 9 – линза, 10 – плоскопараллельная пластина, 11 – герметичный корпус прибора.

Фотография первой действующей установки без системы регистрации и закрывающей части корпуса приведена на рис. 11.5.

Луч гелий-неонового лазера проходит через коллиматор и оптический затвор и попадает на полупрозрачную плоскопараллельную пластину, разделяясь при этом на два. Далее измерительный луч попадает в отражающую систему «глаз кошки», такую же, как в лазерном нанобарографе. То есть луч попадает на линзу, которая фокусирует его на зеркале, приклеенном на плоскую мембрану (есть также вариант полировки мембраны до зеркального состояния, в этом случае зеркало отсутствует и фокусировка производится прямо на поверхности мембраны), которая обратной своей стороной непосредственно контактирует с морской водой, передающей ей давление на измеряемой глубине, а также его колебания, которые мы называем вариациями давления гидросферы. Отразившись от зеркала на мембране, луч вновь попадает на линзу, которая посылает его на плоскопараллельную пластину, где он сбивается с опорным лучом. При точной и правильной настройке они образуют интерференционную картину, которая попадает на фотодиод.

Для того чтобы иметь высокую чувствительность прибора, необходимо работать с мембранами довольно малой толщины (менее 1 мм). При этом возникает риск разрыва мембраны от гидростатического давления при погружении прибора на рабочую глубину.

К тому же мембрана имеет максимальную чувствительность при малых прогибах. С увеличением прогиба чувствительность резко уменьшается. Для того чтобы не произошло разрыва мембраны и для того, чтобы иметь возможность производить измерения при наименьших ее прогибах, в конструкции измерителя предусмотрена компенсационная камера. Это небольшой объем, который заполняется воздухом, имеющий два технологических

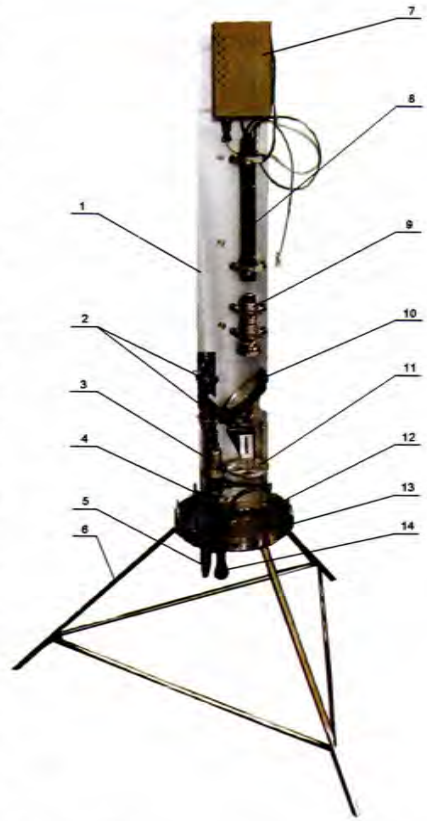


Рис. 11.5. Внутреннее расположение элементов лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. 1 – оптическая скамья; 2 – подвижные юстировочные зеркала интерферометра; 3 – клапан системы компенсации наружного давления; 4 – воздушные шланги; 5 – гермоввод; 6 – опорное устройство; 7 – блок питания лазера ЛГН303, 8 – лазер ЛГН303; 9 – коллиматор; 10 – делительная пластина; 11 – линза; 12 – измерительная мембрана с отражающим покрытием; 13 – крепежные болты для установки герметичного корпуса; 14 – контрольный гидрофон.

окна. В одном из них установлена защемленная плоская мембрана с наклеенным на нее зеркалом, а второе закрыто прозрачной плоскопараллельной пластиной, отделяющей камеру от остального пространства прибора. Кроме того, компенсационная камера посредством патрубков и шлангов через гидравлический электромагнитный клапан ГА192/2 сообщается с резиновой ёмкостью, закреплённой на внешней части корпуса. При погружении прибора в воду, клапан открыт и в компенсационную камеру нагнетается воздух под таким давлением, которое необходимо, чтобы скомпенсировать гидростатическое давление, нарастающее с увеличением глубины. По достижении дна (или рабочей глубины) клапан закрывается, и мембрана начинает реагировать на изменение вариаций давления.

При подъеме прибора последовательность операций повторяется в обратном порядке. Открывается клапан и в процессе подъема, воздух из компенсационной камеры стравливается постепенно с тем, чтобы по достижении поверхности прибором, давление в камере установилось равное атмосферному.

Вариации давления, которые регистрирует лазерный измеритель вариаций давления гидросферы можно рассчитать по формуле для круглой мембраны, закреплённой на краях (Ландау, Лифшиц, 1987):

$$P = \frac{\Delta l \cdot 16 \cdot h^3 \cdot E}{3 \cdot \left(1 - \sigma^2\right) \cdot R^4}, \qquad (11.8)$$

где: Δl – смещение мембраны; h – толщина мембраны; E – модуль Юнга; σ – коэффициент Пуассона, R – радиус мембраны.

В установке используется набор мембран изготовленных из нержавеющей стали. При R=5 см, h=0,5 мм, $E = 2{,}1 \cdot 10^{11} \frac{H}{м^2}$, σ = 0,25, имеем:

$$P = 1{,}5 \cdot 10^6 \cdot \Delta l \qquad (11.9)$$

Лазерно-интерференционные методы позволяют измерять Δl с точностью $0.3 \cdot 10^{-9}$ *м* в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц. Минимально измеряемое давление при указанной мембране будет равно 0.45 мПа. При увеличении диаметра мембраны или уменьшения её толщины чувствительность лазерного измерителя вариаций давления гидросферы значительно улучшается.

Настройка интерференционной картины и отладка работы лазерного измерителя производится в лабораторном помещении при достаточно высокой температуре. При погружении в воду окружающая температура понижается. Это приводит к тому, что изменяется длина деталей интерферометра. Эксплуатация прибора должна выглядеть следующим образом: 1) Опускание прибора в воду на заданную глубину с проведением мероприятий по компенсации гидростатического давления с нарастанием глубины, как это описано выше в описании конструкции прибора. 2) Ожидание установления теплового баланса между внешней средой и деталями прибора. При этом должно быть подано все необходимое для работы электрическое питание. 3) Проведение измерений. 4) Подъем прибора с проведением мероприятий по компенсации гидростатического давления с уменьшением глубины. Если попытаться проводить измерения, пока не установился тепловой баланс, то будет наблюдаться значительный тренд в записи. Поскольку среди деталей прибора имеется много массивных и металлических, то постоянная времени этого процесса довольно велика. Определить ее представляется возможным только экспериментально.

В настоящее время проведена модернизация первого лазерного измерителя вариаций давления гидросферы: лазер ЛГН-303 заменён на гелий-неоновый частотно стабилизированный лазер фирмы Melles Griot, уменьшены его геометрические размеры за счёт оптимизации расположения оптических элементов интерферометра. Внешний вид прибора приведён на рис. 11.6.

Модернизация лазерного измерителя вариаций давления гидросферы привела к созданию других лазерных измерителей вариаций давления гидросферы, один из которых назван мобильным лазерным измерителем вариаций давления гидросферы (рис. 11.7). Корпус мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы выполнен в виде герметичного цилиндра из нержавеющей стали. В мобильном лазерном измерителе вариаций давления гидросферы в качестве источника лазерного излучения используется высокостабильный гелий-неоновый лазер со следующими



Рис. 11.6. Внешний вид лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

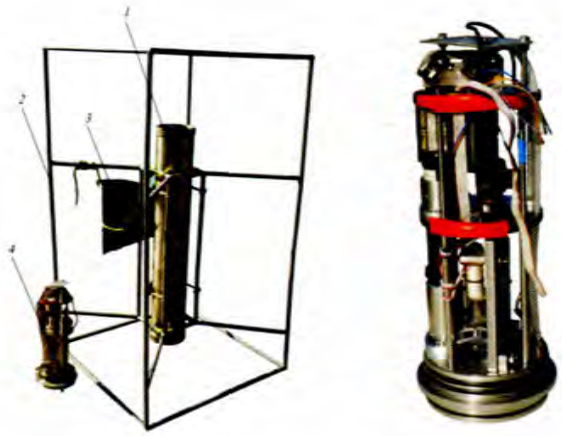


Рис. 11.7. Внешний вид мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы: 1 – корпус, 2 – защитная клетка, 3 – внешняя емкость системы компенсации внешнего давления, 4 – внутренняя оптико-механическая часть мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы , которая в увеличенном варианте показана на рисунке справа.

параметрами: длина волны 630 нм, максимальная мощность излучения 1.4 мВт, нестабильность частоты излучения за 8 часов 10^{-8}. Также стоит отметить, что потребление данного лазера составляет около 110 Вт. Гелий-неоновый лазер превосходит лазер, используемый в лазерном гидрофоне, по этому параметру на четыре порядка. Таким образом, при условии, что в обоих приборах используются одинаковые мембраны, применение лазера с высокой стабильностью частоты излучения (в сравнении с полупроводниковым лазером) в мобильном лазерном измерителе вариаций давления гидросферы позволило повысить его точность, в сравнении с точностью лазерного гидрофона, на четыре порядка. Отметим, что так же, как и в случае лазерного гидрофона, точность измерений мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы может быть повышена путем уравнивания плеч интерферометра. Итак, при использовании мембраны диаметром 0.1 м и толщиной 0.5 мм, мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы имеет точность измерения вариаций давления гидросферы 2.4×10^{-1} Па. Эта точность легко может быть увеличена до 2.4×10^{-5} Па, путем уравнивания плеч интерферометра с точностью 10^{-4} м.

Высокая стабильность гелий-неонового лазера положительно сказалась на точности измерений мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, однако, данный лазер имеет особенности, отрицательно влияющие на эксплуатационные характеристики прибора – это большие геометрические размеры (рис. 11.8). Большой размер, как самого излучающего элемента, так и блоков его питания,

привел к усложнению схемы интерферометра (в нее были добавлены дополнительные зеркала), и существенному увеличению размеров прибора, что привело к увеличению массы, и снизило удобство его эксплуатации. Помимо больших геометрических размеров гелий неоновый лазер отличается серьезным энергопотреблением, около 110 Вт против 20 мВт полупроводникового лазера, что существенно ограничивает время его автономной работы.

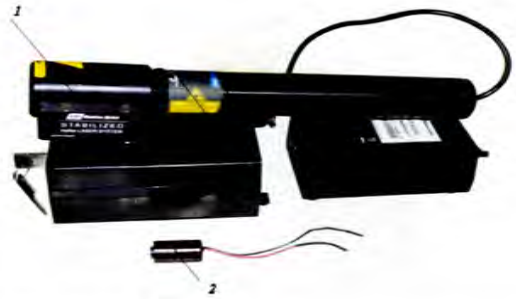


Рис. 11.8. Фотография гелий-неонового и полупроводникового лазеров: 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – полупроводниковый лазер.

11.3. ЛАЗЕРНЫЙ ГИДРОФОН

Работы, направленные на создание лазерно-интерференционных гидрофонов, ведутся в ТОИ ДВО РАН с 2005 года. За это время создано несколько модификаций прибора [Долгих и др., 2007; Долгих и др., 2013; Долгих и др., 2015; Долгих и др., 2016]. Все они имеют похожую конструкцию и принцип работы, при этом последние версии отличаются большей точностью измерений и устойчивостью к изменениям температуры. Ниже будут описаны общие моменты в конструкции и принципе работы приборов, а их отличия будут отдельно отмечаться как в этой части раздела, так и в последующих ее частях.

Внешний вид первого лазерного гидрофона [Долгих и др., 2007] представлен на рис. 11.9. Он имеет цилиндрический корпус (1) из нержавеющей стали, который закреплен в защитной решетке (2), предназначенной для защиты прибора в сложных эксплуатационных условиях (скалистое или илистое дно). Одна сторона имеет отверстие под кабель-ввод. Другая сторона герметично закрывается крышкой (3). Помимо защитной клетки снаружи прибора расположена эластичная емкость (4) с воздухом, выходное отверстие которой с помощью труб-

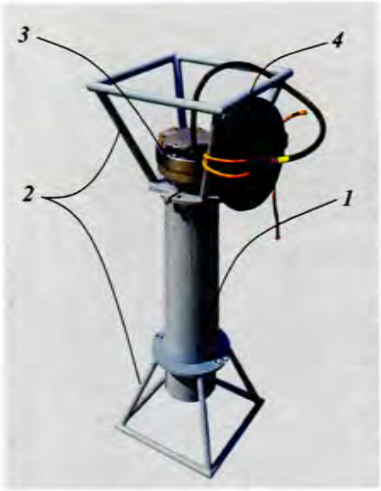


Рис. 11.9. Внешний вид лазерного гидрофона.

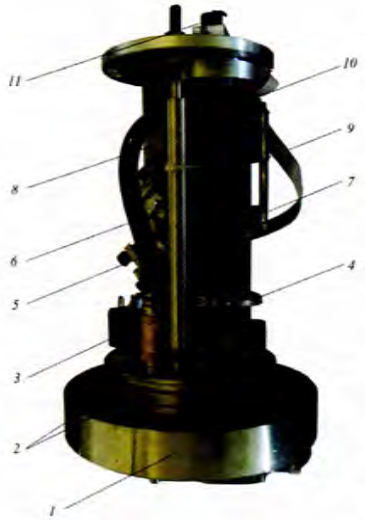


Рис. 11.10. Оптико-механическое устройство лазерного гидрофона: 1 – крышка, 2 – пазы под уплотнительные кольца, 3 – клапан, 4 – линза, 5 – пьезокерамика компенсации, 6 – пьезокерамика раскачки, 7 – делительная пластина, 8 – скамья, 9 – резонансный усилитель, 10 – коллиматор, 11 – лазер.

ки соединено с компенсационной камерой, расположенной в съемной крышке.

Внутри корпуса находятся интерферометр Майкельсона [Ландсберг, 1976; Захарьевский, 1952], компенсационная камера, электромагнитный клапан и цифровая система регистрации.

На рис. 11.10 показано оптико-механическое устройство лазерного гидрофона, которое вставляется в цилиндрический корпус. Герметичность соединения достигается за счет уплотнительных колец, которые вставляются в пазы (2).

Для управления оптико-механическим устройством лазерный гидрофон имеет цифровую систему регистрации [Долгих и др., 2008; Швец, 2011], внешний вид которой приведен на рис. 11.11. Это система, в состав которой входит блок питания, микропроцессорная и усилительная платы. Все части расположены в крепежной решетке, которая состоит из колец (2), и соединительных шпилек (1). Внешний диаметр колец немного меньше внутреннего диаметра корпуса прибора. Таким образом, электронная часть прибора легко вставляется в его корпус и распирающими болтами (3) фиксируется в отведенном для нее месте (вблизи глухой крышки и отверстия под кабель-ввод).

Чувствительным элементом лазерного гидрофона является круглая мембрана. Она закреплена в его съемной крышке таким образом, что

одна ее сторона контактирует с водой, а другая, с закрепленным на ней зеркалом, обращенном внутрь прибора. При этом зеркало является частью измерительного плеча интерферометра (рис. 11.12). Работает прибор следующим образом: под действием вариаций давления гидросферы, центр мембраны (4) смещается. От величины этого смещения зависит интенсивность интерференционной картины, которая формируется интерферометром. Изменения интенсивности интерференционной картины регистрирует цифровая система регистрации. Выходной сигнал системы регистрации пропорционален изменениям вариаций давления гидросферы и является выходным сигналом лазерного гидрофона.

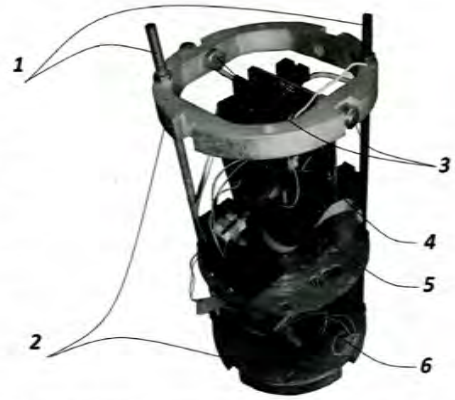


Рис. 11.11. Внешний вид устройства цифровой системы регистрации лазерного гидрофона: 1 – соединительные шпильки, 2 – кольца, 3 – распирающие болты, 4 – микропроцессорная плата, 5 – усилительная плата, 6 – блок питания.

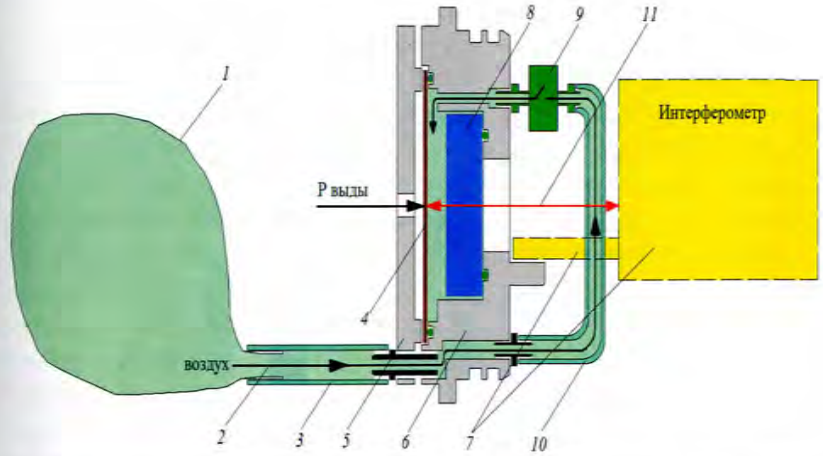


Рис. 11.12. Схема компенсационной камеры: 1 – емкость с воздухом, 2 – направление движения воздуха, 3 – соединительная трубка, 4 – мембрана, 5 – защита мембраны, 6 – основа съемной крышки ЛГ, 7 – интерферометр, 8 – оптическое окно, 9 – клапан, 10 –соединительная трубка, 11 – лазерный луч.

Прибор снабжен устройством компенсации внешнего давления (рис. 11.12), которое необходимо при погружении лазерного гидрофона на рабочую глубину, а также при его поднятии.

Система компенсации внешнего давления состоит из: эластичной емкости с воздухом (1), которая находится снаружи прибора; отсечного клапана (9); соединительных трубок (3 и 10) и камеры, в которую накачивается воздух. Последняя образована мембраной (4), оптическим окном (8) и основной крышкой прибора (6). При погружении и поднятии отсечный клапан (9) находится в открытом положении. При погружении воздух из эластичной камеры (1) под действием давления воды движется по соединительным трубкам (3,10) через открытый клапан (9) в камеру. При поднятии происходит то же, только в обратном направлении. Таким образом, поддерживается постоянное равенство между давлением на внешнюю сторону мембраны (4) и давлением на ее внутреннюю сторону. При достижении прибором необходимой для работы глубины клапан закрывается. Все изменения давления после этого момента уже не будут компенсироваться и могут быть зарегистрированы. Таким образом, на любой рабочей глубине начальное рабочее положение центра мембраны остается неизменным.

Как отмечалось выше, зеркало, закрепленное на мембране, является частью интерферометра, оптическая схема которого приведена на рис. 11.13. В основе ее лежит интерферометр Майкельсона, источником излучения которого является нестабилизированный по частоте полупроводниковый лазер (5). Луч лазера попадает на плоскопараллельную делительную пластину (6), которая делит его на два луча, измерительный и опорный. Первый луч (измерительный) с помощью дополнительного зеркала (8) направлен на линзу (4), далее через оптическое окно на зеркало, закрепленное на мембране (2). Оптическое окно предназначено для пропускания в компенсационную камеру лазерного луча. После отражения от зеркала, закрепленного на мембране, луч снова попадает сначала на линзу, а потом с помощью дополнительного зеркала на делительную пластину (6), от которой он направляется на фотодиод (7). Второй луч (опорный), после делительной пластины (6) проходит через систему управляющих зеркал (9) и (10), установленных на пьезокерамических основаниях. Далее он, как и измерительный луч, попадает на фотодиод (7). На фотодиоде с помощью этих двух лучей настраивается интерференционная картина.

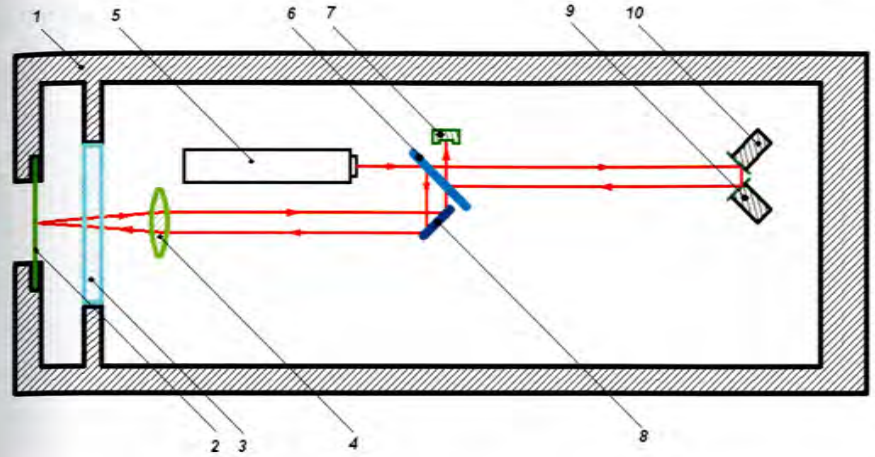


Рис. 11.13. Оптическая схема лазерного гидрофона:
1 – корпус, 2 – мембрана с закрепленным в центре зеркалом, 3– оптическое окно, 4 – линза, 5 – полупроводниковый лазер, 6 – плоскопараллельная делительная пластина, 7 – фотоприемник, 8 – дополнительное зеркало, 9 – пьезокерамика раскачки, 10 – пьезокерамика компенсации.

Рассмотрим работу интерферометра при измерении вариаций давления гидросферы. В начальный момент работы интерферометр настроен таким образом, что интерференционная картина на его выходе имеет максимум интенсивности. Во время работы изменения гидросферного давления на мембране приводят к смещению ее центра относительно положения равновесия, что в свою очередь приводит к изменению длины измерительного плеча интерферометра и изменению интенсивности интерференционной картины. Интерферометр управляется системой регистрации, одной из задач которой является удерживание интенсивности интерференционной картины на максимуме. Для этого система регистрации, реагируя на изменения яркости интерференционной картины, снятые фотоприемником, вырабатывает высокое напряжение и подает его на пьезокерамику компенсации, которая вместе с установленным на нее зеркалом входит в состав опорного плеча интерферометра. В зависимости от напряжения пьезокерамика компенсации сжимается или разжимается, что приводит к увеличению или уменьшению длины опорного плеча интерферометра. Таким образом, система регистрации компенсирует разницу между длиной опорного плеча и длиной измерительного плеча, удерживая интерференционную картину в максимуме интенсивности.

Итак, система регистрации постоянно генерирует напряжение компенсации, которое в свою очередь пропорционально изменениям длины измерительного плеча интерферометра, и, как следствие, является выходным сигналом прибора. Отметим, что динамический диапазон такого способа измерения ограничен длиной волны лазерного излучения (630 нм). Поэтому при смещении центра мембраны на величину превышающую половину длины волны (315 нм), система с рабочего максимума интенсивности интерференционной картины перескакивает на один из двух соседних. Направление смещения центра мембраны определяет, на какой из двух (левый или правый) максимумов. Таким образом, реализуется динамический диапазон, ограниченный лишь механическими возможностями мембраны.

При рассмотрении интерферометра отдельное внимание стоит уделить источнику лазерного излучения. Дело в том, что его особенности напрямую связанны с техническими и эксплуатационными характеристиками интерферометра и самого лазерного гидрофона, в котором в качестве источника излучения, используется малогабаритный (Ø16х30 мм) одномодовый полупроводниковый лазерный модуль типа KLM-650/20 с коллиматором. Длина волны излучения λ=660 нм, мощность излучения 5-20 мВт, диаметр лазерного пучка 4 мм, расходимость излучения 10^{-3} рад. Данный лазерный модуль имеет как плюсы, так и минусы. Из плюсов, первый – это малые размеры, что существенно сказывается на размере прибора. Второй – низкое энергопотребление, что само по себе уже хорошо, а при использовании прибора в автономном режиме, является решающим фактором. Главным минусом, как этого модуля, так и полупроводниковых лазеров в целом, является их низкая стабильность частоты лазерного излучения во времени. Важность этого параметра сложно переоценить, поэтому рассмотрим его более подробно.

Выше было отмечено, что процесс измерения вариаций давления гидросферы привязан к длине волны лазерного излучения. Грубо говоря, длина волны определяет точность измерений. Длина волны теоретически постоянна, а практически меняется со временем в заданных производителем пределах, поэтому можно говорить, что это изменение влияет на точность измерений лазерного гидрофона. Очевидно, что речь идет об относительной нестабильности частоты лазерного излучения, которая связанна со смещением центра мембраны (измеряемой величиной), соотношением:

$$\Delta l = L\frac{\Delta\nu}{\nu}, \qquad (11.10)$$

где L – разность оптического хода в плечах интерферометра в начальный момент измерения, $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ – нестабильность частоты, ν – частота и $\Delta\nu$ – ширина полосы лазерного излучения. Ширина полосы современных полупроводниковых лазеров составляет от 0.1 нм и выше [Айхлер, 2012], нестабильность часты излучения 10^{-4} (при использовании лазеров видимого диапазона). Рассчитаем величину изменения давления, которую сможет измерить лазерный гидрофон, при использовании лазерного модуля с вышеуказанной нестабильностью частоты. Для этого воспользуемся формулой (11.8), для круговой мембраны, закрепленной на краях [Ландау, Лифшиц, 1987].

В лазерном гидрофоне можно использовать мембраны разной толщины, изготовленные из нержавеющей стали. При R=5 см, h=0.5 мм, E=2.1·10^{11}Н/м^2, σ=0,25, имеем:

$$\Delta P = 2.4\cdot 10^{7}\cdot \Delta l \text{ Па}. \qquad (11.11)$$

Далее опираясь на выражение (11.10) и условие, что разность оптического хода в плечах интерферометра не превышает 1 м, получаем:

$$\Delta P = 2.4\cdot 10^{3} \text{ Па}. \qquad (11.12)$$

На основе этого результата можно говорить, что точность измерения вариаций давления ЛГ, при использовании полупроводниковых лазеров мала. Для ее повышения в лазерном гидрофоне был применен равноплечий интерферометр Майкельсона.

Проанализировав выражение (11.10) можно сказать, что на точность измерения величины смещения центра мембраны (Δl) влияет как стабильность частоты лазерного излучения ($\frac{\Delta\nu}{\nu}$), так и оптическая разность хода в плечах интерферометра L. То есть, меняя оптическую разность хода в плечах интерферометра, мы меняем точность измерения. Имея интерферометр с длиной измерительного плеча L_u и L_0 опорного определим L через соотношение:

$$L = |L_u - L_0| . \qquad (11.13)$$

Исходя из соотношений (11.10) и (11.13) можно заключить, что лучшая точность измерения Δl будет наблюдаться при условии:

$$L_и = L_0. \qquad (11.14)$$

В реальных условиях невозможно достигнуть абсолютного равенства (11.14), поэтому мы будем говорить о равенстве с определенной точностью. Таким образом, при уравнивании плеч интерферометра с точность 10^{-4} м, точность измерения лазерного гидрофона, при использовании полупроводникового лазера и мембраны из нержавеющей стали диаметром 0.1 м и толщиной 0.5 мм, составит 0.24 Па. Данная величина является пороговой чувствительностью прибора. При использовании мембраны толщиной 0.1 мм точность измерения вариаций гидросферного давления составит 2 мПа. При этом уравнивание плеч и использование полупроводникового лазера типа LCM-S-111 со стабильностью частоты излучения 10^{-6}, в более новой версии лазерного гидрофона [Долгих и др., 2013] позволило получить точность измерений 2.4 мПа. При использовании мембраны толщиной 0.1 мм точность измерения вариаций гидросферного давления составит 19 мкПа.

Для уравнивания плеч интерферометр был оборудован дополнительными элементами. Схематично это показано на рис. 11.14. Зеркало раскачки и компенсации (8), закрепленное на пьезокерамических цилиндрах (9) и (10), установлено на подвижной платформе. Платформа посредством юстированного винта может перемещаться строго параллельно направлению опорного луча (или опорного плеча l_0). Юстированный винт имеет очень мелкую резьбу, что позволяет выставлять длину опорного плеча интерферометра с точностью не менее 10^{-5} м. Процесс уравнивания плеч интерферометра можно разделить на два этапа. На первом, используя линейку, грубо определяем местоположение подвижной платформы, при котором длина опорного плеча будет примерно равна длине измерительного, и с помощью винта юстировки устанавливаем ее в это положение. Точность такой настройки может достигать 10^{-3} м. На втором этапе добиваемся большей точности равенства плеч. Для этого на пьезокерамику настройки подается напряжение специальной формы (с генератора сигналов (1)) фиксированной частоты и амплитуды, что приводит к колебанию длины плеч интерферометра. При этом мембрана (5) не нагружена, смещения в ее рабочей плоскости равны нулю. Следовательно, в данном случае выходной сигнал прибора будет колебаться относительно нуля (с частотой сигнала, подаваемого на пьезокерамику настройки) на величину пропорциональную оптической разности хода плеч интерферометра L. На первом этапе мы добились значения этой величины порядка 10^{-3} м. Теперь, вращая юстированный винт, мы с еще большей точностью задаем длину опорного плеча интерферометра, стремясь достигнуть минимальной амплитуды колебаний выходного сигнала прибора относительно нуля. Таким методом можно уравнять разность плеч интерферометра со значительно большей точностью, чем описано выше. С точностью, равной величине флуктуаций сигнала, подаваемого на пьезокерамику настройки.

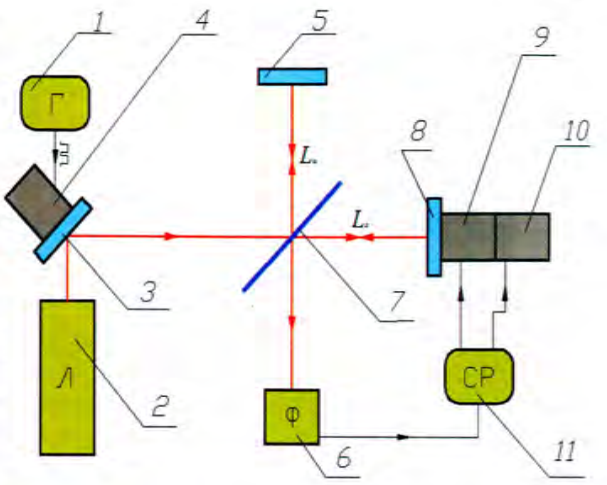


Рис. 11.14. Интерферометр, модифицированный для уравнивания плеч:1 – генератор сигналов, 2 – лазер, 3 – дополнительное зеркало, 4 – пьезокерамика настройки, 5 – мембрана, 6 – фотоприемник, 7 – плоскопараллельная делительная пластина, 8 – зеркало раскачки и компенсации, 9 – пьезокерамика раскачки, 10 – пьезокерамика компенсации, 11 – цифровая система регистрации.

Выше, при рассмотрении оптико-механического устройства лазерного гидрофона, мы немного затронули вопросы работы цифровой системы регистрации. Далее рассмотрим ее более подробно.

Цифровая система регистрации (далее СР) выполняет две функции: управляет интерферометром и формирует выходной сигнал лазерного гидрофона. Она относится к классу систем экстремального регулирования [Растригин, 1974]. Выходной сигнал формируется с помощью демодуляции модулированного входного сигнала. Демодуляция построена на основе фазового детектирования модулирующей составляющей и последующего сравнения ее фазы с фазой опорного сигнала. Разрядность СР определяется разрядностью применяемого цифроаналогового преобразователя, который формирует компенсирующее напряжение.

Входным сигналом СР является фототок, снятый с фотодиода. Фотодиод установлен в плоскости пересечения интерферирующих лучей интерферометра. Таким образом, входной сигнал СР прямо

пропорционален интенсивности интерференционной картины интерферометра, которая зависит от оптической разности хода плеч интерферометра и имеет экстремальный характер, максимумы чередуются с минимумами, а минимумы с максимумами (рис. 11.15).

СР относится к системам экстремального регулирования, то есть положение, в которое всегда стремится ее рабочая точка, находится в максимуме интенсивности интерференционной картины (Т3). В этом случае система находится в равновесии, изменение разности длин плеч интерферометра равно нулю. Выше отмечалось, что изменения гидросферного давления приводят к смещению центра мембраны, что приводит к изменению длины измерительного луча интерферометра и уменьшению интенсивности интерференционной картины. Иными словами, рабочая точка СР смещается с максимума интенсивности влево (Т1) или вправо (Т2). При этом система работает следующем образом: меняя длину опорного плеча интерферометра возвращает интерференционную картину в максимум интенсивности. Величина, на которую меняется длина опорного плеча, пропорциональна выходному сигналу СР. В зависимости от того слева от экстремума находится рабочая точка СР или справа, делается вывод об увеличении или уменьшении амплитуды выходного сигнала.

На рис. 11.16 представлена блок схема СР, которая состоит из опорного генератора (ОГ), резонансного усилителя (РУ), релейного элемента (РЭ), цифро-аналогово преобразователя (ЦАП), усилителя мощности (УМ) и системы сброса уровней (ССУ). Система снимает данные с интерферометра (И). Опираясь на эту схему опишем работу СР.

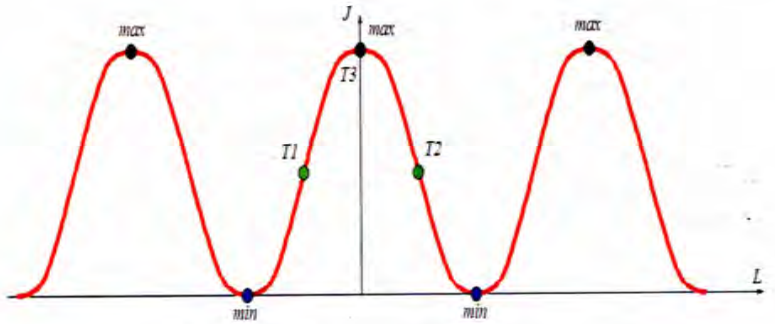


Рис. 11.15. Зависимость яркости интерференционной картины от оптической разности хода плеч интерферометра

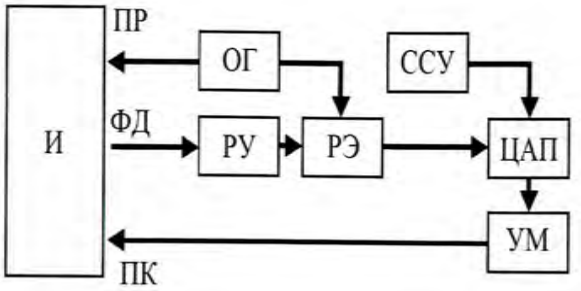


Рис. 11.16. Структура цифровой системы регистрации: ОГ – опорный генератор, РУ – резонансный усилитель, РЭ – релейный элемент, ЦАП – цифроаналоговый преобразователь, УМ – усилитель мощности, ССУ – система сброса уровней, И – интерферометр

В основе работы СР лежит демодуляция модулированного входного сигнала. Модулирующий сигнал формируется опорным генератором (ОГ), который имеет прямоугольную форму, частоту 25 кГц и амплитуду 5 В. Частота этого сигнала определяет верхнюю границу рабочего диапазона частот СР. Сигнал, сформированный опорным генератором, будем называть сигналом раскачки. После генератора он поступает на усилитель раскачки (УР), где усиливается и подается на пьезокерамику раскачки (ПР). Это приводит к колебаниям длины опорного плеча интерферометра с частотой 25 кГц. Так осуществляется модуляция интерференционной картины, которую регистрирует фотодиод, входящий в состав резонансного усилителя (РУ), задачей которого является выделение модулирующей гармоники из входного сигнала.

Работа системы регистрации основана на скачкообразном изменении фазы модулирующей составляющей входного сигнала в зависимости от положения рабочей точки СР относительно максимума интерференционной картины. Можно сказать, что фаза входного сигнала при условии, что рабочая точка находится слева от максимума, сдвинута на 180° относительно фазы входного сигнала возникающего в случаях, когда рабочая точка находится справа. В момент, когда рабочая точка, находящаяся в максимуме модулирующей составляющей входного сигнала, имеет вид сигнала с частотой равной удвоенной частоте модулирующего воздействия и малой амплитудой (рис. 11.17) [Гуревич, 1983], и которая не пропускается резонансным усилителем.

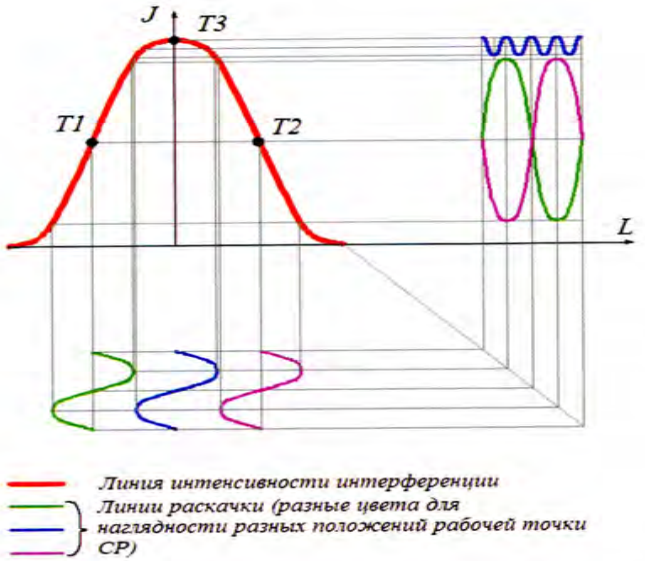


Рис. 11.17. Иллюстрация зависимости модулирующей составляющей входного сигнала от положения рабочей точки системы регистрации

Таким образом, по отсутствию выходного сигнала на выходе резонансного усилителя система узнает, что рабочая точка находится в максимуме.

Итак, выходной сигнал резонансного усилителя в моменты перехода рабочей точки через максимум меняет фазу на 180°. Помимо этого, между его фазой и фазой опорного сигнала (сигнал с ОГ) в результате не совершенства характеристик элементов системы регистрации возникает паразитный фазовый сдвиг. Поскольку оба сигнала приведены к цифровому виду, можно утверждать, что в зависимости от положения рабочей точки фронты цифрового сигнала с резонансного усилителя будут сдвинуты влево или право относительно фронтов опорного сигнала на величину паразитного фазового сдвига. Два этих сигнала поступают на вход релейного элемента (РЭ), который по разнице между временем прихода фронта опорного сигнала и временем прихода фронта сигнала с РУ принимает решение об увеличении или уменьшении величины поступающей на ЦАП величины напряжения. Последний формирует напряжение, являющиеся с одной стороны выходным сигналом системы регистрации, с другой сигналом обратной связи, подающимся на усилитель мощности (УМ), проходя

через который сигнал усиливается до напряжения, необходимого для расширения или сжатия пьезокерамики на величину, необходимую для возврата интерференционной картины в максимум.

Таким образом, система регистрации все время стремится вернуть рабочую точку в максимум, а максимум достигается при точном наложении одного волнового периода на другой. На основе этого можно сказать, что динамический диапазон СР ограничен величиной смещения волновых периодов друг относительно друга, при которой интенсивность интерференционной картины будет минимальна. Он равен половине длины лазерного излучения, 0.33 мкм. Естественные гидросферные процессы могут вызывать изменения длины измерительного плеча интерферометра, значительно превышающие эту величину. Для преодоления этого ограничения в системе регистрации есть система сброса уровней (ССУ), которая при выходе рабочей точки за переделы динамического диапазона обнуляет ЦАП, что приводит к мгновенному сжатию или расширению пьезокерамики и образованию нового интерференционного максимума. Таким образом, выходной сигнал имеет пилообразный вид, где плавные нарастания амплитуды, соответствуют работе системы в приделах одного интерференционного максимума, а резкие скачки вниз или верх говорят о переходе рабочей точки системы на соседний, левый или правый, интерференционный максимум. Сигнал можно писать как в цифровом виде, так и в аналоговом. В последнем случаем сигнал пишется через АЦП на компьютер без сшивания «сбросов» (рис. 11.18 а) с последующим удалением их при обработке или обработка происходит сразу в программе управляющей АЦП (рис. 11.18 в).

Десятибитный цифроаналоговый преобразователь системы регистрации max502 определяет точность измерений. Длина волны лазера, используемого в лазерном гидрофоне, равна 660 нм. Поделив половину этой величины на динамический диапазон ЦАПа можно сказать, что при данной длине волны лазерного излучения точность измерения изменений длины измерительного плеча интерферометра может составлять 0.3 нм.

Для обеспечения быстрой замены вышедших из строя узлов и уменьшения времени ремонта система регистрации разделена на блоки.

Первый блок – контроллерная плата, имеющая в своем составе микроконтроллер, который отвечает за обеспечение функций опорного генератора, релейного элемента, системы сброса уровней, управ-

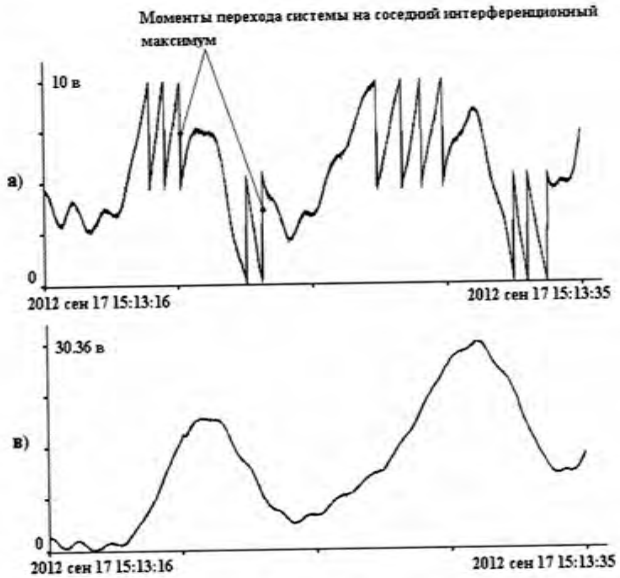


Рис. 11.18. Иллюстрация записи сигнала в аналоговом виде: а) фрагмент записи системы регистрации без сшивания сбросов; в) тот же фрагмент, только со сшитыми в результате обработки, или непосредственно при записи, сбросами.

ление ЦАП. На него же возложены вспомогательные функции: связь, внутрисистемное программирование, диагностика, настройка, индикация.

Второй блок – плата, на которой размещены усилители раскачки и мощности.

Третий блок – резонансный усилитель.

Блок питания обеспечивает подачу необходимых для работы блоков системы регистрации напряжений.

Вышеперечисленные функции контроллерной платы возложены на микроконтроллер ATmega16 фирмы Atmel [Баранов, 2006; Евстифеев, 2004], имеющий 16 кбайт программной flash-памяти, 1024 байт памяти SRAM, 512 байт энергонезависимой памяти EEPROM. Программирование может быть осуществлено с помощью специальных универсальных программаторов, либо с помощью адаптеров, подключаемых к портам персонального компьютера для обеспечения внутрисистемного программирования (ISP).

Усилитель мощности дифференциального типа, предварительный каскад которого построен на основе малошумящих операционных усилителей, а выходной на основе высоковольтных полевых транзисторов. Усилитель раскачки выполнен на одном малошумящем операционном усилителе и симметричном эмиттерном повторителе в выходном каскаде. Первые три каскада резонансного усилители, выполненные на основе малошумящих операционных усилителей, несут функцию предварительного усиления и полосовых RC–фильтров, настроенных на частоту 25 кГц. Последний каскад выполнен с применением компаратора для приведения аналогового сигнала к цифровому виду. В системе регистрации используется блок питания линейного типа с выходными напряжениями: ±5 В, ±12 В и +300 В.

В 2006 году создан первый лазерный гидрофон (Долгих и др., 2007) на основе применения лазерного диода. Общий вид лазерного гидрофона приведён на рис. 11.19. Его оптическая схема собрана по принципу равноплечего интерферометра Майкельсона. Чувствительным элементом лазерного гидрофона является круглая мембрана, закреплённая на краях. В установке используется лазерный диод, имеющий частотную стабильность в четвёртом знаке. Нестабильность частоты лазера $\Delta\nu/\nu$ связана с относительным смещением Δl центра мембраны выражением $\Delta l / l = |-\Delta\nu / \nu|$, где l – оптическая разность

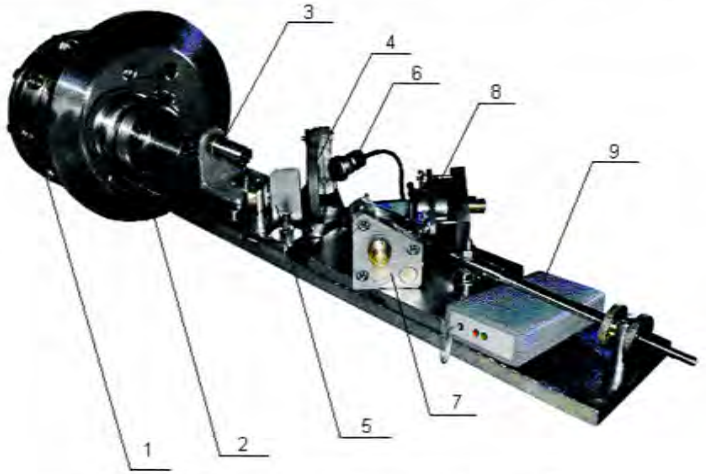


Рис.11.19. Внутренний вид лазерного гидрофона,
где: 1 – компенсационная камера, 2 – система «глаз кошки», состоящая из собирающей линзы и мембраны с зеркальным напылением, 3 – полупроводниковый лазер на пьезокерамическом основании, 4 – полупрозрачная делительная пластина, 5 – юстировочное поворотное зеркало, 6 – фотодиод, 7 – зеркало «раскачки» на пьезокерамическом цилиндре, 8 – зеркало «подстройки» на пьезокерамическом цилиндре, 9 – цифровая система регистрации и первичной систематизации полученных данных.

хода в плечах интерферометра. При уравнивании длин плеч интерферометра до 10^{-4} м, точность измерения смещения центра мембраны с учётом указанной стабильности частоты лазерного диода составит 10^{-8} м. Такое смещение центра мембраны может быть вызвано изменением внешнего давления на величину 15 мПа при её диаметре 100 мм и толщине 0,1 мм.

Уравнивание длин плеч интерферометра с требуемой точностью добиваются электронно-механическим способом. При этом лазерный диод крепится на пьезокерамику, на которую в процессе уравнивания подаётся постоянное напряжение заданной формы и амплитуды. Предварительно настройка интерферометра осуществляется механическим способом с применением линейных измерительных систем. Затем проводится более точное выравнивание с использованием стандартных электрических систем. На первом шаге подают пилообразное напряжение высокой частоты, но находящейся в рабочем диапазоне прибора. Изменением длины одного из плеч интерферометра добиваются на выходе системы регистрации лазерного гидрофона минимальной амплитуды сигнала. На втором шаге подается синусоидальное напряжение. Изменяя длину настроечного плеча интерферометра на выходе системы регистрации, добиваются амплитуды сигнала близкой к нулю.

Геометрические размеры лазерного гидрофона следующие: диаметр контейнера – 12 см, длина контейнера – 30 см. Основные технические характеристики лазерного гидрофона: точность измерения вариаций давления при толщине мембраны 0.1 м 15 мПа, рабочий диапазон частот – от 0 (условно) до 1000 Гц, динамический диапазон для измерения естественных процессов практически неограничен, рабочие глубины – до 1000 м, автономность – 15 суток.

11.4. ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим погрешности измерений, характерные для вышерассмотренных приборов.

Считаем, что при проведении измерений модуль Юнга и коэффициент Пуассона остаются постоянными и не вносят ошибок в измеряемые величины. Для оценки погрешности в измерении вариаций

давления продифференцируем выражение (11.8) по Δl, h и R. После несложных преобразований получим:

$$\Delta P = \frac{16E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3 \cdot \Delta l}{R^4} \pm$$

$$\pm \sqrt{\left(\frac{16E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3}{R^4} \times \Delta(\Delta l)\right)^2 + \left(\frac{16 \cdot E}{(1-\sigma^2)} \times \frac{h^2 \cdot \Delta l}{R^4} \times \Delta h\right)^2 + \left(\frac{64 \cdot E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3 \cdot \Delta l}{R^5} \times \Delta R\right)^2}, \quad (11.15)$$

где: $\frac{16 \cdot E}{(1-\sigma^2)} \times \frac{h^2 \cdot \Delta l}{R^4} \times \Delta h$ – ошибка, обусловленная погрешностью в определении Δl, – ошибка, обусловлена погрешностью в определении h, $\frac{64 \cdot E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3 \cdot \Delta l}{R^5} \times \Delta R$ – ошибка, обусловленная погрешностью в определении R. Будем считать, что мембрана изготовлена из нержавеющей стали с коэффициентом теплового расширения $\alpha = 1.1 \cdot 10^{-5}$ м/°С. Все оценки будем проводить при изменении окружающей температуры на 0.1°С (ΔT). При этом будем считать, что времени достаточно, чтобы все детали установки изменили свою температуру на 0.1 °С.

Изменение толщины мембраны при изменении температуры мембраны на 0.1 °С будет равно:$\Delta h = \alpha \cdot h \cdot \Delta T = 0.77$ нм. Составляющая ошибки, вызванная изменением толщины мембраны на указанную величину, будет равна $2.2 \cdot 10^{-8}$ Па.

Изменение радиуса мембраны при изменении температуры мембраны на 0.1 °С будет равно: $\Delta R = \alpha \cdot R \cdot \Delta T = 55$ нм. Составляющая ошибки, вызванная изменением радиуса мембраны на указанную величину, будет равна $2.9 \cdot 10^{-8}$ Па.

Далее оценим ошибку в определении ΔP, вызванную погрешностью смещения мембраны Δl.

Выражение для интенсивности интерференционной картины, при условии $I = I_2$ примет вид:

$$I = 4 \cdot I_0 \cdot \cos^2\left[\frac{2\pi l}{\lambda}\right] \quad (11.16)$$

где: $2l = 2(L_2 - L_1)$ – разность оптического хода интерферирующих лучей.

Согласно (11.16) величина силы тока на выходе фотоприемника равна

$$i = i_0 \cdot \cos^2\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right), \qquad (11.17)$$

где: $i_0 = 4 \cdot I_0 \cdot \chi$, χ – чувствительность фотоприемника. Из (11.17) следует, что изменение силы тока будет вызываться изменением оптической разности хода интерферометра l и изменением длины волны λ. Кроме того, появляются шумовые составляющие, связанные с шумом фотоэлектронной аппаратуры Δi_1 и стабильностью мощности лазерного излучения Δi_2. Дифференцируя (11.10) по l и λ, добавляя Δi_1 и Δi_2, после несложных преобразований, получим:

$$\Delta l = \frac{\Delta i}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \pm \sqrt{\left(l\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta i_1}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta i_2}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}\right)^2}, \qquad (11.18)$$

где: $\frac{\Delta i}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$ – измеряемая величина, а остальные слагаемые – шумы.

$l\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ – ошибка, связанная с нестабильностью частоты лазерного излучения. При $l = 0.1$ м, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-9}$, имеем, $l\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-10}$ м (для гелий-неонового лазера). $\frac{\Delta i_2}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$ – ошибка, вызванная нестабильностью мощности лазерного излучения. Например, для гелий-неонового лазера она следующая: $\frac{\Delta i_2}{i_0} \approx 0.001$ и, тогда, $\frac{\Delta i_2}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \approx 0.1$ нм.

Оценим порог чувствительности, определяемый дробовым шумом фотоприемника. Предельная чувствительность к абсолютным смещениям в интерферометре Майкельсона, ограниченная только дробовым шумом фотоприемника, определяется выражением:

$$\Delta l_{\min} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda \cdot h' \cdot c \cdot \Delta f}{q \cdot P'_0}\right)}, \qquad (11.19)$$

где: λ – длина волны, h' – постоянная Планка, c – скорость света, Δf – ширина полосы принимаемых частот, q – квантовый выход фотоприемника, P'_0 – мощность лазерного излучения. Полагая $P'_0 = 0.001$ Вт, $q = 0.25$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м, $h' = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с, имеем:

$$\Delta l_{\min} = 1.78 \cdot 10^{-15} \frac{1}{4\pi} \cdot \sqrt{\Delta f} \text{ м/Гц}^{1/2}. \qquad (11.20)$$

Для гелий-неонового лазера при $\Delta f = 10^4$ Гц, имеем $\Delta l_{\min} = 1.78 \cdot 10^{-13}$ м. $\Delta l = \frac{\Delta i}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \pm 1.4 \cdot 10^{-10}$ (м) для гелий-неонового лазера.

С учетом вышесказанного имеем:

Теперь оценим ошибку, связанную с изменением оптической разности хода в плечах интерферометра при изменении температуры на 0.1°С. При этом рассмотрим два случая: 1) все детали интерферометра изготовлены из одного материала, 2) для компенсации эффекта, связанного с изменением температуры внутри интерферометра, его детали изготовлены из различных материалов.

В первом случае можно оценить очень грубо ошибку в определении Δl, связанную с изменением температуры на 0.1°С, по формуле:

$$\Delta l' = l \cdot \alpha \cdot \Delta T. \qquad (11.21)$$

Если все детали интерферометра сделаны из инвара, то при $\alpha = 5 \cdot 10^{-7}$ м/°С, $\Delta T = 0.1$ °С, $\Delta l = 5 \cdot 10^{-9}$ м. Данная ошибка существенна, но ее можно значительно уменьшить: а) при изготовлении деталей из супериинвара ($\alpha \to 0$), б) при уменьшении оптической разности хода в плечах интерферометра. Выше отмечалось, что применением оптико-механических методов можно легко добиться уравнивания длину плеч интерферометра до 10^{-4} м. При этом ошибка $\Delta l'$ составит величину $5 \cdot 10^{-12}$ м (при изменении температуры на 0.1 °С).

Во втором случае можно компенсировать любое разумное изменение температуры внутри интерферометра, изготавливая крепления оптических деталей специальной формы и из материалов с различным коэффициентом теплового расширения. Для примера рассмотрим рис. 11.20. Допустим, что надо компенсировать расширение (сжатие), вызванное изменением температуры, участка оптической скамьи длиной l_{01}, изготовленного из материала с коэффициентом теплового расширения α_1. На скамье закреплено зеркало толщиной l_{04}, коэффициент теплового расширения стекла зеркала α_4. Зеркало крепится к пьезокерамике длиной l_{03} с коэффициентом теплового расширения α_3. Зеркало с пьезокерамикой располагается на крепежном узле специальной формы, длина верхней части которого равна l_{02}. Коэффициент теплового расширения материала крепежного узла равен α_2. Ставится задача по определению длины l_{02} и коэффициента теплового расширения α_2 при заданных l_{01}, α_1, l_{03}, α_3, l_{04}, α_4.

Уравнение «теплового равновесия» можно записать в виде:

$$\Delta l_{01} = \Delta l_{02} + \Delta l_{03} + \Delta l_{04}, \qquad (11.22)$$

или

$$l_{01} \cdot \alpha_1 \cdot \Delta T = l_{02} \cdot \alpha_2 \cdot \Delta T + l_{03} \cdot \alpha_3 \cdot \Delta T + l_{04} \cdot \alpha_4 \cdot \Delta T.$$

Откуда:

$$l_{02} = \frac{l_{01} \cdot \alpha_1 - l_{03} \cdot \alpha_3 - l_{04} \cdot \alpha_4}{\alpha_2}. \qquad (11.23)$$

Рассчитаем l_{02} при заданных значениях правой части уравнения (11.23). При $l_{01} = 0.1$ м, $l_{03} = 0.02$ м, $l_{04} = 0.002$ м, $\alpha_1 = 1.1 \cdot 10^{-5}$ м/°С (нержавеющая сталь), $\alpha_2 = 6.4 \cdot 10^{-5}$ м/°С (нержавеющая сталь с другим коэффициентом теплового расширения), $\alpha_3 = 12 \cdot 10^{-6}$ м/°С (пьезокерамика), $\alpha_4 = 9 \cdot 10^{-6}$ м/°С (стекло), получим: $l_{02} = 0.0013$ м. Т.е. при данных условиях можно компенсировать любое влияние температуры на изменение оптического хода лучей, приведенного на рис. 11.20.

По такому же методу можно рассчитать длины всех деталей интерферометра с учетом углов их поворота относительно лазерного луча. Данный метод позволяет компенсировать влияние практически любого изменения температуры на оптическую разность хода плеч интерферометра *l*. Он был реализован в одной из последних модификаций лазерного гидрофона [Долгих, 2016].

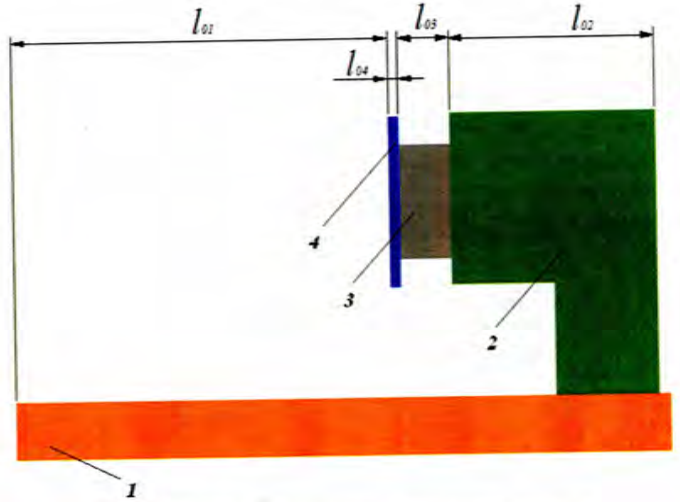


Рис. 11.20. Пример участка оптической скамьи:
1 – скамья (α_1), 2 – крепеж (α_2), 3 – пьезокерамика (α_3), 4 – зеркало (α_4)

Другой метод компенсации погрешности, обусловленной вариациями температуры, реализован в приборе [Долгих,2015], иллюстрация которого приведена на рис. 11.21. Суть метода заключается в том, что помимо основного измерительного интерферометра прибор имеет еще один, предназначенный для измерения длины колебаний его плеч, возникающих в результате теплового расширения элементов его конструкции. Выходной сигнал формируется на основе анализа яркостей интерференционных картин (первого и второго интерферометров) регистрируемых фотоприемниками (9, 10). Интерферометры в этом случае сформированы на основе двух параллельных лучей полученных из одного делением на полупрозрачных пластинах (13, 14). Оба луча проходят через одни и те же оптические элементы, что позволяет получить практически одинаковую геометрию их распространения. Отличие заключается в том, что во втором интерферометре измерительный луч отражается не от зеркала на мембране, а от зеркала (4), закрепленного на оптическом окне (5) максимально близко к ней, таким образом, что вариации гидросферного давления на него не действуют. Также система неподвижных отражателей (11, 12) не является одним целым, однако оба ее элемента строго повторяют другу друга и закреплены на одной опоре. Таким образом, величина колебаний

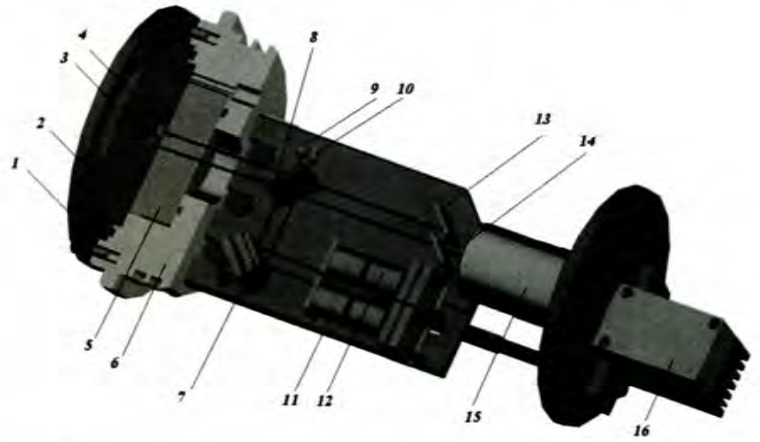


Рис. 11.21. Внутренний вид лазерного гидрофона с системой термостабилизации.
1 – прижимающий мембрану фланец; 2 –мембрана, 3 – закрепленное на мембране зеркало; 4 – второе чувствительное зеркало; 5 – оптическое окно компенсационной камеры; 6 – крышка прибора; 7 – дополнительное зеркало; 8 – делительная пластина; 9, 10 – фотоприемники; 11, 12 – неподвижные отражатели; 13, 14 – полупрозрачные пластины; 15 – коллиматор; 16 – лазер LCM-S-111.

длины плеч интерферометров, вызванная тепловым расширением, будет одинаковой в обоих случаях. Вычитая ее из результата измерений первого интерферометра получаем величину пропорциональную вариациям гидросферного давления на мембране без ошибки, обусловленной тепловым расширением элементов интерферометра.

Для оценки эффективности такого подхода прибор помещался в закрытое помещение, где с помощью нагревателей моделировался процесс изменения внешней температуры. Для устранения паразитных шумов, вызванных различными возмущениями, лазерный гидрофон крепился на специальном оптическом столе, опоры которого выполнены на пневмоподвеске, гасящей вибрации. При этом клапан компенсационной камеры был открыт, а емкость с воздухом отсоединена, что было необходимо для исключения влияния вариаций атмосферного давления на результат эксперимента. Изменение температуры фиксировалось с помощью термодатчика, установленного на оптической скамье прибора, выходной сигнал которого также записывался (рис. 11.22).

При этом точность измерений была ограничена разрядностью цифроаналогового преобразователя (который формирует выходной сигнал) и была равна величине 0.013 Па. Таким же образом тестировался лазерный гидрофон, в котором была реализована обычная оптическая схема. В результате было установлено, что погрешности, обусловленные изменением длин плеч интерферометра в зависимости от температуры, могут быть довольно большими. Например, изменение температуры внутри обычного лазерного гидрофона на 7° С, привело к дрейфу его выходного сигнала на величину, эквивалентную 0.05 Па (рис. 11.22 а, линия под номером 2). Лазерный гидрофон с модифицированной оптической схемой оказался более устойчив к температурным изменениям. В процессе эксперимента его выходной сигнал имел вид прямой линии без ярко выраженного дрейфа (рис. 11.22 а, линия под номером 1). На основе чего можно утверждать, что применение в лазерном гидрофоне оптической схемы с возможностью компенсации изменения длин плеч интерферометра, вызванного изменением температуры, позволило снизить погрешность в измерении вариаций давления до величины, не превышающей значение 0.013 Па.

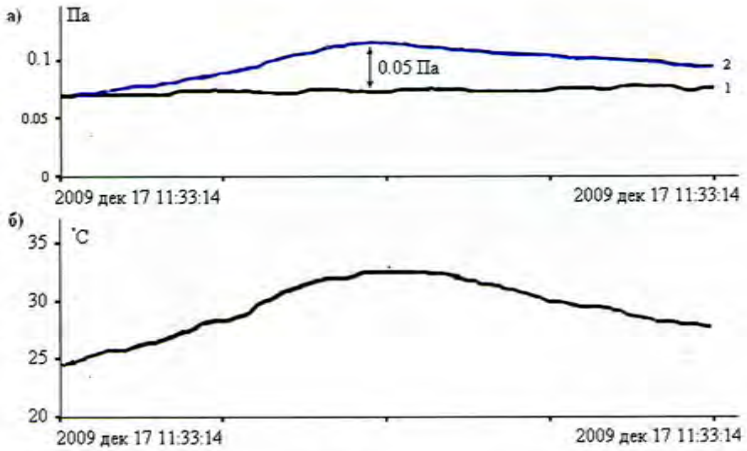


Рис. 11.22. Погрешности измерений, обусловленные изменением длин плеч интерферометра в результате изменений температуры: а) запись выходных сигналов приборов (1 – схема с компенсацией температурных погрешностей, 2 – обычная схема); б) запись изменения температуры.

Помимо ошибок, вызванных температурными вариациями, рассмотрим ошибку, обусловленную особенностью конструкции оптической схемы приборов. Речь идет о влиянии на качество интерференционной картины расфокусировки системы «глаз коши», что периодически происходит в результате смещения центра мембраны относительно положения равновесия (которое четко задано величиной фокусного расстояния используемой в приборе линзы). На основе графического решения для плоских круглых мембран (рис. 11.23) [Андреева, 1962] получается, что изменения гидросферного давления в диапазоне от 0 до $19.6 \cdot 10^3$ Па (2 метра водяного столба), вызывают очень малые, не превышающие 1 мм, смещения центра мембраны, сделанной из нержавеющей стали диаметром 100 мм и толщиной 1 мм. Имея диаметр лазерного луча, порядка 8 мм и величину фокусного расстояния 100 мм, используемой в приборах линзы, можно говорить о том, что искажения, вносимые в качество интерференционной картины процессом расфокусировки системы «глаз кошки» малы. Более того, ими можно пренебречь вследствие того, что на работу цифровой системы регистрации ощутимое влияние оказывает только существенное ухудшение качества интерференционной картины.

Из анализа вышесказанного следует, что наибольший вклад в ошибку измерения вариаций гидросферного давления вносят нестабильность частоты лазера и вариации геометрических размеров элементов конструкции интерферометра, обусловленные температурными колебаниями. Для снижения первой применяются лазеры с более высокой стабильностью частоты излучения и уменьшение оптиче-

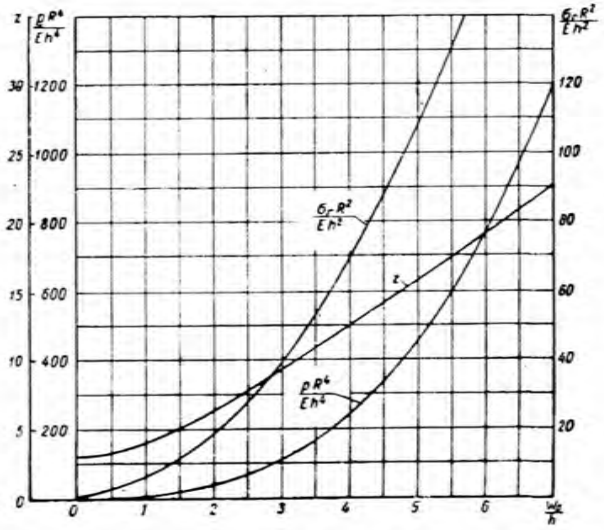


Рис. 11.23. Графическое решение для плоских круглых мембран.

R – радиус мембраны, h – толщина мембраны, E – модуль Юнга, p – давление, ω_0 – прогиб мембраны, σ_r – суммарное напряжение в центре и на краю мембраны, $\frac{PR^4}{Eh^4}$ – относительное давление, $\frac{\sigma_r R^2}{E \cdot h^2}$ – напряжение, z – параметр учитывающий изменение формы мембраны с прогибом.

ской разности хода плеч интерферометра. Во втором случае помимо применения при производстве узлов интерферометра материалов с низким коэффициентом теплового расширения используется специально разработанные методики.

11.5. КАЛИБРОВКА

Лазерно-интерференционные измерители (ЛИИ) в отличие от основной массы известных измерителей давления гидросферы не являются измерителями абсолютной величины этого давления. Вследствие особенностей принципов работы приборы не имеют постоянного нуля отсчета, относительно которого проводится измерение. За ноль в ЛИИ принимается значение выходного сигнала в начальный момент

времени измерения. Другими словами, приборы измеряют колебания давления в точке относительно значения давления, которое наблюдалось в начальный момент времени измерительного интервала. Таким образом, определим результат калибровки ЛИИ как определение величины, на которую изменится их выходной сигнал в результате изменения давления на их мембранах на один паскаль.

Рассмотрим некоторые соображения, связанные с процессом калибровки ЛИИ. Известно, что абсолютная величина гидросферного давления, измеренного в море (другом водоеме, резервуаре и т.д.) на глубине h, зависит от этой глубины и плотности воды [Громов, 2002]. В динамике глубина и плотность меняются со временем, в связи с этим давление тоже постоянно меняется. Известно, что в этом случае абсолютная величина гидросферного давления зависит не только от глубины и плотности, но и от закона изменения этого давления со временем [Боуден, 1988]. Это говорит о том, что при измерениях на заданной глубине и заданной плотности поверхностные колебания уровня воды одинаковой амплитуды, но разного периода, будут оказывать разное по амплитуде воздействие на измерительный прибор. Исходя из этого калибровку ЛИИ можно провести двумя способами: путем сравнения величины изменения уровней высоты водяного столба и выходного сигнала прибора, а также амплитуд колебаний выходных сигналов ЛИИ и амплитуд других приборов, измеряющих давление. В первом случае лазерный гидрофон или мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы помещается в бассейн, заполненный водой. Высота начального уровня воды известна. Идет запись выходного сигнала калибруемого прибора. Далее производится плавное изменение уровня воды на известную величину, которое затем пересчитывается в изменение давления по формуле для гидростатического давления: $p = \rho g h$ (ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения) [Громов, 2002]. Величина изменения уровня воды отслеживается с помощью линейных измерительных систем (линейка). На основе данных об изменении уровня воды и напряжения на выходе прибора делаем вывод о его чувствительности. Многократное повторение эксперимента позволяет получить более точный результат. Второй метод подразумевает использование эталонного измерителя давления, выходные характеристики которого известны. Оба устройства расположены в одной точке и пишут один и тот же сигнал. Путем последующего сравнения амплитуд данных сигналов производится калибровка ЛИИ. Для получения более точ-

ного результата желательно провести калибровку обеими способами, а затем сравнить результаты.

Калибровку первым способом рассмотрим на примере калибровки лазерного гидрофона. Прибор был помещен в наполненный водой бассейн. При постоянной температуре (16°С) производилось увеличение уровня воды в бассейне на 0.015 м. При этом велась непрерывная запись выходного сигнала прибора. На рис. 11.24 представлен график изменения его выходного сигнала, вызванного увеличением уровня жидкости на 0.015 м. В таблице 11.1 представлены результат всего эксперимента.

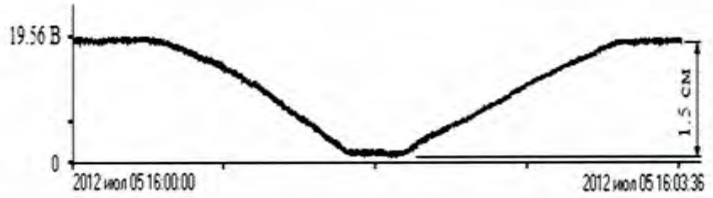


Рис. 11.24. Характер изменения выходной характеристики ЛГ при изменении на нем давления, эквивалентного изменению уровня столба жидкости на 0.015 м.

По формуле для гидростатического давления [Громов, 2002] пересчитаем изменение уровня водяного столба в изменение давления. Таким образом, имеем, что изменение уровня жидкости на 0.015 м эквивалентно изменению давления на 150 Па. Для достижения более точного результата калибровки опыт повторяем пять раз, а затем вычисляем среднее значение реакции лазерного гидрофона на изменение внешнего давления на 150 Па. Итак, имеем величину, равную 18.571 В. Далее отметим, что «переброс» следящей системы с одного максимума на другой эквивалентен изменению выходного сигнала на 5 В. Данная величина формируется 10-разрядным ЦАПом. На основе этого после некоторых расчетов получаем, что изменение давления на лазерном гидрофоне, равное 1 Па, эквивалентно изменению выходного сигнала на 0.129 В. Как отмечалось ранее, чувствительность прибора зависит от толщины мембраны. В испытуемом образце использовалась мембрана толщиной в 1 мм. Калибровка этим же способом для мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы показала результат 0.17 В/Па при использовании мембраны толщиной в 1 мм.

Калибровка вторым способом проводилась с помощью гидрофона фирмы «Брюль и Къер» серии 4801. Он разработан специально для

Таблица 11.1 – Результаты эксперимента

№ измерения	Изменение уровня воды, м	Величина изменения выходного сигнала лазерного гидрофона при повышении уровня воды, В	Величина изменения выходного сигнала лазерного гидрофона при понижении уровня воды, В
1	0.015	18.928	18.568
2	0.015	18.344	18.791
3	0.015	18.226	18.213
4	0.015	18.732	18.443
5	0.015	18.623	18.552

калибровок и имеет рабочий диапазон частот от 0.1 Гц до 120 кГц. Этот гидрофон и лазерный гидрофоны опускались в бассейн, где с помощью специального механизма создавались искусственные низкочастотные колебания, с периодом от 1 до 10 с. Данный интервал перекрывается рабочими диапазонами обоих приборов. На рис. 11.25 представлены спектрограммы участков записей, полученные в результате синхронной работы обоих приборов. Для задач калибровки воспользуемся пиком, который на обеих спектрограммах выражен максимально. Этот пик соответствует колебаниям с периодом около 8 с. Калибровочный гидрофон работает в составе усилителя, чувствительность его в момент эксперимента была установлена 10 мВ/Па. Исходя из этого после некоторых расчетов получаем, что изменение напряжения на выходе лазерного гидрофона соответствующие изме-

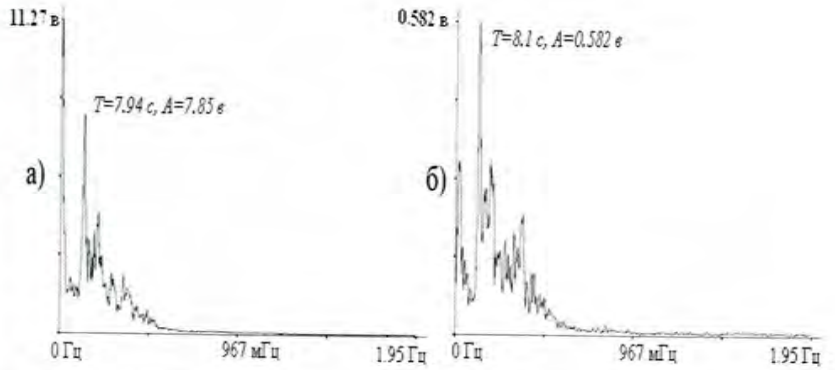


Рис. 11.25. Спектры синхронных участков записи лазерного гидрофона (а) и калибровочного гидрофона(б)

нению давления на 1 Па, будет равно 0.13 В, что весьма близко к результату, полученному первым способом. Такой же эксперимент проводился и для мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, в результате чего была получена величина также очень близкая к результатам первого способа калибровки и равная 0.175 В.

11.6. ИСПЫТАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ГИДРОФОНА И МОБИЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ВАРИАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОСФЕРЫ

Первые испытания разработанных приборов проводились в бухте Витязь Японского моря. Оба типа устройств дали схожие результаты, поэтому рассмотрим их на примере результатов, полученных на лазерном гидрофоне.

Впервые лазерный гидрофон был испытан в октябре 2007 г. Прибор работал на глубинах 0.9, 2.8 и 17.5 м. Выходной сигнал по кабелю поступал на береговой пункт хранения данных. Также по этому кабелю в прибор подавалось напряжение питания и осуществлялось управление системой компенсации давления.

Полученные за этот период данные обрабатывались с помощью пакета прикладных программ «Deformograf», предусматривающего использование разнообразных методов спектрального и статистического оценивания. В результате обработки в инфразвуковом диапазоне были выделены максимумы, обусловленные ветровыми морскими волнами, периоды которых находятся в диапазоне от 3 до 8 с. Например, на рис. 11.26 приведен фрагмент записи поверхностного волнения с периодом 7.4 с. Помимо спектральных максимумов, вызванных поверхностным волнением, во всех записях были обнаружены четко выраженные низкочастотные колебания с периодом около 18 мин (рис. 11.27). Данные колебания являются собственными колебаниями бухты Витязь.

Разработанные приборы могут принимать искусственные гидроакустические сигналы. Например, на рис. 11.28 приведена динамическая спектрограмма фрагмента записи, полученной при приеме лазерным гидрофоном гидроакустического сигнала сложной формы на частоте 245 Гц.

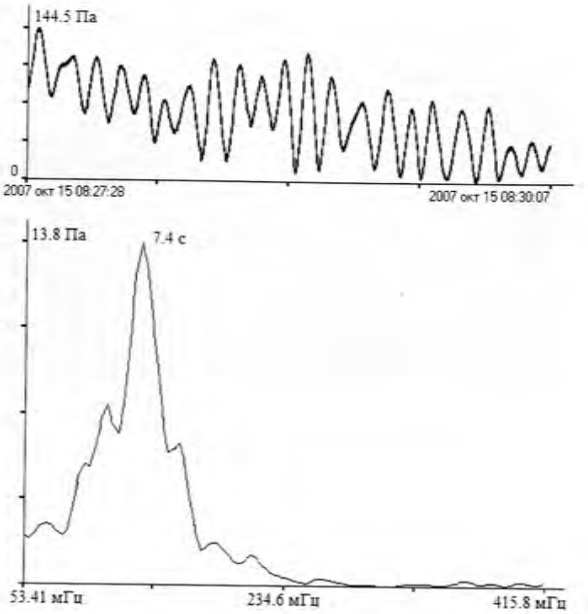


Рис. 11.26. Фрагмент записи поверхностного волнения и его спектр.

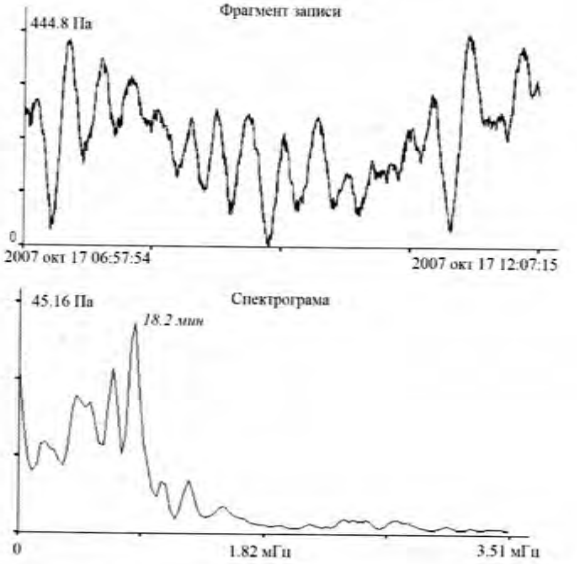


Рис. 11.27. Фрагмент записи низкочастотных колебаний бухты Витязь и его спектр.

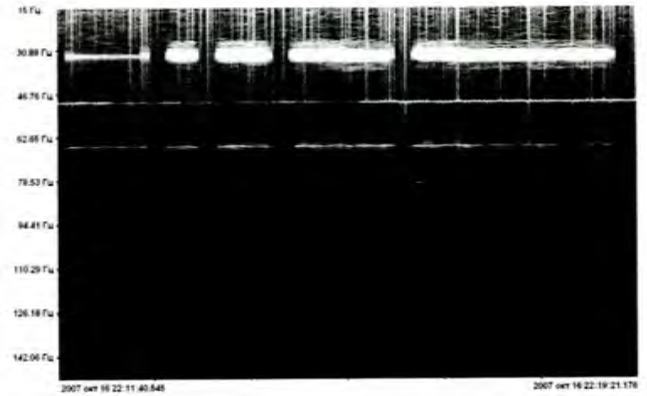


Рис. 11.28. Динамическая спектрограмма фрагмента записи лазерного гидрофона.

Рассмотрим результаты, полученные на лазерном гидрофоне при работе низкочастотного гидроакустического излучателя более подробно. Низкочастотный гидроакустический излучатель работал на частоте 245 Гц. На компьютере была создана группа сигналов, состоящая из тонового сигнала, набора сложных фазоманипулированных сигналов, свип-сигнала. Она была организована в таком виде: 1) тон 245 Гц (30 с), 2) пауза (15 с), 3) m_245_8_10_234 (названия файлов с М-последовательностями: m _ частота _ разрядность _ число периодов на символ _ исходное состояние сдвигового регистра), 4) m_245_8_10_234, 5) m_245_8_10_234, 6) пауза (15 с), 7) m_245_8_10_234, 8) пауза (15 с), 9) свип-сигнал 225-265 Гц (20 с), 10) пауза (15 с), 11) m_245_9_6_511, 12) пауза (15 с), 13) m_245_9_6_511, 14) пауза (15 с), 15) m_245_9_6_511. Данная группа математических сигналов с компьютера через усилитель подавалась на излучатель. Излучаемый сигнал контролировался гидрофоном и регистрировался лазерным гидрофоном. Гидрофон располагался в 1 м от излучателя. В дальнейшем была выполнена обработка полученных данных, в процессе которой проводилась свертка полученных записей с: а) математическим сигналом, б) записанным сигналом контрольного гидрофона, помещённым в 1 м от излучателя. Лучшие результаты получены при свертке записей лазерного гидрофона с математическим сигналом. Ниже мы рассмотрим только результаты свёртки с математическим сигналом, которые приведены на рис. 11.29. На верхней части рисунка приведены результаты свертки полученных записей с первыми четырьмя

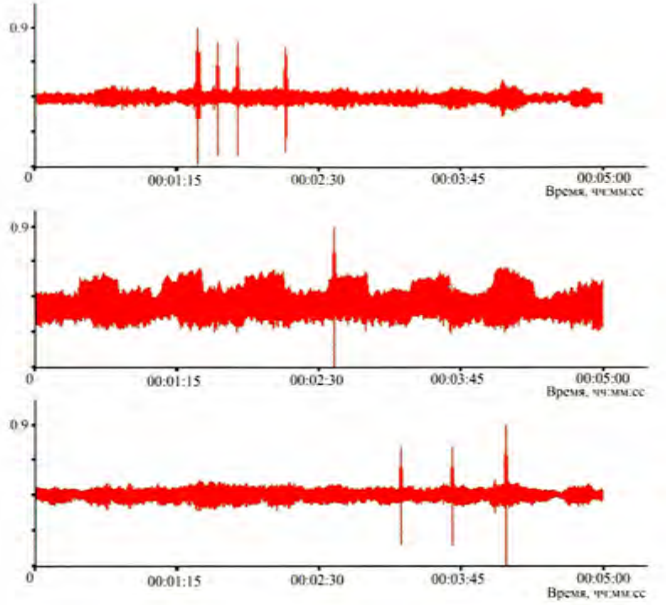


Рис. 11.29. Свертка математического сигнала с принятым сигналом.

М-последовательностями. На средней части рисунка приведены результаты свёртки полученных записей со свип-сигналом. На нижней части рисунка приведены результаты свёртки полученных записей с тремя последними М-последовательностями. Все приходы хорошо отождествлены и зарегистрированы.

В современной гидроакустике применяются сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности) для передачи информации и изучения гидрологических параметров на трассе распространения сигналов. Излучатель излучает сигнал в соответствии с математическим сигналом. Принятый приёмником сигнал затем свёртывают с математическим сигналом (проводят взаимно-корреляционную обработку). Математический сигнал «скользит» по всей записи приёмника. Если приёмник не искажает сигнал, то в месте присутствия данного сигнала на записи приёмника свёртка даёт резкий пик большой амплитуды. На рис. 11.30 первый пик большой амплитуды получен при свёртке математического сигнала первой М-последовательности (m_245_8_10_234) с принятым сигналом приёмника. Сигнал, излучённый гидроакустическим излучателем, может прийти

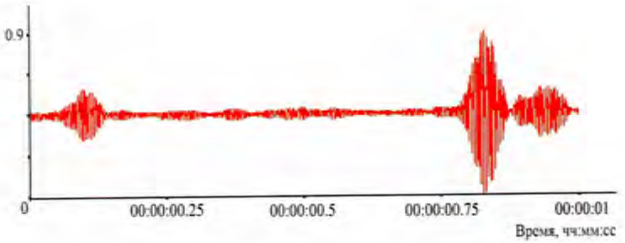


Рис. 11.30. «Растянутый» пик рис. 11.29.

к приёмнику по разным путям. При этом на записи может быть несколько приходов. При каждом приходе в записи приёмника свёртка с математическим сигналом даст резкий пик. Если мы синхронизируем время работы излучателя и приёмника с большой точностью, то, зная расстояние от излучателя до приёмника, можно вычислить скорость распространения сигнала. Если в записи приёмника нет сигнала соответствующей М-последовательности, то свёртка не даст таких резких и мощных пиков.

Далее проанализируем полученные данные. На рис. 11.30 приведён «растянутый» первый пик рис. 11.29. При анализе рис. 11.30 видно, что имеется четыре прихода сигналов, связанных с первой М-последовательностью. Главная амплитуда сигнала (второй пик), полученная при свёртке, соответствует прямому прохождению сигнала от излучателя к приёмнику по воде. Два следующих прихода вызваны отражёнными сигналами от границ раздела. Первый приход неизвестен. Время между первым и вторым пиком равно 0.711 с, между вторым и третьим пиком – 0.059 с, между третьим и четвёртым пиком – 0.036 с. Считаем, что максимальная амплитуда соответствует прямому приходу сигнала. По среднестатистическим данным в это время года скорость звука в воде равна примерно 1495 м/с. Расстояние в 1 милю (1852 м) основной сигнал преодолевает за 1.239 с. Первый сигнал данное расстояние преодолел за 1.239 – 0.711 = 0.528 с. При этом скорость распространения сигнала равна примерно 3500 м/с. По нашему мнению, данный сигнал прошёл по дну. Временные задержки в 0.059 с и 0.036 с соответствуют расстояниям в 110 м и 54 м, соответственно, при скорости распространения 1495 м/с. Считаем, что эти сигналы обусловлены первичным и вторичным отражениями.

Таким образом, на основе вышеприведённого можно говорить о том, что созданные приборы успешно справляются с регистрацией

как инфразвуковых вариаций давления гидросферы, так и низкочастотных гидроакустических волн.

11.7. ЛАЗЕРНО-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПРИЁМНИКИ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Применение методов лазерной интерферометрии при разработке измерителей вариаций гидросферного давления стимулировало работы, в результате выполнения которых получен лабораторный образец лазерно-интерференционного приемника градиента давления гидросферы силового типа.

Прибор выполнен в виде сферического корпуса (рис. 11.31а). В качестве чувствительных элементов используется шесть мембран из нержавеющей стали, которые установлены в корпусе прибора таким образом, что одна из их сторон обращена наружу прибора и контактирует с водой при работе, а другая покрытая светоотражающим покрытием, обращена внутрь и является частью измерительных интерферометров Майкельсона. Прибор состоит из шести таких интерферометров, по одному на мембрану (рис. 11.31б).

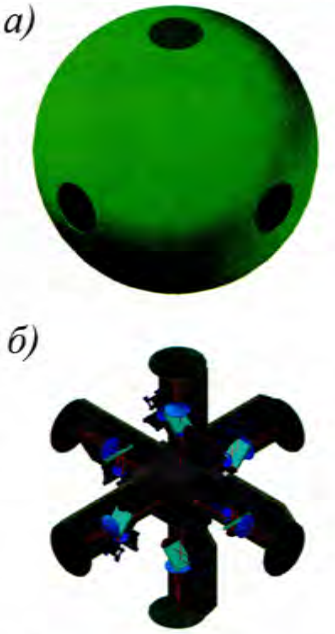


Рис. 11.31. Внешний вид макета лазерно-интерференционного приемника градиента давления.

На первом этапе создания лазерно-интерференционного приемника градиента давления был создан однокомпонентный приемник. Он выполнен в виде цилиндрического корпуса, внутри которого расположены оптическая система и цифровая система регистрации. На рис. 11.32 представлена блок схема разработанного устройства. Чувстви-

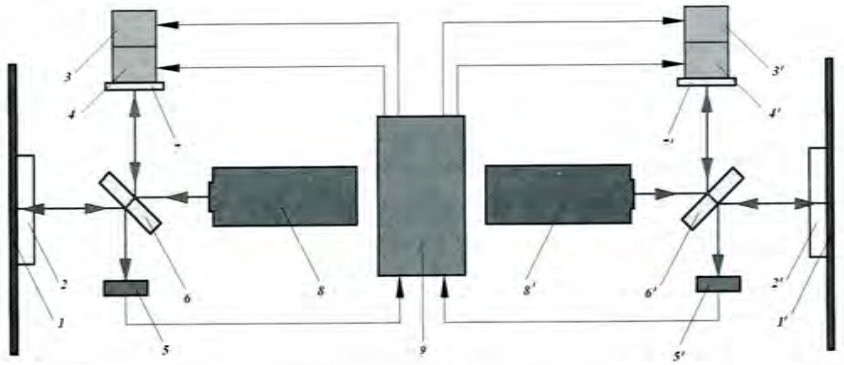


Рис. 11.32. Блок схема лазерно-интерференционного приемника градиента давления. 1, 1′ – мембраны;2, 2′ – системы компенсации внешнего давления; 3, 3′, 4, 4′ – пьезокерамические преобразователи;5, 5′ – фотоприемники; 6, 6′ – светоделители; 7, 7′ – отражающие зеркала; 8, 8′ – лазерные модули; 9 – система регистрации.

тельные элементы (1, 1′) выполнены в виде мембран и установлены в боковых крышках прибора таким образом, что одна их сторона контактирует с водой, а друга, покрытая светоотражающим покрытием, обращена внутрь прибора и входит в состав его оптической части, выполненной на основе двух интерферометров Майкельсона. Интерферометры предназначены для измерения давления, воздействующего на подвижные отражатели (мембраны). При этом необходимо, чтобы измерительные характеристики обоих интерферометров были строго одинаковыми. Для этого они выполнены в виде точных копий друг друга и расположены в одной плоскости. Система регистрации (9) формирует выходные сигналы и управляет интерферометрами.

Прибор работает следующим образом. Вариации давления на мембране (1) смещают ее центр относительно положения равновесия, тем самым вызывая изменения яркости интерференционной картины. Это изменение регистрируется фотоприемником (7), который подключён к первому каналу системы регистрации (9). Анализируя это изменение, система регистрации формирует сигнал обратной связи и, подавая его на пьезокерамическое основание (3), возвращает интерференционную картину в начальный максимум яркости. При этом сигнал обратной связи пропорционален изменениям давления на мембране рассматриваемого интерферометра и является выходным сигналом одного из двух каналов системы регистрации. Для измерений градиента давления используется другой интерферометр, связанный с другим каналом системы регистрации. Работа второго интерферометра идентична работе первого. Вычитанием сигнала одного интерферометра из сигнала другого интерферометра система регистрации формирует выходной сигнал пропорциональный градиенту гидросферного давления.

Известно [Гордиенко, 2007], что для обеспечения качественных измерений размер приёмников такого типа (расстояние от одной мембраны до другой) должен быть в десять раз меньше регистрируемой минимальной длины волны. Таким образом, при диаметре прибора 0.6 м верхняя граница его рабочего диапазона частот будет составлять величину порядка 250 Гц. Нижняя граница рабочего диапазона частот ограничена временем измерения.

Разработанный прибор имеет пороговую чувствительность порядка 10 мПа. При этом за счет применения более тонких мембран, стабилизированных по частоте излучения лазерных модулей и высокоразрядных цифроаналоговых преобразователей можно улучшить эту величину до десятков мкПа. Рабочий диапазон прибора от 0 (условно) до 250 Гц.

Литература к главе 11

1. Айхлер Ю., Айхлер Г.И. Лазеры. Исполнение, управление, применение / М.: Техносила, 2012. 495 с.
2. Андреева Е.Д. Упругие элементы приборов / М.: Машгиз, 1962. 456 с.
3. Баранов В.А. Применение микроконтроллеров AVR: схемы, алгоритмы, программы / М.: Издательский дом «Додэка-XXI», 2006. 288 с.
4. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод / М.: Мир, 1988. 330 с.
5. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике / М.: Физматлит, 2007.
6. Громов С.В., Родина Н.А. Физика: учебник / М.: Просвещение, 2002. 111 с.
7. Гуревич М.М. Фотометрия: теория, методы и приборы / Л: Машиностроение, 1983. 268 с.
8. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 6. С. 137–138.
9. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Плотников А.А., Чупин В.А., Яковенко С. В. Лазерный гидрофон на основе зеленого лазера LCM-S-11 // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 5. С. 140–141.
10. Долгих Г.И., Ковалев. С.Н. Швец В.А., Яковенко С.В. Цифровая система регистрации лазерно-интерференционных установок // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 5. С. 158–159.
11. Долгих Г.И. Лазерно-интерференционный комплекс // Сейсмические приборы. 2003. Вып. 39. С. 13–27.
12. Долгих Г.И., Плотников А.А., Будрин С.С. Лазерно-интерференционный измеритель вариаций давления с учетом изменений температуры // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 5. С. 149–150.

13. Долгих Г.И., Плотников А.А., Будрин С.С. Мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // Приборы и техника эксперимента. 2011. № 4. С. 161–162.

14. Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. Лазерный гидрофон // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 1. С. 159–160.

15. Долгих С.Г., Плотников А.А., Будрин С.С. Компенсация воздействия температуры на работу лазерных интерферометров // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 3. С.147–148.

16. Евстифеев, А.В. Микроконтроллеры AVR семейств Tiny и Mega фирмы «ATMEL» / М.: Издательский дом «Додэка-XXI», 2004. 560 с.

17. Захарьевский А.Н. Интерферометры / М.: Оборонгиз, 1952. 297 с.

18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.

19. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 926 с.

20. Пак П.Е., Привалов В.Е., Фофанов Я.А. Гелий-неоновый лазер (0,63 мкм), стабилизированный без девиации частоты // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 51, № 1. С. 10–12.

21. Растригин Л. А. Системы экстремального регулирования / М.: Наука, 1974. 624 с.

22. Швец В.А. Контроллер-детектор регистрирующей системы лазерного деформографа // Приборы и техника эксперимента. 2011. № 1. С. 159–160.

ГЛАВА 12 КОМПЛЕКСНЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗНЕСЕННЫЙ ПОЛИГОН

При изучении закономерностей возникновения, развития и трансформации различных процессов, особенно инфразвукового диапазона, в атмосфере, гидросфере и литосфере мы должны, в первую очередь, уделять внимание их происхождению, которое может быть не связано с процессами той геосферы, в которой выполняются наблюдения. Как показывают наши предыдущие работы, выполненные на морской экспериментальной станции «м. Шульца», процессы и явления, возникающие в одних геосферах, проникают в другие геосферы [Давыдов и др., 1994; Долгих, 1998; Долгих и др., 1999; Долгих и др., 2001; Долгих, Мукомел, 2004; Долгих и др., 2008]. Поэтому для адекватной интерпретации полученных результатов необходимо проводить измерения в исследуемом частотном диапазоне одновременно во всех геосферах и желательно аппаратурой, созданной на одних и тех же физических принципах.

12.1. ОСНОВНЫЕ УСТАНОВКИ ОПОРНЫХ ТОЧЕК ПОЛИГОНА

В настоящее время на лазерно-интерференционном принципе измерений созданы лазерные деформографы различных вариантов, лазерные нанобарографы и лазерные измерители вариаций давления гидросферы (лазерные гидрофоны), предназначенные для измерения вариаций деформаций земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений в инфразвуковом и низкочастотном звуковом диапазонах.

Учитывая то, что возникновение колебаний и волн инфразвукового диапазона связано с крупномасштабными процессами, природу их возникновения и развития необходимо проводить одновременно

в разнесенных на большие расстояния точках Земли. С этой целью в качестве опорных пунктов наблюдения нами были выбраны четыре экспериментальные площадки (рис. 12.1), находящиеся на м. Шульца Приморского края, в п. Горнотаежном Приморского края, на м. Свободный о. Сахалина и в подземном руднике ОАО «Приаргунского производственного горно-химического объединения» (г. Краснокаменск Забайкальского края) [Долгих и др., 2013].

Во всех четырех измерительных пунктах установлены лазерные нанобарографы (НБ) для наблюдения за вариациями атмосферного давления и лазерные деформографы (ЛД) неравноплечего типа, созданные на основе модифицированной схемы интерферометра Майкельсона. На станции м. Шульца установлено три ЛД в различных вариантах исполнения и ориентации. В конструкции ЛД используются герметичные воздухонаполненные лучеводы, выполненные на основе труб из нержавеющей стали. Основные технические характеристики всех установленных приборов указаны в таблице 1. Рабочий диапазон частот всех установок от 0 (условно) до 1000 Гц. Динамический диапазон каждой установки теоретически неограничен при измерении естественных природных процессов. Это достигается наличием в системе регистрации блока обратной связи, который производит электромеханический сброс уровня измеряемого сигнала по достижении им конструктивных пределов динамического диапазона. Моменты

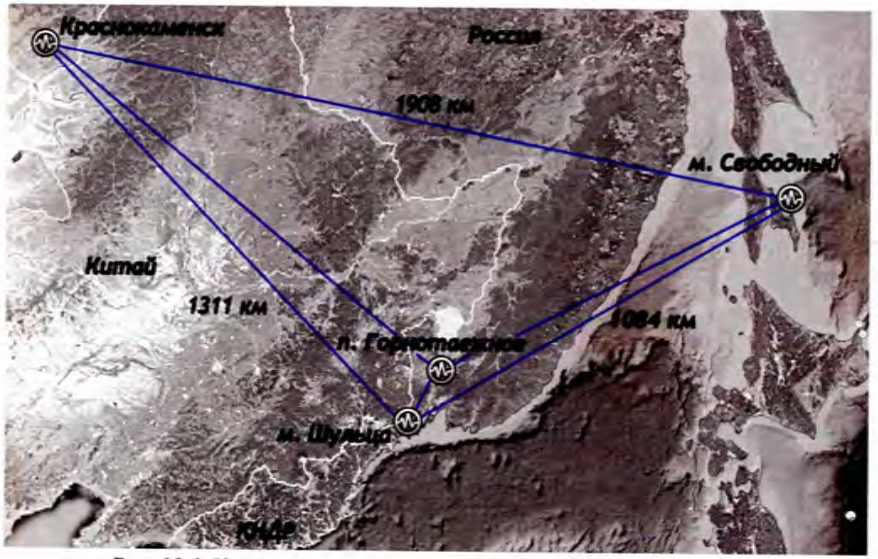


Рис. 12.1. Карта-схема расположения измерительного полигона.

Таблица 1. **Основные технические характеристики приборов.**

Характеристика	Расположение и вид прибора									
	К		Г		С		Ш			
	ЛД	НБ	ЛД	НБ	ЛД	НБ	ЛД1	ЛД2	ЛД3	НБ
Глубина постановки, м	400	400	0	0	2	2	3–5	3–5	3	0
Длина измерительного плеча, м	50	-	18	-	10.5	-	52.5	52.5	17.5	-
Точность измерений	0,1 нм	1 мПа	0,1 нм	1 мПа	0,1 нм	1 мПа	0,1 нм	0,1 нм	0,1 нм	1 мПа
Азимут направления измерительной части, град	8	-	290	-	172	-	198	198	290	-

К – в подземном руднике ОАО «Приаргунского производственного горно-химического объединения» (г. Краснокаменск Забайкальского края),
Г – п. Горнотаежное Приморского края,
С – о. Сахалин, м. Свободный
Ш – м. Шульца Приморского края

таких сбросов фиксируются в специальном канале данных, что позволяет при проведении постобработки восстановить исходный вид сигнала практически неограниченной амплитуды. В зависимости от задач и необходимости детализации вида графиков записей, программно-аппаратные возможности измерительного комплекса позволяют установить частоту дискретизации записи приборов в диапазоне 1 – 3000 Гц.

В совокупности все вышеуказанные установки, функционирующие на м. Шульца, на м. Свободный, в п. Горнотаежном и вблизи г. Краснокаменска, образуют комплексный пространственно разнесенный полигон «м. Шульца – п. Горнотаежное - м. Свободный – г. Краснокаменск». Все полученные на данных точках полигона экспериментальные данные поступают в единый центр обработки, находящийся в г. Владивостоке, где после предварительной обработки заносятся в ранее созданную базу экспериментальных данных. В дальнейшем проводится выборочно их обработка, основное внимание при этом уделяется поиску первоисточника различных процессов инфразвукового и низкочастотного звукового диапазонов в атмосфере, гидросфере и литосфере с целью адекватной интерпретации полученных результатов. Часть исследований связана с определением нагружа-

ющего воздействия атмосферных процессов на уровень деформации земной коры.

12.2. ПОЛИГОН «М. ШУЛЬЦА»

Для изучения природы возникновения, развития и трансформации колебаний и волн звукового и инфразвукового диапазонов, их взаимодействия друг с другом и с неоднородностями геосфер различных масштабов на полигоне ТОИ ДВО РАН «м. Шульца» развёрнут аппаратно-программный комплекс, рис. 12.2.

Аппаратно-программный комплекс структурно состоит из: 1 – 52.5 метрового лазерного деформографа неравноплечего варианта классического типа, который позволяет регистрировать вариации смещения участка земной коры, равного базе деформографа (52.5 м), с точностью 0.3 нм в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц в широком динамическом диапазоне; 2 – лазерного нанобарографа, с помощью которого регистрируются вариации атмосферного давления с точностью до 1 мкПа (в зависимости от частотной стабильности рабочего лазера) в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц в широком динамическом диапазоне; 3 – 52.5 метрового лазерного деформографа неравноплечего варианта маятникового типа; 4 – трёхкомпонентного широкополосного сейсмографа, сейсмометрические каналы которого построены на базе трёхкомпонентного широкополосного велосиметра, и 17.5-метрового лазерного деформографа неравноплечего варианта классического типа; 5 – метеостанции ANDERRA, которая измеряет скорость и направление ветра, вариации атмосферного давления, влажность и температуру; 6 – GPS приёмника TRIMBLE 5700, который измеряет смещение точки его установки относительно точки установки такого же приёмника, расположенного во Владивостоке, с точностью до 1 мм; 7 – видеокамеры, предназначенной для проведения наблюдений за поверхностными морскими волнами и оценкой их параметров (амплитуда, период волны), а также выходами внутренних волн; 8 – лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, созданного на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона с длиной измерительного плеча порядка 0.5 м, который позволяет измерять вариации гидросферного давления на глубинах до 500 м в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц с точностью до 1 мкПа в зависимости от стабильности частоты применяемого лазера и геометрических размеров чувствительного элемента – мембраны; 9 – лазерного гидрофона, созданного на основе равноплечего интерферометра Майкельсона и полупроводникового лазера, который может измерять вариации гидросферного давления с точностью до 1 мкПа в частотном диапазоне от 0 (условно) до 1000 Гц в зависимости от точности уравнивания длин плеч интерферометра и параметров мембраны – чувствительного элемента лазерного гидрофона; 10 – двухканальной донной станции, предназначенной для измерения вариаций давления гидросферы на дне, вызванных морскими ветровыми прогрессивными и стоячими волнами, искусственными и естественными источниками гидроакустических колебаний и волн; 11 – уровнемера ёмкостного типа; 12 – гидрологического зонда RBR XR-620, предназначенного для вертикального зондирования толщи воды с выводом информации по изменениям температуры, давления и солёности; 13 – гидрологического зонда ANDERRA, предназначенного для измерения направления и скорости течений, температуры, солёности и давления на выбранных горизонтах; 14 – вертикальной цифровой термокосы, предназначенной для измерения вариаций температуры на 12 горизонтах с передачей информации в режиме реального времени на береговой пост наблюдения; 15 – профилографа ADP (SY-51208); 16 – низкочастотного гидроакустического излучателя, работающего в частотном диапазоне 30-40 Гц; 17 – низкочастотного гидроакустического излучателя, работающего в частотном диапазоне

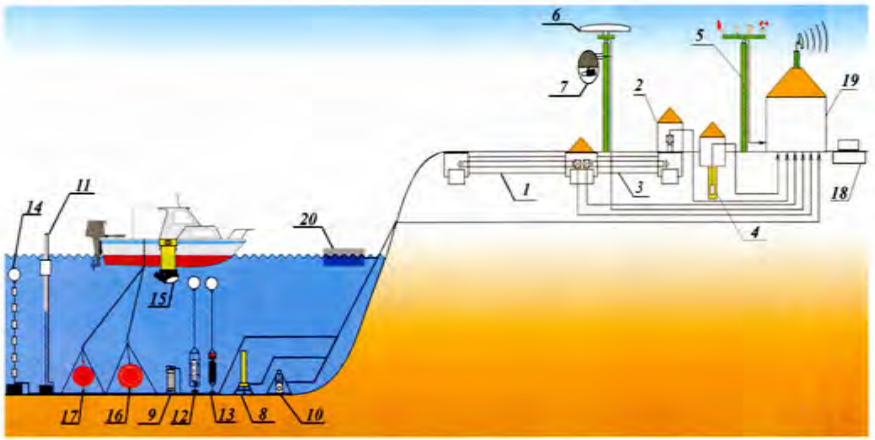


Рис. 12.2. Аппаратно-программный комплекс.

230-270 Гц; 18 – низкочастотного сейсмоакустического излучателя, работающего в частотном диапазоне 2-20 Гц; 19 – лабораторного поста наблюдения, в который в режиме реального времени по кабельным линиям поступают экспериментальные данные, предназначенные для предварительной обработки, записи на жёсткий диск компьютера и передачи информации по сети ДВО РАН в ТОИ ДВО РАН и ДВФУ; 20 – дополнительной аппаратуры, которая привлекается эпизодически (вертикальные гидрологические и гидроакустические антенны, необитаемый подводный аппарат с набором гидрологических и гидроакустических датчиков и т.п.). Приёмные и передающие системы аппаратно-программного комплекса устанавливаются с помощью судов ТОИ ДВО РАН НИС «Импульс» и НИС «Малахит», а также с помощью маломерных катеров, которые предназначены, в основном, для буксировки профилографа или обеспечения вспомогательных работ при постановке систем.

Экспериментальные данные в цифровом и аналоговом видах поступают в лабораторное помещение в центр сбора, первичной обработки и хранения полученных результатов с созданием банка данных. Все системы, оснащённые четырьмя компьютерами, объединены в единую сеть и используют часы точного времени, обеспечивающие синхронизацию данных с точностью 10^{-7}-10^{-8} с. Данная локальная сеть структурно входит в сеть ДВО РАН, центр управления которой расположен во Владивостоке. С помощью этой сети каждая установка комплекса с использованием специально написанных программ управления может быть удалённо настроена и запущена в режим проведения непрерывных измерений. Основное назначение созданного аппаратно-программного комплекса: изучение закономерностей возникновения, развития и трансформации колебаний и волн на границе зоны перехода системы «атмосфера-гидросфера-литосфера» звукового и инфразвукового диапазонов, изучения динамики крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностей океанов и морей, их взаимодействия и влияния на параметры колебаний и волн широкого диапазона частот.

12.3. ПОЛИГОН «Г. КРАСНОКАМЕНСК»

На полигоне в настоящее время в режиме проведения непрерывных измерений вариаций деформаций земной коры и колебаний атмосферного давления функционируют лазерный деформограф и лазерный нанобарограф.

Лазерный деформограф вошёл в состав многоуровневой системы контроля геодинамической обстановки в Стрельцовском рудном районе. С современных геотектонических позиций Стрельцовский рудный узел, в состав которого входят месторождения Антей и Стрельцовское, размещается в пределах Центрально-Азиатского орогенного пояса. Пояс «зажат» между двумя древними планетарными структурами земной коры – Северо-Азиатским и Сино-Корейским кратонами и находится в зоне активного взаимодействия с Сино-Индонезийской областью наибольшей сейсмической и вулканической активности Новейшего времени. Рудный узел расположен в западном блоке Амурской литосферной плиты (юго-восточное Забайкалье). Активная глубинная геодинамика, определила сложные геодинамические процессы, результатом которых явилось возникновение блоковых, сдвиговых и надвиговых деформаций (включая послойные срывы), а также сводово-глыбовых перемещений. Длительное существование на территории орогенного геотектонического режима сопровождалось мощным проявлением эндогенных процессов. В результате, по сравнению с соседними площадями, здесь резко увеличена неоднородность геологической среды (как в вещественном, так и структурном отношении).

В процессе геологического развития на значительной части описываемой территории на уровень современного эрозионного среза выведены большие объемы полнокристаллических магматических комплексов палеозоя, которые формируют крупный Шилка-Аргунский гранитоидный ареал. Выделяемый в районе Уктуйский гранитоидный массив (рис. 12.3) является частью названного ареала. В мезозойский этап развития на этом жестком основании заложился Монголо-Забайкальский вулканический пояс, одной из вулканотектонических структур которого является Тулукуевская кальдера.

При обосновании места размещения павильона для лазерного деформографа учтён широкий спектр горногеологических и горнотехнических условий, а также ряда технологических факторов. По результатам проработки и сравнения нескольких вариантов размещения было принято решение о создании наблюдательного павильона в подземной части рудника №1 Стрельцовского рудного поля, находящегося в 1.5 км от мест активного ведения очистных работ с тем, чтобы эффект техногенного влияния был наименьшим (см. рис. 2).

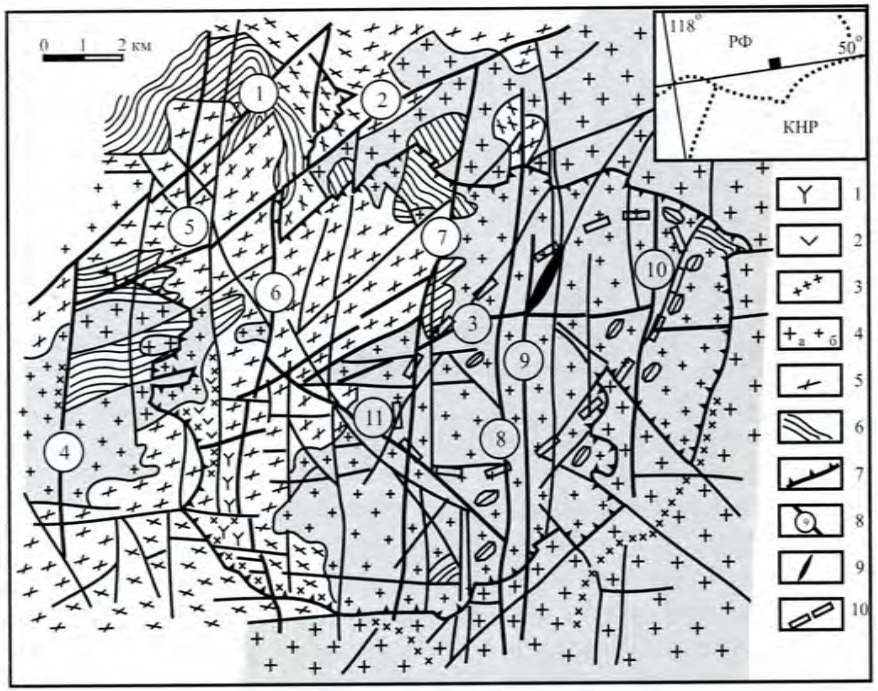


Рис.12.3. Схема геологического строения фундамента Тулукуевской вулканотектонической структуры [Ищукова, 2007].

1 – риолиты жерловой фации; 2 – фельзиты жерловой фации; 3 – дайки кварцевых порфиров, сиенит-порфиров, граносиенит-порфиров; 4 – позднепалеозойские граниты, гранодиориты, диориты, мигматиты, выходящие на поверхность (а) и вскрытые скважинами (б) под чехлом осадочпо-вулканогенных пород; 5 – раннепалеозойские гнейсовидные граниты, гранодиориты; 6 – протерозойские гранито-гнейсы, раннепротерозойские и архейские меланократовые гнейсы, амфиболиты, метабазиты, пироксениты, кристаллические сланцы, доломиты, известняки; 7 – разломы,ограничивающие вулкано-тектоническую структуру; 8 – разломы, зоны разломов и их номера: 1 – Урулюнгуевская, 2 – Северная, 3 – Аргунская, 4 – Талан-Гозогорский, 5 – Флюоритовый, 6 – Меридиональная, 7 – Мало-Тулукуевская,8 – Глубинная, 9 – Центральная, 10 – Широндукуйская, 11 – Тулукуевская; 9 – месторождение Антей; 10 – проекция контура периферического магматического очага.

В геологическом отношении эта позиция соответствует придонной части восточного блока Тулукуевской кальдеры, а также периферии шахтного поля месторождения Стрельцовское (рис. 12.4).

Лазерный деформограф ориентирован параллельно направлению локального линейного выступа фундамента. Своей осью он ориентирован навстречу современному перемещению Байкальского тектонического потока и ортогонально к Байкальской сейсмической зоне. Лазерный деформограф находится в пределах пород вулканогенного чехла (покровы лав и туфов среднего и основного состава) в тектоническом блоке площадью около 10 км^2, который ограничен Центральным (с востока) и Мало-Тулукуевским (с запада) разломами меридионального направления. Границей блока с юга является Тулукуевский разлом северо-западной ориентировки, а с севера – бортовые кольцевые разломы кальдерной постройки. Позиция деформографа в рельe-

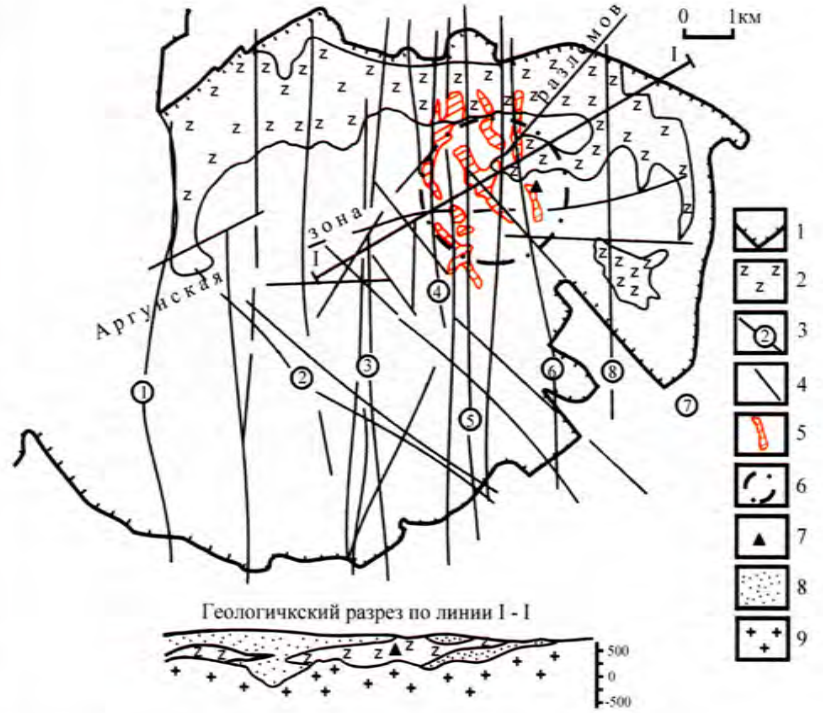


Рис. 12.4. Положение лазерного деформометра и зоны контроля в структуре вулканитов Тулукуевской кальдеры.

1 - контур вулканитов на современной эрозионной поверхности; 2 - выходы на современную поверхность горизонта нижних трахидацитов; 3 - осевые швы основных зон разломов и их номера: 1 - Меридианальная, 2 - Тулукаевская, 3 - Мало-Тулукаевская, 4 -Западная, 5 - Центральная, 6 - Восточная, 7 - Стрельцовская, 8 - Широндукуйская; 4 -прочие разломы; 5 - контуры рудных залежей месторождения Стрельцовское; 6 - область комплексного геодинамического контроля; 7 - положение лазерного деформографа; 8 -- нерасчлененные вулканогенно-осадочные породы чехла, 9 - нерасчлененные кристаллические породы фундамента кальдеры чехла.

фе погребенного фундамента определяется его расположением над склоном локального выступа жёсткого основания кальдеры.

При более детальном рассмотрении выясняется, что лазерный деформограф находится в подземной горной выработке, которая пройдена горизонтально в теле горизонта нижних трахидацитов. Этот горизонт локализован в северной половине кальдеры (рис. 12.4), где он занимает площадь порядка 60 км^2 и имеет пологое залегание. Мощность горизонта варьирует от 60-120 м до 450-500 м.

Оптическая часть лазерного деформографа создана на основе модифицированного интерферометра Майкельсона неравноплечего типа, оптические элементы которого смонтированы на двух бетонных блоках, жёстко соединённых с основным пластом шахты. Рабочее плечо прибора имеет длину 50 м и ориентировано на северо-восток под углом около 30^0. На одном из бетонных блоков установлен уголковый отражатель, а на другом центральный узел интерферометра Майкельсона (рис. 12.5), состоящий из частотно стабилизированного гелий-неонового лазера фирмы MellesGriot, обеспечивающего стабильность частоты в десятом знаке, системы экстремального регулирования (система регистрации и резонансный усилитель) и других

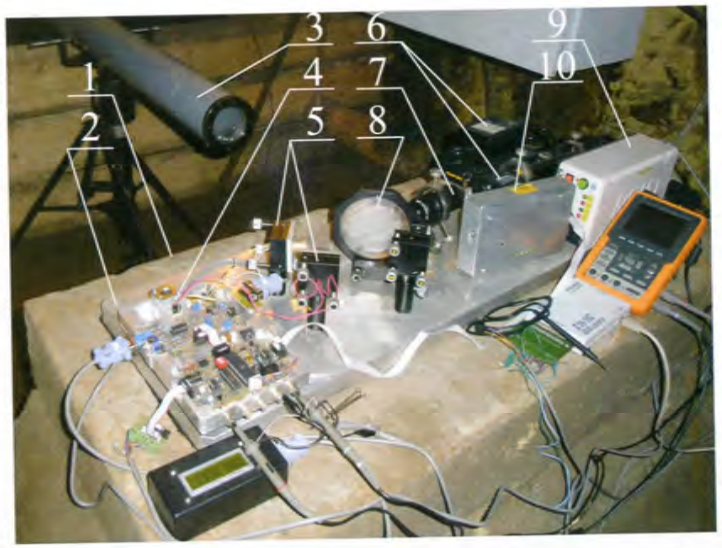


Рис.12.5. Центральный интерференционный узел во время настройки.
1 – бетонное основание, 2 – оптическая скамья, 3 – лучевод, 4 – система регистрации, 5 – пьезокерамические узлы, 6 – лазер с блоком питания, 7 – коллиматор, 8 – делительная пластина, 9 – блок питания системы регистрации, 10 – резонансный усилитель.



Рис.12.6. Оптический лучевод.

конструктивных и оптических элементов лазерного деформографа. Между двумя бетонными блоками луч лазера распространялся по герметичному лучеводу, состоящему из состыкованных труб внутренним диаметром 0.1 м (см. рис. 12.6).

Луч лазера (6), пройдя коллиматор (7) с оптическим затвором, попадает в интерференционный узел (5,8), где разделяется на полупрозрачном зеркале (8) на два луча. Луч №1 направляется по воздухонаполненному герметичному световоду (см. рис. 12.6) на уголковый отражатель, от которого возвращается на полупрозрачное зеркало. Луч №2, пройдя интерференционный узел, возвращается на полупрозрачное зеркало. Возвращённые лучи сбиваются на полупрозрачном зеркале, образуя интерференционную картину, вариации которой регистрируются фотодиодом. Для уменьшения угловой расходимости лазерного пучка и расширения его до размеров, при которых удобно вести юстировочные работы, используется коллиматор (7), увеличивающий диаметр лазерного луча до 8-10 мм. Оптический затвор, состоящий из диафрагмы, поляроида и пластины исключает влияние паразитных отражений на стабильность частоты лазера. Для уменьшения влияния паразитных отражений на стабильность частоты лазера ось лазера расположена под небольшим углом к оси остальных оптических систем интерферометра. Кроме того, отражённые от уголковых отражателей лучи сдвинуты параллельно на 2-3 см относительно выходящего из лазера луча, что также обеспечивает непопадание

отражённых лучей в лазер и не оказывает влияние на стабильность его работы. Весь путь луча лазера, за исключением 30 см, расположен в герметичном световоде. В местах сочленения труб предусматривается большая герметичность, обеспечиваемая применением высококачественной вакуумной резины и У - образным замком. С обоих концов световод имеет прозрачные герметично закреплённые кварцевые окна.

После установки прибора в течение нескольких суток проводились тестовые измерения вариаций уровня деформаций земной коры. Полученные экспериментальные данные накапливались на твёрдом носителе с частотой дискретизации варьирующейся в зависимости от задач эксперимента в диапазоне 1-2500 Гц и в дальнейшем обрабатывались с целью определения технических характеристик лазерного деформографа, которые свелись к следующему: точность измерения смещения находится на уровне фона и составляет величину порядка 0,1 нм, а предельный порог чувствительности – 1.2×10^{-12}. Динамический диапазон выделенных колебаний составил величину около 120 дБ, который в другие периоды измерений может быть и шире с учётом технических особенностей системы сброса уровней системы регистрации лазерного деформографа, которая позволяет значительно расширять его динамический диапазон [Долгих, Привалов, 2009].

По окончания тестовых испытаний лазерный деформограф был подвергнут профилактике, а затем запущен в режим проведения непрерывных измерений вариаций деформаций земной коры с техническими перерывами, связанными с профилактическими и ремонтными работами отдельных узлов прибора. В режиме реального времени полученные экспериментальные данные непрерывно поступали в центр сбора информации, находящийся на поверхности земли, и записывались на винчестер компьютера в последовательные файлы данных длительностью по 1 ч с частотой дискретизации 1000 Гц с привязкой к точному времени с точностью 1 мс. После того, как файл сохранялся на компьютере, он становился доступным по телекоммуникационным линиям сотрудникам институтов, находящихся в Хабаровске и Владивостоке. В дальнейшем полученные экспериментальные данные подвергались обработке с помощью специально созданного пакета прикладных программ DEFORMOGRAF, состоящего из полного комплекса программ спектрального и статистического оценивания.

12.4. ПОЛИГОН «М. СВОБОДНЫЙ»

На м. Свободный Охотского моря (о. Сахалин) впервые усилиями сотрудников лаборатории физики геосфер Тихоокеанского океанологического института им. В.И. Ильичёва ДВО РАН был установлен в поверхностном варианте лазерный деформограф неравноплечего типа с длиной измерительного плеча 3 м, созданный на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона и частотно стабилизированного гелий-неонового лазера фирмы Melles Griot (см. рис. 12.7). Основные технические характеристики данного лазерного деформографа: точность измерения вариаций смещений на базе прибора – 0.3 нм, чувствительность около $1x10^{-10}$, рабочий диапазон частот от 0 (условно) до 1000 Гц. Лазерный деформограф был установлен в тёплое время года и проработал в течение 2 месяцев, после чего он был демонтирован. Одновременно на шельфе недалеко от берега на глубине 8 м был установлен лазерный гидрофон, предназначенный для измерений вариаций гидросферного давления, вызванного волновыми процессами диапазона поверхностных и внутренних морских волн, инфрагравитационных морских волн. В летне-осенний период



Рис. 12.7. Внешний вид установки «Лазерный деформограф м. Свободный».



Рис. 12.8. Сборка лазерного деформографа в подземном помещении м. Свободный.



Рис. 12.9. Лазерный гидрофон, автономный регистратор волнения, донная сейсмическая станция, автономная донная гидрофизическая станция, GPS-приёмник TRIMBLE 5700 (слева-направо).

недалеко от м. Свободный в море усилиями сотрудников ИМГиГ ДВО РАН было установлено два регистратора давления, предназначенных для регистрации вариаций гидросферного давления, вызванных поверхностными и инфрагравитационными морскими волнами. Кроме того, в данный период наблюдений вблизи м. Свободный испытывалась донная сейсмическая станция, созданная сотрудниками СКБ САМИ ДВО РАН.

В 2013 году были выполнены строительные работы по созданию подземного помещения под размещение лазерного деформографа. В том же году там был размещён лазерный деформограф неравноплечего типа с длиной измерительного плеча 10.5 м, рис. 12.8, предназначенный для выполнения экспериментальных работ в любое время года.

Одновременно на шельфе Охотского моря сотрудниками ТОИ ДВО РАН, ИМГиГ ДВО РАН и СКБ САМИ ДВО РАН были установлены: лазерный гидрофон, автономный регистратор волнения, донная сейсмическая станция и автономная донная гидрофизическая станция, рис. 12.9. Дополнительно был установлен GPS-приёмник TRIMBLE 5700, рис. 12.9.

В подземном помещении лазерного деформографа установлен лазерный нанобарограф, предназначенный для измерения вариаций атмосферного давления.

12.5. ПОЛИГОН «С. ГОРНОТАЁЖНОЕ»

На территории Уссурийской астрофизической обсерватории ДВО РАН вблизи с. Горнотаёжное в поверхностном варианте установлен лазерный деформограф неравноплечего типа с длиной измерительного плеча 18 м, рис. 12.10. Данный лазерный деформограф предназначен для измерения вариаций деформаций земной коры. Все полученные экспериментальные данные поступают в единый центр обработки, находящийся в г. Владивостоке, где после предварительной обработки заносятся в ранее созданную базу экспериментальных данных. В дальнейшем проводится выборочно их обработка, основное внимание при этом уделяется поиску первоисточника различных процессов инфразвукового и низкочастотного звукового диапазонов в



Рис. 12.10. Лазерный деформограф «с. Горнотаёжное»

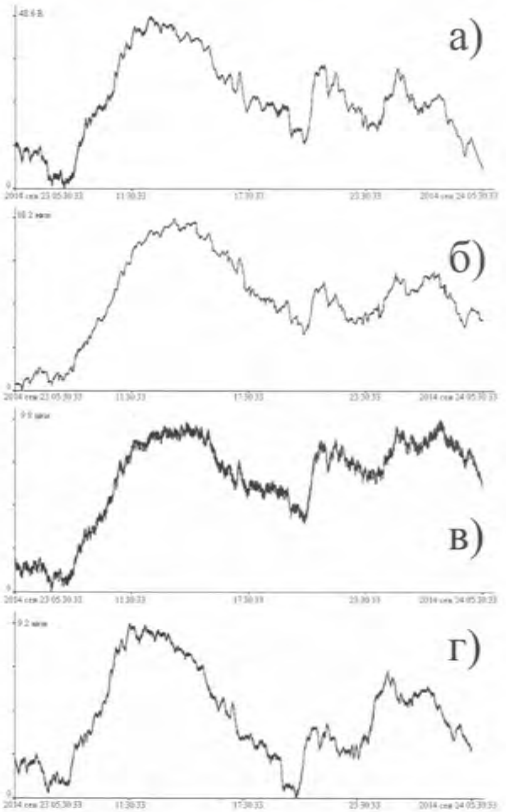


Рис. 12.11. Участок синхронной записи а) ЛН м. Шульца (отн. ед.), б) ЛД1 м. Шульца (мкм), в) ЛД2 м. Шульца (мкм), г) ЛД3 м. Шульца (мкм).

атмосфере, гидросфере и литосфере с целью адекватной интерпретации полученных результатов. Часть исследований связана с определением нагружающего воздействия атмосферных процессов на уровень деформации земной коры.

Во взаимодействии системы «атмосфера – литосфера» атмосферные процессы играют первостепенную роль, что продемонстрировано на рис. 12.11, где представлен участок синхронной записи трех лазерных деформографов и лазерного нанобарографа. На графиках записей ЛД положительный прирост значений соответствует растяжению базы деформографа, а на графиках НБ положительный прирост соответствует понижению атмосферного давления.

Литература главе 12

1. Давыдов А.В., Долгих Г.И., Ильичев В.И. Динамика и трансформация внутренних волн на шельфе // ДАН. 1994. Т. 336, № 4. С. 538–541.

2. Долгих Г.И. Некоторые результаты экспериментального исследования сейсмоакустических сигналов, возбуждаемых низкочастотным гидроакустическим излучателем // Акустический журнал. 1998. Т. 44, № 3. С. 358–361.

3. Долгих Г.И., Валентин Д.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Дистанционные лазерно-интерференционные методы исследования шельфовых волн // Метеорология и гидрология. 1999. № 7. С.100–106.

4. Долгих Г.И., Корень И.А., Овчаренко В.В. Влияние вариаций атмосферного давления на показания лазерного деформографа // Физика Земли. 2001. № 11. С. 92–96.

5. Долгих Г.И., Мукомел Д.В. Зависимость вариаций периодов микросейсм от величины и направления скорости движения циклонов // ДАН. 2004. Т. 394, № 4. С. 544–547.

6. Долгих Г.И., Батюшин Г.Н., Долгих С.Г., Дзюба В.П., Чупин В.А. Трансформация сейсмоакустической энергии в гидроакустическую энергию // ДАН. М. 2008. Т. 423, № 6. С. 815–816.

7. Долгих Г.И., Рассказов И.Ю., Луговой В.А., Аникин П.А., Цой Д.И., Швец В.А., Яковенко С.В. Краснокаменский лазерный деформограф // ПТЭ. 2013. № 5. С. 138–139.

8. Ищукова Л.П. Урановые месторождения Стрельцовского рудного поля в Забайкалье. Иркутск: Тип. «Глазовская». 2007. 260 с.

9. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 203 с.

ГЛАВА 13 ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТРАНСФОРМАЦИИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ГРАНИЦЕ «ВОДА-ДНО»

Закономерности трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно» рассмотрим на примере регистрации береговыми лазерными деформографами сигналов, создаваемых в воде надводными судами и низкочастотными гидроакустическими излучателями.

13.1. РЕГИСТРАЦИЯ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НАДВОДНОГО СУДНА

Впервые о возможности регистрации лазерными деформографами сейсмоакустических волн, создаваемых судами, указано в работе [Долгих и др., 1983], в которой анализируется запись 105-метрового лазерного деформографа равноплечего типа, установленного на острове Стенина залива Петра Великого Японского моря. В течение записи научно-исследовательское судно, развернувшись возле берега, удалялось от острова. Сигнал, создаваемый движущимся научно-исследовательским судном, модулировался поверхностным волнением. По изменению параметров модуляции можно оценивать изменение направления движения судна. В то время не было возможности качественно изучить спектральные характеристики сигналов из-за недостаточной разрешающей способности регистрирующей аппаратуры, но при этом были сделаны первые шаги в исследовании возможности использования лазерных деформографов при регистрации гидросферных процессов. В работе [Akal Tuncay and Jensen, 1987] было показано, что в области низких частот сейсмоакустические поверхностные волны становятся доминирующим механизмом переноса акустической энергии в мелководной шельфовой зоне моря. Экспериментальные исследования сравнительных уровней акустических шумов, регистрируемых гидрофонами и донными геофонами [Akal Tuncay and Jensen, 1987] показали, что на мелководном шельфе при частотах ниже 25 Гц в спектре записей гидрофонов наблюдается уменьшение, а в спектре записей геофонов – увеличение уровня спектральных составляющих. Дальнейшие исследования подтвердили большие возможности применения установленных на берегу лазерных деформографов различных конструкций для регистрации сейсмоакустических сигналов, создаваемых на границе «вода-дно» низкочастотными гидроакустическими излучателями [Давыдов и др., 1995; Долгих, 1998; Долгих и Чупин, 2005]. Экспериментальные исследования с применением гидроакустических излучателей, находящихся примерно в одних и тех же районах шельфа и излучающих сигналы примерно одинакового уровня (приведенный уровень гидроакустического излучения порядка 2 кПа) на частотах 360, 245 и 33 Гц показали, что в записях береговых лазерных деформографах практически отсутствуют сигналы на частотах 360 и 245 Гц, а сигналы на частоте 33 Гц имеют мощный уровень. Исследования, описанные в работе [Долгих, 1998], показывают, что сигнал с частотой 32 Гц от низкочастотного гидроакустического излучателя до лазерного деформографа распространяется по цилиндрическому закону. Это значит, что в условиях глубокой воды гидроакустический сигнал распространяется по звуковому каналу, а на границе «вода-дно» в виде поверхностной волны рэлеевского типа. Эти же выводы подтверждаются результатами работ [Долгих и Чупин, 2005; Гущин и др., 1981], в которых показывается, что для точечного источника излучения основная энергия на границе «вода-дно» переносится волной рэлеевского типа. Результаты, описанные в приведенных работах, подтверждают большие перспективы применения лазерных деформографов для регистрации сигналов, создаваемых в воде движущимися техническими объектами, особенно в инфразвуковой области спектра. Учитывая уникальную амплитудно-частотную характеристику лазерных деформографов и их направленные свойства [Долгих и Привалов, 2009; Долгих, 2011] можно предположить, что применение двухкоординатных приборов позволит определять с хорошей точностью направление на источники сигналов. В этой главе на примере регистрации сейсмоакустических сигналов двухкоординатным лазерным деформографом, расположенным на м. Шульца залива Посьета Японского моря, мы оценим эти возможности. В качестве источника сигналов использовался проходя-

щий грузопассажирский паром, выполняющий регулярные перевозки по маршруту порт Сокчо (Южная Корея) – порт Зарубино.

13.1.1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Двухкоординатный лазерный деформограф состоит из двух лазерных деформографов неравноплечего типа: 52.5-метрового лазерного деформографа «север-юг» и 17.5-метрового лазерного деформографа «запад-восток». Лазерный деформограф «север-юг» длиной 52.5 м, рабочее плечо которого ориентировано относительно линии «север-юг» под углом 18^0 (198^0), создан на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона и частотно стабилизированного гелий-неонового лазера и находится на глубине 3-5 м. В 70 м от данной установки на глубине 3-4 м смонтирован лазерный деформограф «запад-восток» длиной 17.5 м, рабочее плечо которого ориентировано относительно линии «север-юг» под углом 110^0 (290^0). Угол между рабочими осями лазерных деформографов составляет 92^0. Применяемые методы интерферометрии позволяют регистрировать изменения длины рабочего плеча каждого деформографа с точностью 0.01 нм, т.е. точность каждого прибора по измерению изменения смещений устоев деформографа составляет величину 0.01 нм. При этом чувствительность лазерного деформографа с длиной рабочего плеча 52.5 м составит $\frac{\Delta L}{L} = \frac{0.01\,нм}{52.5\,м} = 0.19 \times 10^{-12}$, а лазерного деформографа с длиной рабочего плеча 17.5 м – 0.57×10^{-12}. Таким образом, при воздействии на каждый прибор какой-то крупномасштабной динамической нагрузки (приливы, изменения температуры, изменения атмосферного давления и т.п.) амплитуда деформаций 52.5-метрового лазерного деформографа должна быть в 3 раза больше амплитуды деформаций 17.5-метрового лазерного деформографа, при условии, что они расположены на одинаковых породах. На практике это, как правило, не выполняется, поэтому для определения величины данного коэффициента были проведены дополнительные исследования при оценке воздействия крупномасштабных атмосферных процессов на показания двух лазерных деформографов.

Основной динамической нагрузкой, которая равномерно влияет на изменение длин измерительных плеч 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерных деформографов, являются крупномасштабные вариации атмосферного давления, которые не имеют поляризационных свойств и поэтому одинаково влияют на деформации обоих установок, несмотря на то, что они расположены практически взаимно перпендикулярно. Для оценки данного воздействия на показания лазерных деформографов были обработаны месячные данные 52.5-метрового, 17.5-метрового лазерных деформографов и лазерного нанобарографа [Долгих и др., 2004]. На рис. 13.1 в качестве характерного примера приведено изменение атмосферного давления, зарегистрированное лазерным нанобарографом, и синхронные участки записей лазерных деформографов. При сравнении амплитуд смещений лазерных деформографов «север-юг» и «запад-восток», вызванных вариациями атмосферного давления установлено, что амплитуда смещения на лазерном деформографе с длиной плеча 52.5 м в 2.8 больше амплитуды смещения на лазерном деформографе с длиной плеча 17.5 м. Величина данного коэффициента (2.8) будет нам необходима для дальнейших расчётов.

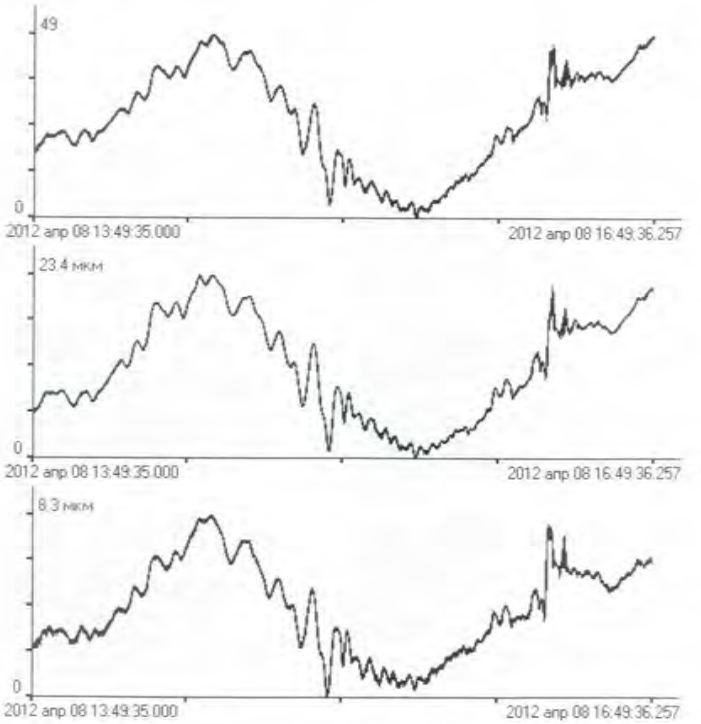


Рис. 13.1. Участки записей лазерного нанобарографа, 52.5-метрового лазерного деформографа и 17.5-метрового лазерного деформографа (сверху-вниз).

При анализе данных с этих лазерных деформографов в конце 2013 – начале 2014 гг. было обращено внимание на периодически повторяющиеся в частотно-временных спектрограммах специфические частотные следы в виде спаренных линий – треков, разнесенных между собой на 0.3-0.4 Гц и изменяющихся в интервале частот от 18 до 22 Гц (см. рис. 13.2). В некоторых записях эти же спаренные треки синхронно проявлялись и в других частотных диапазонах, например, около частоты 30 Гц. Анализ видеоданных Океанологической информационно-аналитической системы ДВО РАН [Фищенко и др., 2008] показал, что треки проявляются в моменты прохождения около м. Шульца пассажирского парома «New Blue Ocean» южнокорейской судоходной компании «Stena Daea Line». По размещенным в сети Интернет данным мореведческой компании «Korean Register» паром построен в 1989 г. в Японии, его длина 160 м, ширина 25 м, осадка 6.3 м, водоизмещение 16490 т, грузоподъемность 4429 т. Паром оснащен двумя 4-тактными 8-цилиндровыми дизельными двигательными установками и двумя гребными винтами. С марта 2013 г. по июнь 2014 г. он два раза в неделю выполнял рейсы по маршруту «порт Сокчо (Южная Корея) – порт Зарубино», перевозя туристов и грузы.

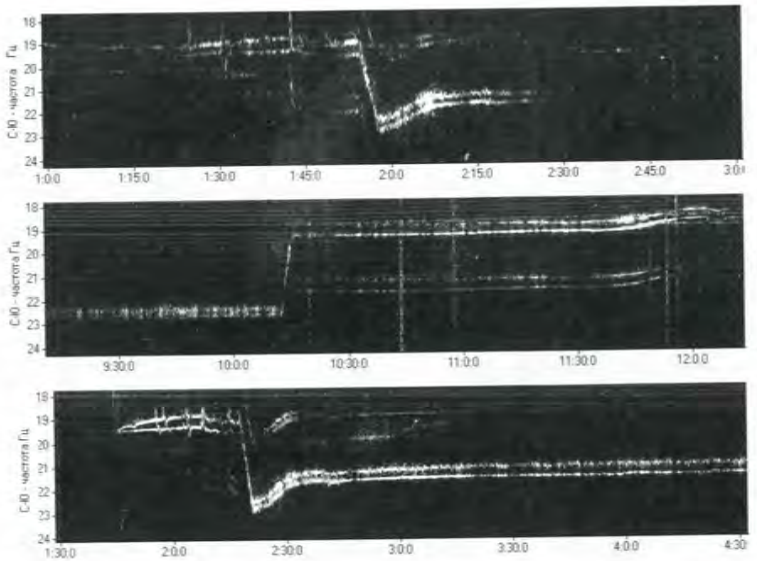


Рис. 13. 2. Примеры наблюдения спаренных частотных треков в спектрограммах записей лазерного деформографа «север-юг» (диапазон анализируемых частот 18-24 Гц).

Общая длина трассы 590 км, время в пути 18-19 ч, скорость движения 33-35 км/ч.

13.1.2. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Исследование согласованных по времени данных с установленных на глубинах 12-20 м вблизи мыса лазерных гидрофонов, входящих в комплексную измерительную систему МЭС “м. Шульца” [Долгих и др., 2002; Долгих и др., 2007], показало, что в них отсутствуют какие-либо особенности на частотах вблизи 20 Гц, т.е. на данных глубинах сигнал от парома в воде не распространяется. Тот факт, что регистрируемые отклики проявляются в виде пары близких частотных компонент, обусловлен небольшими отличиями в работе двигателей либо систем управления ими. Детальный визуальный анализ треков в сигналах обоих деформографов, представленных на рис. 13.3, показывает, что базовые частоты треков изменяются не монотонно, а претерпевают небольшие систематические флуктуации с периодичностью 10-12 мин. Для более низкочастотного трека характер флуктуаций близок к гармоническому, а их размах составляет примерно 0.1 Гц. Для более высокочастотной компоненты характер флуктуаций близок к пилообразному – частота трека постепенно снижается, после чего резко возвращается к первоначальному положению. Размах этих частотный флуктуаций заметно меньше – около 0.05 Гц, что подтверждается и тем фактом, что в большинстве случаев в Фурье-спектрах сигналов деформографов ширина низкочастотной компоненты больше ширины высокочастотной компоненты (см., например, рис. 13.4). Скорее всего, описанные флуктуации обусловлены применением в системах управления каждым двигателем своей схемы автоматической стабилизации частоты вращения гребного вала и работа этих схем немного отличается.

Анализ данных деформографов и видеозаписей показал, что частотные треки вблизи 19 Гц проявляются при отходе парома от причальной стенки порта Зарубино. Далее, спустя некоторое время, уже при подходе к м. Шульца, паром на видео начинает заметно ускоряться в течение 3-4 мин, этот промежуток времени на спектрограмме совпадает с участком резкого изменения базовой частоты спаренного трека от 19 до 22 Гц. Подобный анализ с использованием видеозаписей проводился для случаев прихода парома в порт. Он показал,

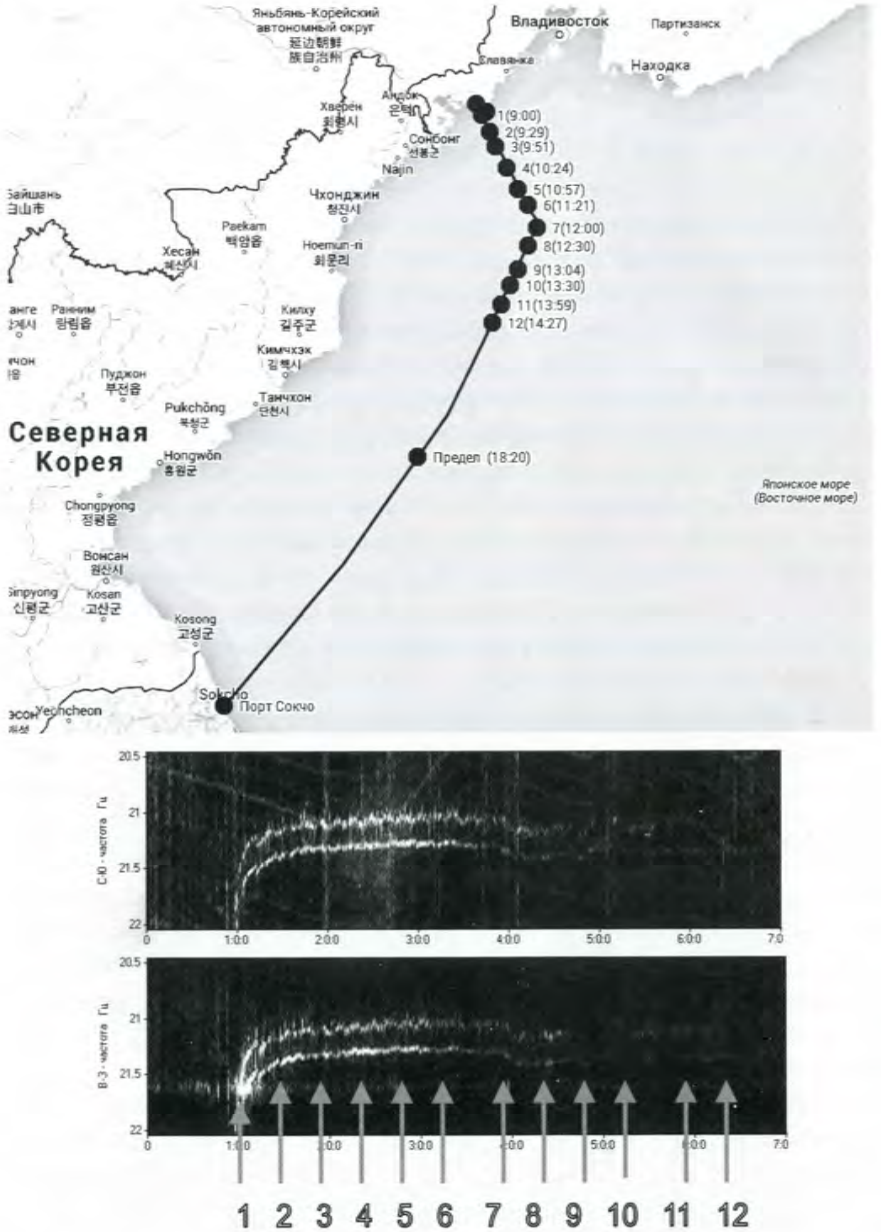


Рис. 13.3. К задаче определения направления на паром: 1 – маршрут парома с маркерными точками, полученными из AIS; 2 – спектрограммы сигналов с деформографов «север-юг» и «восток – запад», указаны положения по оси времени тех же маркерных точек.

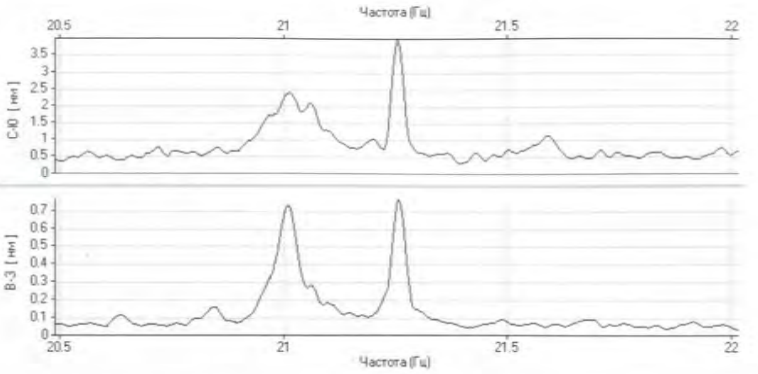


Рис. 13.4. Определение направления на паром при его нахождении в маркерной точке 6. Приведены амплитудные Фурье-спектры, рассчитанные по 5-минутным фрагментам сигналов деформографов, взятым вблизи временной отметки 11 ч 21 мин.

что, как правило, паром приближается к мысу Шульца на большой скорости (частота треков около 22 Гц), в непосредственной близости от мыса начинается процесс торможения (на спектрограмме проявляется в виде резкого уменьшения базовой частоты треков до 18–19 Гц), далее этот трек может прослеживаться вплоть до момента швартовки парома в порту.

Зафиксировано несколько случаев аномально длинного частотного следа – до нескольких часов, что соответствует фиксации в записях лазерных деформографов частотных откликов, генерируемых паромом на больших удалениях от м. Шульца. Для детального исследования этих случаев была использована информация о траектории движения парома с web-сайта http://www.marinetraffic.com, представляющем в открытом доступе данные о положении всех судов, зарегистрированных в Автоматической Идентификационной Системе – AIS. Имеющиеся в системе данные позволили составить общую траекторию движения парома, а также подробно отследить его рейс 3 июня 2014 г., в течение которого в записях деформографов наблюдался очень длительный частотный трек.

Рассмотрим этот случай подробнее, решая две задачи: 1 – оценка возможности определения направления на известные местоположения парома при его движении от порта Зарубино в Сокчо на основе анализа данных двух деформографов «север-юг» и «запад-восток», 2 – оценка максимальной дальности, на которой в данных деформографов еще будет заметен сдвоенный частотный трек от парома.

Паром отошел от причальной стенки порта в 8:20 UTC (19:20 по Владивостокскому времени), в 8:50 при подходе к м. Шульца начал ускоряться, в 9:00 по данным видеонаблюдения был очень близко от м. Шульца. В этот момент в AIS было зафиксировано первое сообщение с парома, содержащее текущие время, координаты и скорость его движения. После этого в течение 5 ч в AIS были получены еще 11 сообщений о времени и координатах судна. Эта информации позволила весьма точно отследить траекторию парома на начальной стадии перехода в Сокчо. На рис. 13.3-1 на карте отображена траектория и 12 маркеров, показывающих местоположение судна в указанные рядом с номерами маркеров моменты времени. На рис. 13.3-2 показаны спектрограммы 12 ч записей сигналов с двух деформографов «север-юг» и «запад-восток» в диапазоне 20.5 – 22 Гц. Время на спектрограммах отсчитывается от начала записи – 8:00 UTC. Стрелками на спектрограммах указаны моменты времени, соответствующие положению судна в точках, помеченных на карте маркерами. Номера маркеров на карте и временных реперов на спектрограммах согласованы. Как видно по карте, в течение трех часов вплоть до маркерной точки 7 паром двигался почти прямолинейно, удаляясь от м. Шульца в сторону открытой части Японского моря, после чего на удалении около 100 км достаточно резко повернул на 40-45^0 и стал двигаться также прямолинейно вдоль берегов Северной Кореи, на удалении от них – 90–100 км. Частотные треки парома очень хорошо видны на спектрограммах обоих деформографов вплоть до точки поворота 7, после чего становятся менее контрастными, однако прослеживаются весьма уверенно вплоть до маркерной точки 9 – 12:00 UTC, соответствующей удалению судна от м. Шульца на 130 км.

Учитывая диаграмму направленности лазерных деформографов [Долгих и Привалов, 2009; Долгих, 2011] мы исследовали возможности двухкоординатного лазерного деформографа по определению направления на движущееся судно. С этой целью выполнили расчеты направления на паром для всех 12 маркерных точек, которые затем сравнили с реальным направлением на источник, определённый по карте (рис. 13.3-1). При выполнении расчетов, в соответствии с [Долгих, 1998; Долгих и Чупин, 2005] считалось, что основные смещения устоев деформографов вызваны поверхностными волнами рэлеевского типа. Так как частицы в волне Рэлея движутся по эллипсам, большая полуось которых перпендикулярна границе, а малая параллельна направлению распространения волны, то по синхронным данным двух лазерных деформографов можно найти угол направления на источник. При расчёте будем учитывать только составляющую волны, ориентированную вдоль направления распространения волны. Сначала расчёты проведём при условии, что угол направления на источник находится между осями лазерных деформографов «север-юг» и «запад-восток» (положение маркерной точки 1). Проекция составляющей, ориентированной по направлению распространения волны, на ось лазерного деформографа «север-юг» будет равна:

$$A(1,1) = A(1)\cos(\alpha_1 - \gamma_1), \tag{13.1}$$

где: γ_1 – угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север по часовой стрелке, $A(1,1)$ – амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа «север-юг» при нахождении парома в точке 1, $A(1)$ – «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «север-юг» (52.5 м), при нахождении парома в точке 1, α_1 – угол между осью лазерного деформографа «север-юг» и направлением на север (198^0).

Проекция той же составляющей на ось лазерного деформографа «запад-восток» будет равна:

$$A(2,1) = A(2)\cos(\alpha_2 - \gamma_1), \tag{13.2}$$

где: γ_1 – угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север, $A(2,1)$ – амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа «запад-восток» при нахождении парома в точке 1, $A(2)$ – «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «запад-восток» (17.5 м), при нахождении парома в точке 1, α_2 – угол между осью лазерного деформографа «запад-восток» и направлением на север (290^0).

Учитывая то, что $A(1) / A(2) = 2.8$, и раскладывая косинусы в уравнениях (13.1) и (13.2), имеем:

$$\frac{A(1,1)}{2.8 \times A(2)} = \cos(\alpha_1)\cos(\gamma_1) + \sin(\alpha_1)\sin(\gamma_1), \tag{13.3}$$

где:

$$A(2) = \frac{A(2,1)}{\cos(\alpha_2)\cos(\gamma_1) + \sin(\alpha_2)\sin(\gamma_1)}. \tag{13.4}$$

Подставляя (13.4) в (13.3) и, после несложных преобразований, получаем:

$$\gamma_1 = arctg \frac{\left\{ \frac{A(1,1)\cos(\alpha_2)}{2.8 \times A(2,1)} - \cos(\alpha_1) \right\}}{\left\{ \sin(\alpha_1) - \frac{A(1,1)\sin(\alpha_2)}{2.8 \times A(2,1)} \right\}}. \qquad (13.5)$$

Далее проведём расчёты при условии, что угол направления на источник находится восточнее оси лазерного деформографа «север-юг» (положение маркерных точек 2-11). В этом случае проекция составляющей, ориентированной по направлению распространения волны, на ось лазерного деформографа «север-юг» будет равна:

$$A(1,i+1) = A(1)\cos(\alpha_1 - \gamma_{i+1}), \qquad (13.6)$$

где: γ_{i+1} – угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север для i+1 станции, $A(1, i+1)$ – амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа «север-юг» при нахождении парома в маркерной точке (i+1), $A(1)$ – «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «север-юг» (52.5 м), при нахождении парома в точке i+1.

Проекция той же составляющей на ось лазерного деформографа «запад-восток» будет равна:

$$A(2,i+1) = A(2)\cos(180^0 - (\alpha_2 - \gamma_{i+1})), \qquad (13.7)$$

где: γ_{i+1} – угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север для i+1 точки, $A(2, i+1)$ – амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа «запад-восток» при нахождении парома в маркерной точке i+1, $A(2)$ – «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «запад-восток» (17.5 м), при нахождении парома в точке i+1. Решая систему уравнений (13.6) и (13.7) и с учётом того, что $A(1) / A(2) = 2.8$, получаем:

$$\gamma_{i+1} = arctg \left[- \frac{\left\{ \frac{A(1,i+1)\cos(\alpha_2)}{2.8 \times A(2,i+1)} + \cos(\alpha_1) \right\}}{\left\{ \frac{A(1,i+1)\sin(\alpha_2)}{2.8 \times A(2,i+1)} + \sin(\alpha_1) \right\}} \right]. \qquad (13.8)$$

По формуле (13.5) проводили расчёты для первой маркерной точки, а по формуле (13.8) – для всех остальных маркерных точек.

Зная положение на оси времени по UTC каждой маркерной точки, мы выбирали из записей обоих лазерных деформографов синхронные участки небольшой длительности (5-10 мин) около этой точки и рассчитывали спектры Фурье на интервале частот 20.5 – 22 Гц. Как следовало ожидать, в спектрах синхронных участков лазерных деформографов «север-юг» и «запад-восток» видны характерные максимумы на одних и тех же частотах, величины которых варьировались от одной маркерной точки к другой в пределах 21.00-21.22 и 21.25-21.49 Гц. При этом частотный интервал между этими пиками от одной маркерной точки к другой варьировался в небольших пределах. На рис. 13.4 приведён пример спектров участков записей лазерных деформографов при нахождении парома в маркерной точке 6.

Проанализируем результаты расчетов, приведённые в таблице 1. При этом рассмотрим два возможных случая распространения сигналов от парома до лазерного деформографа: 1) Излучённый паромом сигнал захватывается звуковым каналом и распространяется по нему до глубин 35 м (примерно половина длины волны на частоте 21.5 Гц при скорости 1500 м/с), а далее сигнал до лазерного деформографа распространяется только по границе «вода-дно» в виде волны Рэлея поверхностного типа цилиндрической расходимости. Конечно, излучённый паромом сигнал на шельфе начинает взаимодействовать с дном раньше, но мы не знаем глубины расположение оси звукового канала, поэтому будем считать, что излучённый паромом сигнал распространяется по границе «вода-дно» до лазерного деформографа начиная с глубин 35 м, а по воде не распространяется. 2) При отсутствии звукового канала сигнал, созданный паромом, по закону сферической расходимости распространяется до дна, а далее сигнал до лазерного деформографа распространяется по границе «вода-дно» в виде волны Рэлея поверхностного типа цилиндрической расходимости.

Далее в соответствии с работой [Заславский Ю.М. и Заславский В.Ю.], в которой содержатся элементарные ошибки, проведём

анализ полученных результатов. От точки №2 до конечной точки №11 изменение уровня сигнала для лазерного деформографа «север-юг» с учётом направления на источник составило величину, примерно равную $\Delta L = 10\lg\frac{11.4/\cos 32^0}{1.39/\cos 22^0} = 9.5$ дБ.

Если считать, что от точки №11 до лазерного деформографа сигнал распространяется по закону цилиндрической расходимости, то составляющая, описывающая фактор геометрической (цилиндрической) расходимости, составит величину $\Delta L_1 = 10\lg\frac{\sqrt{155.72}}{\sqrt{16.26}} = 4.9$ дБ. Разница в 4.6 дБ может быть отнесена к средним диссипативным потерям в канале, сначала в водной среде, а затем на границе «вода-дно». Будем считать, что от точки №11 до глубин 35 м сигнал проходит путь длиной около 151 км в воде по звуковому каналу, а от глубин 35 м до лазерного деформографа сигнал проходит путь длиной около 5 км по границе «вода-дно», и немного по границе «земля-воздух». В соответствии с [Урик, 1978] будем считать, что для данного сигнала потери на распространение в морской среде будут иметь величину 0.0002 дБ/км. Поэтому на дистанции 151 км диссипативные потери составят ничтожно малую величину – 0.03 дБ. Остальные потери около 4.57 дБ составляют разницу потерь при распространении сигнала от точек №2 и №11 по границе «вода-дно», так как от данных точек до деформографов по шельфу сигнал движется разными путями. Разница может быть связана с тем, что осадки на данных участках имеют различные характеристики. Для построения адекватной модели необходимо изучить свойства осадков на всём шельфе при проведении дополнительных широкомасштабных экспериментальных исследований, что в настоящее время сделать невозможно.

Рассмотрим случай 2. Считаем, что от точки №2 сигнал до лазерного деформографа проходит по закону цилиндрической расходимости. От точки №11 сигнал проходит до дна по закону сферической расходимости, а далее по границе «вода-дно» – по закону цилиндрической расходимости. В этом случае можно записать разницу потерь на геометрическую расходимость в таком виде $\Delta L_1 = 10\lg\frac{3.3+\sqrt{155.72}}{\sqrt{16.26}} = 5.9$ дБ. Разница в 3.6 дБ может быть отнесена к средним диссипативным потерям при распространении сигнала по границе «вода-дно» на дистанции 139.46 км (155.72 км – 16.26 км). На этой дистанции потери на распространение составят

Таблица 1. **Данные эксперимента.**

№	Время, UTC	Путь, км	Глубина моря (м)	Расстояние от деформографов, км	Частота максимума, Гц	Амплитуда деформографа «север-юг», нм	Амплитуда деформографа «запад-восток», нм	Вычисленное направление на паром от севера, градусы	Направление на паром от севера, градусы
1	9:00	0	16	2.72	21.49	16.20	0.81	207.9	249.14
					21.22	8.31	0.67	212.5	
2	9:29	16.18	80	16.26	21.35	11.40	0.79	189.0	165.87
					21.13	7.25	0.61	186.7	
3	9:51	28.73	358	28.51	21.31	6.21	1.21	170.9	161.74
					21.07	4.53	1.00	167.8	
4	10:24	48.41	2497	47.66	21.29	11.5	1.46	180.2	157.45
					21.09	7.03	1.69	165.4	
5	10:57	67.36	2901	65.77	21.28	5.15	1.27	164.7	155.81
					21.02	5.49	1.04	171.6	
6	11:21	82.59	3051	81.69	21.26	3.93	0.78	170.4	154.54
					21.01	2.37	0.72	158.7	
7	12:00:36		3309	101.20	21.39	2.19	0.26	181.3	155.46
					21.15	1.97	0.33	174.8	
8	12:30:06		3237	113.31	21.36	2.02	0.20	184.4	161.75
					21.12	3.13	0.37	181.5	
9	13:04:40		3282	129.41	21.30	1.17	0.30	164.0	168.07
					21.06	0.96	0.29	159.5	
10	13:30:13		3252	140.44	21.35	1.12	0.21	171.4	171.64
					21.13	1.76	0.25	178.2	
11	13:59:59		3339	155.72	21.33	1.39	0.22	175.4	175.38
					21.08	1.36	0.21	176.4	

величину около 0.026 дБ/км. По аналогии с [Заславский Ю.М. и Заславский В.Ю.] оценим коэффициент поглощения на данной дистанции. Коэффициент поглощения найдём из выражения $20\lg e^{-\alpha(r_2-r_{11})} = 3.6$ дБ, где α – коэффициент поглощения, r_2 и r_{11} – расстояния от точек №2 и №11 до лазерного деформографа. Откуда следует, что $\alpha \approx 0.000003\ м^{-1}$.

Отметим, что, приняв за основу сферическую расходимость, мы получим $\Delta L_1 = 10\lg\frac{155.72}{16.26} = 9.8$ дБ, что больше ΔL, т.е. сигнал от точки №11 до точки №2 точно не распространяется только по сферическим законам.

Как видно из таблицы ошибка в определении направления на источник (паром) находится в пределах от 0.2% до 16.5%. При этом, как ожидалось, максимальные ошибки связаны с движением парома на мелкой воде (длина гидроакустической волны на частоте 20 Гц равна около 75 м). Снизить погрешность может применение третьей оси – вертикальной. Существенный вклад в ошибку вносят особенности трансформации гидроакустических волн на границе «вода-дно» и преобразования их энергии в энергию волн рэлеевского типа, распространяющихся по границе «вода-дно», а также различных других волн (продольных и поперечных, волн Стоунли и Лява). Учёт всех особенностей возможен только при точном знании о структуре морского дна и характеристиках пород морского дна, угла наклона морского дна и т.п., чем на данный момент авторы не располагают. После проведения ряда экспериментальных работ по определению упругих параметров морского дня и построения его акустической модели можно более точно решить задачу по пеленгу надводного судна.

Тем не менее, мы можем утверждать, что: 1) сигнал, создаваемый в воде паромом, точно не распространяется до лазерного деформографа только по сферическим законам; 2) полученный очень малый коэффициент затухания ($\alpha \approx 0.000003\ м^{-1}$) при распространении сигнала по границе «вода-дно» для случая, когда сигнал от парома распространяется до дна по сферическим законам, а затем по границе «вода-дно» по цилиндрическим законам, показывает, что: а) основная энергия по границе «вода-дно» переносится, в основном, незатухающими волнами рэлеевского типа, б) данная модель распространения сигнала от парома до лазерного деформографа не совсем верна; 3) наиболее подходящей моделью распространения сигнала является модель №1 – распространение сигнала по звуковому каналу до шельфовой области моря, а затем по границе «вода-дно» в виде волны рэлеевского типа до лазерного деформографа.

Максимальные «дальности слышимости» парома в каналах деформографов «север-юг» и «запад-восток» составляют 170 и 150 км. Наибольшую дальность обеспечивает ориентированный по направлению «север-юг» маятниковый деформограф – до 290 км (см. рис. 13.3).

Представленные результаты убедительно демонстрируют перспективность применения двухкоординатных береговых лазерных деформографов для определения направления на источники низкочастотных сейсмоакустических колебаний. Использование более двух пространственно разнесённых приборов, объединенных в синхронную измерительную систему, позволит определять координаты источников и осуществлять их пространственную селекцию.

13.2. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ДЕФОРМОГРАФОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ МОРСКОГО ДНА

Как отмечалось ранее, в области низких частот сейсмоакустические поверхностные волны становятся доминирующим механизмом переноса акустической энергии в шельфовой зоне, что можно использовать при выполнении экспериментальных работ по изучению строения земной коры шельфовых зон различных морей. Учитывая, что частоты сигналов, излучаемых низкочастотными гидроакустическими излучателями, низкие, порядка 20–35 Гц, т.е. длины волн в воде около 75–40 м, а в твёрдой среде при скорости упругих волн порядка 3000 м/с около 150–100 м, то глубина проникновения данных сигналов в земную кору значительная. Любое зондирование слоёв осадков или слоёв водной среды проводят с использованием технологии излучения сигналов на выбранных частотах и их приёму различными приёмниками, желательно широкополосными. Широкополосные приёмные системы необходимо использовать для того, чтобы избежать возможного искажения принятой информации. Промежутки времени между моментом излучения и приёма необходимо измерять очень тщательно для точного определения размеров слоёв, что невозможно сделать при использовании гармонических или импульсных сигналов. Для выполнения данных исследований предпочтительно использовать сложные, фазоманипулированные сигналы (М-последовательности), применение которых в гидроакустических и сейсмоакустических томографических и инверсионных исследованиях позволяет определять времена прихода с высокой точностью. Кроме того, затухание сигнала не сильно влияет на результат обработки, так как основной этап обработки не связан со спектрально-временным изучением поведения сигнала, а связан со свёрткой принятого и излучённого сигналов. Это позволяет применять эффективно данную методику даже при значительном шуме, амплитуда которого может быть больше амплитуд принятых гидроакустических или сейсмоакустических сигналов.

С целью изучения указанных возможностей и отработки методики выполнения томографических исследований земной коры шельфовых областей летом 2012 года были выполнены экспериментальные работы на шельфе Японского моря с применением низкочастотного гидроакустического излучателя [Долгих и др., 2007б] и берегового лазерного деформографа неравноплечего типа [Долгих и др., 1998]. Излучение осуществлялось с помощью низкочастотного преобразователя электромагнитного типа, погружаемого в точках излучения на глубину 10 м, и развивающего эффективное звуковое давление до 1 кПа в полосе частот 25-40 Гц. Излучение проводилось сгенерированными М-последовательностями с центральной частотой 33 Гц и тональным сигналом этой же частоты на каждой точке полигона. Лазерный деформограф расположен на базе ТОИ ДВО РАН МЭС «м. Шульца», на глубине 3-5 м под землей. Рабочее плечо деформографа, ориентированное по линии «север-юг», имеет длину 52.5 м. Данный лазерный деформограф входит в состав сейсмоакустико-гидрофизического комплекса [Долгих и др., 2002], основное назначение которого связано с задачами изучения природы вариаций микродеформаций земной коры, микроколебаний атмосферного и гидросферного давлений на

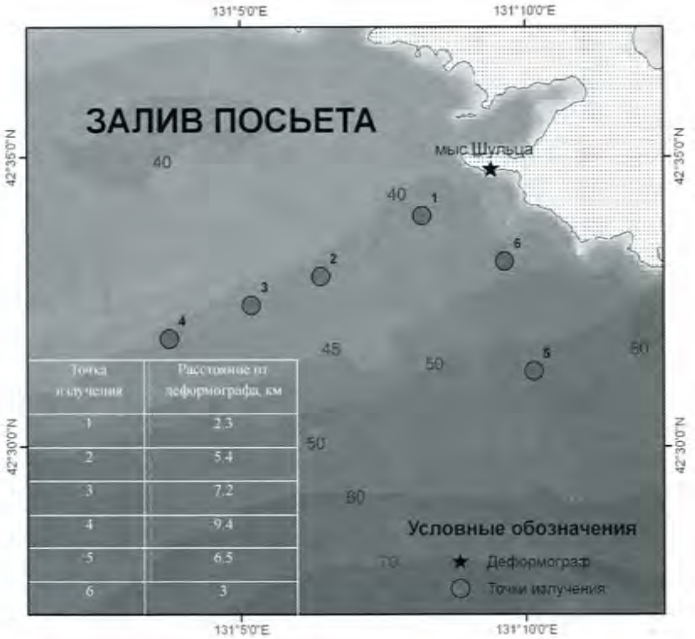


Рис. 13.5. Схема эксперимента.

границе раздела геосфер в широком частотном и динамическом диапазонах, закономерностей возникновения, развития и трансформации колебаний и волн инфразвукового и звукового диапазонов. На каждой станции излучался пакет сигналов, состоящий из тонального и сложного, фазоманипулированного сигналов. На рис. 13.5 представлена схема эксперимента.

Полученные данные были помещены в банк экспериментальных данных и в дальнейшем обработаны с применением современных средств спектрального и статистического оценивания. На первом этапе обработки были проанализированы записи лазерного деформографа на предмет наличия в них излучённых гидроакустических сигналов. В результате обработки было установлено, что лазерный деформограф зарегистрировал все сигналы, излученные низкочастотным гидроакустическим излучателем на шести станциях. На рис. 13.6 приведена динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа, на котором прослеживается излучённый гидроакустическим излучателем сигнал на первой станции.

В дальнейшем была выполнена свёртка принятых лазерным деформографом сигналов с излучённым гидроакустическим фазоманипулированным сигналом. Полученные результаты для каждой станции приведены в таблице 2.

Проанализируем результаты томографического зондирования на шестой станции. Станция располагалась почти по оси лазерного деформографа, т.е. лазерный деформограф в данном направлении был наиболее чувствительным. Как видно из таблицы 2 при свёртке принятого и излучённого сигналов лазерным деформографом было зарегистрировано семь приходов сигналов М-последовательности. Записи лазерного деформографа проводятся с применением сигналов точного времени по GPS Trimble 5700, что позволяет записывать

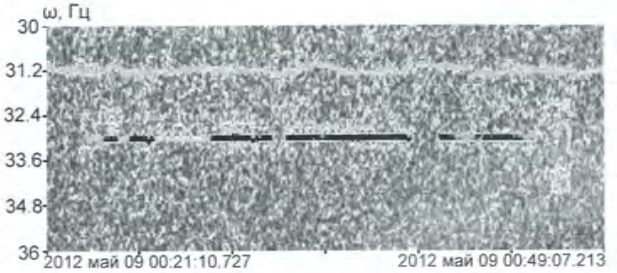


Рис. 13.6. Спектрограмма записи лазерного деформографа.

Таблица 2. **Результаты обработки данных. Свёртка**

Станция	Время начала излучения UTC	Время ожидания пика UTC +5:21	Max-1	delta t, c	Max	delta t, c	Max+1	delta t, c
1	0:40:20	0:45:41			4007075	0.697	4007772	0.375
2	1:13:20	1:18:41	5987098	0.302	5987400	0.662	5988062	0.801
3	1:38:20	1:43:41			7309008	0.613	7309621	0.545
4	2:05:20	2:10:41			8958070			
5	3:10:25	3:15:46	13018578	0.219	3018797			
6	3:43:45	3:49:06	15012867	0.336	15013203	0.782	15013985	0.12

Таблица 1. **Продолжение**

Станция	Max+2	delta t, c	Max+3	delta t, c	Max+4	delta t, c	Max+5	Время Max
1	4008147	0.796	4008943					00:46:03.075
2	5988863							01:19:03.400
3	7310166							01:41:05.008
4								02:08:34.070
5								03:16:14.798
6	15014105	0.361	15014466	0.176	15014642	0.3	15014942	03:49:29.204

экспериментальные данные с точностью 1 мкс. К сожалению, на излучаемом судне не применялась система точного времени, что не позволяло объективно оценивать время распространения сигналов от места излучения до места расположения лазерного деформографа. Тем не менее, беря только данные лазерного деформографа, мы можем объективно судить о промежутках времени между приходами сигналов.

Несмотря на то, что на излучающем устройстве не было системы точного времени, мы можем по литературным данным воспроизвести примерный состав и структуру верхнего слоя земной коры зоны излучения и приёма данных сигналов и определить наиболее вероятный путь первого прихода с определением времени его распространения от излучателя до лазерного деформографа. Далее с учётом результатов свёртки определить пути распространения каждого прихода сигналов. В настоящей главе мы такие расчёты проведём только для шестой станции, при работе излучателя на которой деформографом

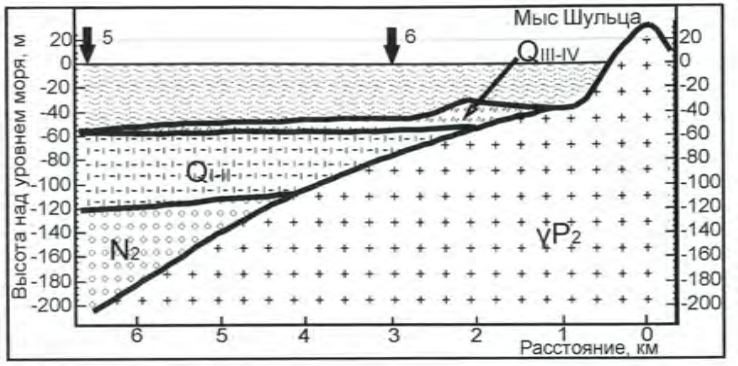


Рис. 13.7. Вертикальный разрез верхнего слоя земной коры по линии «м. Шульца – станция 5»

было зарегистрировано семь приходов. На рис. 13.7 приведён вертикальный разрез верхнего слоя земной коры по линии «м. Шульца – станция 5», построенный по данным [Марков, 1983; Самченко и др., 2013]. Определим возможные пути движения излучённых гидроакустических сигналов от станции №6 до деформографа, который расположен на м. Шульца. На начальном этапе вычислений для каждого слоя и границ разделов слоёв по [Марков, 1983; Самченко и др., 2013] и по известным соотношениям между скоростями волн различной природы были определены скорости продольных и поперечных волн, волн Лява, затухающих и не затухающих волн Рэлея, волн Стоунли. Для определения первого прихода было рассмотрено 17 возможных, даже маловероятных, путей сигналов от места излучения до лазерного деформографа. После сопоставления полученных расчётов с результатами свёртки и дальнейших вычислений мы остановились на одном из лучших, на наш взгляд, вариантов проходах сигналов.

Вероятный путь движения первого прихода: излучённый сигнал пересекает все слои, попадает на границу осадочного слоя нижнего-среднего плейстоцена (Q_{I-II}) и полупространства сложенного гранитоидами позднепермского возраста (γP_2), по границам Q_{I-II}-γP_2 и Q_{III-IV}-γP_2 проходит волна Лява, по границам слоёв γP_2-вода и γP_2-воздух распространяется затухающая волна Рэлея, которая достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в осадочном слое позднеплейстоцено-голоценового возраста (Q_{III-IV}) – 1740 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{I-II} – 1880 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость за-

тухающей волны Рэлея на границах γP_2-вода и γP_2-воздух – 2970 м/с. Время движения по данному пути примерно составит 0.897 с.

Время второго прихода 0.897+0.336=1.233(с). При этом вероятный путь второго прихода: излучённый сигнал пересекает воду, пересекает слой Q_{III-IV}, вдоль слоя Q_{I-II} распространяется волна продольного типа, по границе слоя Q_{I-II} и полупространства γP_2 проходит волна Лява, по границам слоёв γP_2-вода и γP_2-воздух распространяется затухающая волна Рэлея, которая достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{I-II} – 1880 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2-вода и γP_2-воздух – 2970 м/с.

Время третьего прихода 1.233+0.783=2.016(с). При этом вероятный путь третьего прихода: излучённый сигнал пересекает воду, вдоль слоя Q_{III-IV} распространяется волна продольного типа, по границе γP_2-вода распространяется незатухающая волна Рэлея и по границе γP_2-воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость незатухающей волны Рэлея на границе γP_2-вода – 1540 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2-воздух – 2970 м/с.

Время четвёртого прихода 2.016+0.120=2.136(с). При этом вероятный путь четвёртого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, по границе Q_{III-IV} -вода распространяется затухающая волна Рэлея, по границе γP_2-вода распространяется незатухающая волна Рэлея и по границе γP_2-воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость затухающей волны Релея на границе Q_{III-IV}-вода – 1890 м/с, скорость незатухающей волны Релея на границе γP_2-вода – 1540 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2-воздух – 2970 м/с.

Время пятого прихода 2.136+0.361=2.497(с). При этом вероятный путь пятого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, по границе Q_{III-IV} -вода распространяется незатухающая волна Рэлея, по границе γP_2-вода распространяется затухающая волна Рэлея и по границе γP_2-воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость незатухающей волны Релєя на границе Q_{III-IV}-вода – 900 м/с, скорость затухающей волны Релея на границе γP_2-вода – 2970 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2-воздух – 2970 м/с.

Время шестого прихода 2.497+0.176=2.673(с). При этом вероятный путь шестого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, пересекает слой Q_{III-IV}, по границе Q_{III-IV}-Q_{I-II} распространяется волна Стоунли, по границе слоя Q_{I-II} и полупространства γP_2 проходит волна Лява, по границе γP_2-вода распространяется затухающая волна Рэлея и по границе γP_2-воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость волны Стоунли – 410 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2-вода и γP_2-воздух – 2970 м/с.

Время седьмого прихода 2.673+0.300=2.973(с). При этом вероятный путь седьмого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, пересекает слой Q_{III-IV}, по границе Q_{III-IV}-Q_{I-II} распространяется волна Стоунли, по границе слоя Q_{I-II} и полупространства γP_2 проходит волна Лява, по границе γP_2-вода распространяется незатухающая волна Рэлея и по границе γP_2-воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость волны Стоунли – 410 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость незатухающей волны Рэлея на границах γP_2-вода – 1540 м/с, скорость волны Рэлея на границе γP_2-воздух – 2970 м/с.

Проведённые вычисления базируются на ранее полученных экспериментальных и расчётных данных, которые могут не совсем адекватно описывать существующее геологическое строение места проведения эксперимента. Тем не менее, выполнение дальнейших геолого-геофизических экспериментальных работ позволит уточнить скорости различных волн и провести заново вышеуказанные вычисления с более точным описанием сценариев распространения излучённого сигнала к лазерному деформографу. Кроме того, проведённые первые экспериментальные работы указывают на необходимость совершенствования методики проведения эксперимента и его аппаратно-программного оснащения: для выполнения работ на больших полигонах необходимо увеличить мощность излучаемого

сигнала до 10 кПа, обеспечить синхронизацию работ с точностью до 1 мкс.

Тем не менее, проведённые первые экспериментальные работы по изучению возможности использования береговых лазерных деформографов для регистрации сложных фазоманипулированных сигналов (М-последовательностей), показали перспективность выполнения данных исследований в интересах решения томографических и инверсионных задач с целью изучения структуры и состава земной коры шельфовых областей морей и океанов.

13.3. РАЗВИТИЕ ТЕХНОЛОГИИ ДИАГНОСТИКИ МОРСКОГО ДНА С ПОМОЩЬЮ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И БЕРЕГОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДЕФОРМОГРАФОВ

В связи с бурным освоением Мирового океана активно разрабатываются контактные и бесконтактные методы, направленные на оценку минеральных и сырьевых ресурсов, способные проводить работы в шельфовых и глубоководных областях. Злободневность данных исследований особенно актуальна в настоящее время в связи с задачами, которые стоят перед Россией по освоению Арктики. Учитывая то, что значительная часть Арктики покрыта льдом, данные методы должны быть ориентированы на выполнение изыскательских работ без разрушения ледяного покрова и с наименьшим экологическим воздействием на окружающую среду. В последние годы развиваются методы, направленные на решение томографических и инверсионных задач при изучении структуры и состава морского дна, на основе использования низкочастотных гидроакустических излучателей и различных приёмных систем. Несколько лет назад в ТОИ ДВО РАН начаты работы в этом направлении, основные задачи которых связаны не только с изучением структуры и состава верхнего слоя земной коры, но и с созданием работающей геоакустической модели шельфовой области Японского моря. Часть исследований выполняется с целью разработки новых, бесконтактных методов определения структуры и состава верхнего слоя морской земной коры на основе использования

низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов. В первых исследованиях, описанных в предыдущем разделе статьи, использовался маломощный низкочастотный гидроакустический излучатель с несущей частотой 33 Гц, и береговой 52.5-меровый лазерный деформограф. На ранее созданной модели близлежащего к м. Шульца участка морской земной коры были отработаны первые этапы по разработке методики диагностики морского дна на основе использования низкочастотных гидроакустических излучателей, генерирующих сложные фазоманипулированные сигналы, и береговых лазерных деформографов. В ходе обработки полученных экспериментальных данных были определены скорости затухающих и не затухающих волн рэлеевского типа, продольных волн, волн Стоунли и Лява. В заключении определено, что для эффективного выполнения поставленных задач в экспериментах необходимо использовать более мощные и широкополосные низкочастотные гидроакустические излучатели, что выполнено в настоящей работе. В эксперименте использовался более мощный низкочастотный гидроакустический излучатель с несущей частотой 22 Гц, но, к сожалению, не такой широкополосный, какой хотелось бы.

Как было сказано выше экспериментальные исследования выполнялись на основе использования низкочастотного гидроакусти-

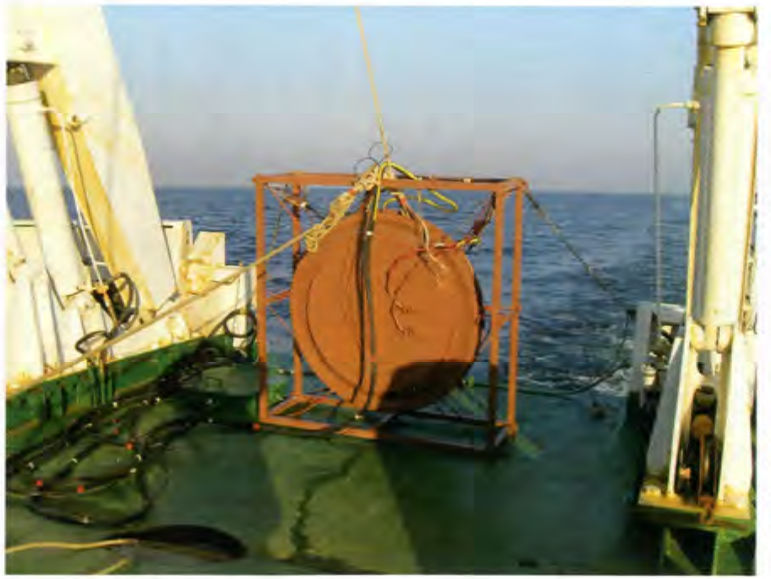


Рис. 13.8. Гидроакустическая излучающая система.

ческого излучателя и берегового 52.5-метрового лазерного деформографа неравноплечего типа. Гидроакустическая излучающая система (рис. 13.8), созданная в 2016 г. на основе разработок конца XX века, предназначена для генерации гидроакустических сигналов различной сложности в полосе частот порядка 1 Гц при центральной частоте полосы в диапазоне 19 – 26 Гц (в зависимости от глубины погружения излучателя). Амплитуда объемных колебательных смещений излучателя – до 0.0123 м^3. На частоте 20 Гц, в безграничном водном пространстве это соответствует излучаемой акустической мощности 1000 Вт.

Для приёма излучённых сигналов использовался сейсмоакустико-гидрофизический комплекс, основу которого составляет лазерно-интерференционный комплекс, состоящий из двухкоординатного лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерно-интерференционных гидросферных приёмных систем. Основным инструментальным средством приёма сейсмоакустических волн, сгенерированных на границе «вода-дно», является двухкоординатный лазерный деформограф, который состоит из двух лазерных деформографов неравноплечего типа: 52.5-метрового лазерного деформографа «север-юг» и 17.5-метрового лазерного деформографа «запад-восток».

Излучение обеспечивалось с гидрографического судна Тихоокеанского военно-морского флота России «Маршал Геловани» (рис. 13.9).



Рис.13.9. ГС «Маршал Геловани» в б. Витязь перед экспериментом.



Рис. 13.10. Схема расположения станций гидроакустического излучения 1 и 2 относительно лазерного деформографа (ЛД).

Для отработки технологии диагностики морского дна с помощью низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов были выбраны две станции излучения (рис. 13.10). Так как при работе на любой глубине излучатель и противофазный ему мнимый источник совместно образуют антенну, минимум характеристики направленности, которой лежит в горизонтальной плоскости, для получения максимума характеристики, направленной вертикально вниз, было выбрано расположение излучателя на глубине, близкой к 17 м (четверти длины излучаемой волны).

Станция 1 находится на расстоянии 17 км от берегового приемника в шельфовой области Японского моря с постепенно увеличивающейся глубиной моря до 90 м, с толщиной осадочных пород от 25 м в прибрежной зоне до 360 м в точке излучения [6]. Станция 2 расположена на расстоянии 16 км от деформографа с практически 30% перекрытием трассы распространения сигнала гранитными породами береговой и прибрежной части п-ова Гамова. Пакет излучённого сигнала имел следующий вид: период тонового излучения и два перио-

да фазоманипулированного сигнала разной длительности, с паузами между ними.

На рис. 13.11 приведена динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа при работе излучателя на станции 1, на котором виден приходящий сигнал в виде одного участка тонового излучения и двух последовательных участков М-последовательности.

Для определения времени прихода излученных акустических сигналов на береговые станции данные были обработаны методом свертки с записями контрольного гидрофона каждой станции излучения. На рис. 13.12 приведены результаты свертки первой М-последовательности излучаемого сигнала при работе излучателя на станциях 1 и 2. В процессе обработки выявлено от 5 до 7 максимумов прихода сложного фазоманипулированного сигнала (М-последовательности). Исследованы времена прихода каждого максимума первой М-последовательности сигнала излучения на станции 1. Последовательность распространения каждого прихода М-последовательности можно описать в соответствии с геологическими особенностями морского дна в шельфовой области Японского моря возле п-ова Гамова. В ходе эксперимента скорость звука в воде изменялась в диапазоне от 1459 м/с у поверхности моря до 1452 м/с у дна.

Проанализируем времена регистрации максимумов излучения на станции 1. Расстояние между станцией излучения 1 и береговой станцией равно 17.3 км. Учитывая факт работы излучателя на глубине в четверть длины излучаемой волны, можно считать, что вдоль поверхности воды сигнал не распространяется, а сразу переходит в дно. Сигнал распространяется от станции 1 в водной среде максимум от излучателя до дна. Среднее время его распространения в воде при глубине моря 91 м и глубине погружения излучателя 18 м составляет 0.05 с.

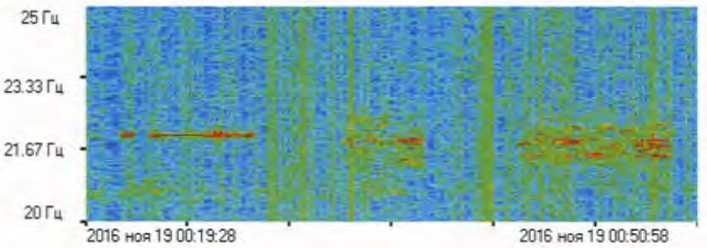


Рис. 13.11. Динамическая спектрограмма участка записи лазерного деформографа при работе гидроакустического излучателя на несущей частоте 22 Гц.

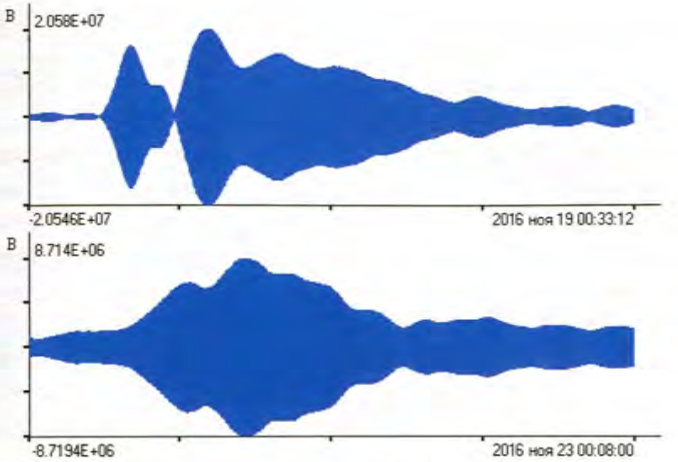


Рис. 13.12. Результат свертки первой М-последовательности с данными лазерного деформографа при работе на станции 1 (вверху) и на станции 2 (внизу).

Рассмотрим результаты регистрации максимумов приходов сигнала на компоненту лазерного деформографа «север-юг». Используем известные расчетные данные о скоростях распространения акустических сигналов в коренных и осадочных слоях морского дна и в пограничных областях прибрежной зоны п-ва Гамова, полученных нами при проведении подобных работ с использованием низкочастотного гидроакустического сигнала с центральной частотой излучения на 33 Гц, описанные в предыдущем разделе главы. Первый приход сигнала со станции 1 зарегистрирован через 2.9 с. Вероятный путь сигнала: пересекает все слои и попадает в полупространство γP_2, сложенное гранитоидами, на глубине 350 м от поверхности моря. Пусть скорости затухающей волны Рэлея на границах γP_2–вода и γP_2–воздух будут равны 2970 м/с. Тогда после расчета скорость волны продольного типа первого прихода в полупространстве γP_2 составляет 5650 м/с.

Время второго прихода составляет 4.2 с. Вероятный путь второго прихода: сигнал проходит в дно и после пересечения верхних осадочных слоев, движется дальше по границе полупространства γP_2 и слоев N_2, Q_{I-II} и Q_{III-IV} в виде волны Лява, затем по границам γP_2–вода и γP_2–воздух достигает лазерного деформографа в виде затухающей волны Рэлея. Скорости затухающей волны Рэлея на границах γP_2–вода и γP_2–воздух примем равными 2970 м/с. При расчётах получим,

что скорость распространения волны Лява на границе слоев равна 3680 м/с.

Третий приход сигнала зарегистрирован через 6.5 с. Вероятный путь третьего прихода после пересечения водного слоя и верхних осадочных слоев: распространение продольной волны в слое N_2 и далее в виде затухающих волн Рэлея на границах γP_2–вода и γP_2–воздух. При расчете приняты известные скорости распространения затухающей волны Рэлея 2970 м/с. Тогда расчетная скорость продольной волны в осадочном слое N_2 составляет 2380 м/с.

Четвёртый приход сигнала зарегистрирован через 9.6 с. Путь этого прихода вероятнее всего после пересечения водного слоя, проходит в виде продольной волны в осадочном слое Q_{III-IV} со скоростью 1700 м/с и в виде затухающей волны Рэлея на слоях γP_2–вода и γP_2–воздух при скорости распространения 2970 м/с.

Пятый приход сигнала зарегистрирован через 12.5 с. Такое время близко к скорости распространения сигнала в воде. Но вероятнее всего излученная волна пересекает водный слой, по границе, сначала Q_{I-II}–вода, а затем вдоль границы Q_{III-IV}–вода распространяется незатухающая волна Рэлея, по границе γP_2–вода распространяется незатухающая волна Рэлея, по границе γP_2–воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. Тогда при расчете, скорость затухающей волны Рэлея на границах Q_{I-II}–вода составит 1400 м/с. Скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2–вода и γP_2–воздух составляет 2970 м/с.

Полученные результаты распространения акустического сигнала хорошо согласуются с используемыми литературными источниками.

После анализа времен максимумов прихода сигналов обнаружено, что при регистрации излучаемого сигнала на станции 2 сигнал по трассе доходит быстрее, чем с предыдущей станции. Время прихода первого максимума составляет 2.6 с. Расстояние между станцией 2 и береговой станцией составляет 16.2 км. Разность скорости распространения гидроакустического сигнала, трансформирующегося в дно, зависит от строения дна по каждой из трасс распространения. Заметим, что на восточном берегу Гамовского каньона, где находится станция 2, замечены свежие следы тектонической активности, также третья часть акустической трассы расположена в зоне отсутствия осадочных донных пород.

Акустическая трасса распространения сигнала от станции 2 имеет довольно сложный рельеф. Расстояние до берега от станции

излучения составляет не более 10 км. В районе станции излучения примерно на глубине 460 м от поверхности воды находится полупространство γP_2 гранитоидов. Над ним не более 1 км в сторону берега лежит нижний более плотный осадочный слой N_2, толщиной не более 20 м. Далее на расстояние 7 км лежит слой осадочных пород Q_{I-II} толщиной 380 м. Оставшиеся 6 км акустическая трасса проходит до береговой станции по гранитоидам морского дна и суши, а также их границам с водой и воздухом.

Время первого прихода после начала излучения на станции 2 составляет 2.6 с. Опишем возможный путь первого прихода. В соответствии с геологической моделью, принятой в предыдущем разделе главы, сигнал, после пересечения водного слоя и осадочного слоя Q_{I-II}, распространяется в виде продольной волны в полупространстве γP_2 и в последней фазе распространения на границе γP_2–воздух в виде затухающей волны Рэлея с известной скоростью 2970 м/с. Тогда расчетная скорость распространения в полупространстве γP_2 составит 7000 м/с.

Последующие максимумы сигнала имеют разницу прихода от 2 и более секунд, всего приходов от станции 2 7. Их оценка имеет некоторую сложность вследствие возможных пере отражений сигнала в условиях описанной геологической модели. Тем не менее, при знании основных геологических параметров земной коры, совершенствуя методику экспериментальных работ, можно рассчитать все приходы сигнала. А также на основе выполненных наблюдений и расчетов, можно усовершенствовать знания о составе земной коры в шельфовой области моря. (Раздел 13.3 выполнен при финансовой поддержке РФФИ, грант 16-29-02023офи-м).

13.4. ОСОБЕННОСТИ ТРАНСФОРМАЦИИ ИЗЛУЧЁННЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ШЕЛЬФЕ УБЫВАЮЩЕЙ ГЛУБИНЫ

При проведении различных комплексных экспериментов по генерации гидроакустических сигналов на различных частотах и их приёму береговыми лазерными деформографами установлено, что: 1) с понижением частоты всё большая часть гидроакустической энергии трансформируется в сейсмоакустическую энергию; 2) при определён-

ной стратификации вод Японского моря, излучённые гидроакустические сигналы на частоте 32-33 Гц распространяются на шельфе, на свале глубин и за свалом глубин по законам цилиндрической расходимости; 3) основная часть распространяющихся по шельфу гидроакустических волн трансформируется в сейсмоакустические волны рэлеевского типа. В работах [Давыдов и др., 1995; Долгих, 1998; Долгих и Чупин, 2005] оценивалась величина гидроакустической энергии, трансформированной в сейсмоакустическую энергию. Величину гидроакустической энергии оценивали по данным контрольного гидрофона, который закреплялся в 1 м от излучателя. При этом не изучалось действительное распределение излучённой гидроакустической энергии вблизи излучателя по всей глубине моря. Не исследовались особенности распределения данной энергии по шельфу убывающей глубины. Перед выполнением экспериментальных исследований, результаты которых приведены в данной главе, ставились следующие задачи: 1) экспериментально определить пространственное распределение энергии, излучаемой излучателем; 2) определить величину излучённой излучателем энергии, которая трансформируется в энергию гидроакустических волн, распространяющихся по шельфу; 3) определить предельную глубину, при которой энергия распространяющихся по шельфу гидроакустических волн почти вся переходит в энергию сейсмоакустических волн; 4) определить величину энергии распространяющихся по шельфу гидроакустических волн, трансформированной в энергию сейсмоакустических волн, регистрируемых береговым лазерным деформографом. Данные исследования актуальны для решения различных прикладных и фундаментальных задач. Они особенно актуальны для задач, связанных с определением первоисточника различных процессов низкочастотного звукового и инфразвукового диапазонов.

В эксперименте были задействованы: низкочастотный гидроакустический излучатель, гидрофоны Bruel & Kjaer 8104 и 8103, береговой 52.5-метровый лазерный деформограф, научно-исследовательское судно «Малахит», маломерный катер, вспомогательная аппаратура.

Низкочастотный гидроакустический излучатель предназначен для генерации сигналов различной сложности в частотном диапазоне 30-40 Гц при глубинах погружения от 2 до 25 м. Эффективное звуковое давление, которое создаёт излучатель в его рабочем диапазоне частот, может достигать величину 3700 Па (191 дБ/1 мкПа). В состав излучающей системы входит излучатель с электромагнитным

преобразователем, источник питания, рама для установки излучателя на грунт, контрольный гидрофон, кабель-шланг с манометром и двумя ниппелями и комплект соединительных проводов. Излучатель состоит из жесткого цилиндрического корпуса и двух излучающих поршней. Поршни колеблются в противоположных направлениях и создают синфазные потоки объемной колебательной скорости. Колебания возбуждаются преобразователем электромагнитного типа с П–образными наборными половинами сердечника и четырьмя катушками. Края поршней соединены между собой набором цилиндрических пружин, а с фланцами корпуса – резинотканевыми воротниками. Предварительное сжатие достигается путем понижения, примерно на 0.2 атмосферы, давления в полости излучателя относительно гидростатического давления на глубине погружения. Компенсация гидростатического давления производится путем накачки воздуха в полость излучателя с помощью насоса. Источник питания содержит сетевой блок питания, защитные цепи и устройства: мостовой ключевой усилитель, компенсирующую батарею конденсаторов емкостью 220 мкФ и дроссель индуктивностью 30 мГн для развязки цепей питания переменного и постоянного тока. Источник питания подключается к однофазной сети напряжением 220 В и частотой 50 Гц, или к нескольким последовательно соединенным аккумуляторным батареям напряжением по 12 В. На вход источника подают сигнал стандарта TTL или прямоугольный сигнал с размахом напряжения 5-10 В и с частотой, равной частоте излучения.

Гидрофон Bruel & Kjaer 8103 применялся для вертикального зондирования гидроакустического поля вблизи излучателя.

Гидрофон Bruel & Kjaer 8104 был помещён на мобильной капсуле, внутри которой находились: предусилитель гидрофона, аналого-цифровой преобразователь, автономное записывающее устройство.

52.5-метровый лазерный деформограф находится на м. Шульца. Научно-исследовательское судно (НИС) «Малахит» водоизмещением 40 т использовалось для обеспечения режима излучения.

Маломерный катер использовался для транспортировки капсулы с гидрофоном Bruel & Kjaer 8104 и зондирования распространяющихся по шельфу гидроакустических сигналов.

Вспомогательная аппаратура состоит из системы точного времени, аналого-цифрового преобразователя, станции бесперебойного питания, метеостанции ANDERRA, записывающего компьютера.

Схема эксперимента приведена на рис. 13.13. Во время эксперимента судно стояло на якоре в бухте «Витязь» Японского моря в точке 1. С борта судна низкочастотный гидроакустический излучатель опускался на глубину 15 м. Он непрерывно излучал гармонический сигнал с частотой 33 Гц. С борта судна с помощью гидрофона Bruel & Kjaer 8103 проводилось вертикальное зондирование от поверхности моря до дна. Зондирование выполнялось через каждые 1 м по вертикальной линии, ближайшая точка которой находилась на расстоянии 1 м от излучателя. На рис. 13.14 приведён график изменения давления, полученный при выполнении зондирования, которое можно описать уравнением:

$$S_r(z) = 2.9057602\times10^{-6}\times z^8 - 4.0551861\times10^{-4}\times z^7 + \\ +0.0226453\times z^6 - 0.64531\times z^5 + 9.9131816\times z^4 - \\ -80.1690784\times z^3 + 312.0636008\times z^2 - 363.744199\times z + 55.4440566 \qquad (13.9)$$

В точках №2–№6 с помощью мобильной капсулы с гидрофоном Bruel & Kjaer 8104 проводилось вертикальное зондирование давления, создаваемого распространяющимися по шельфу гидроакустическими волнами. В табл. 3 приведены экспериментальные данные, а на рис. 13.15–13.17 – профили изменения вариаций гидросферного давления, полученные при вертикальном зондировании в точках 3, 4 и 5. В первом столбце таблицы – номер станции, во втором столбце

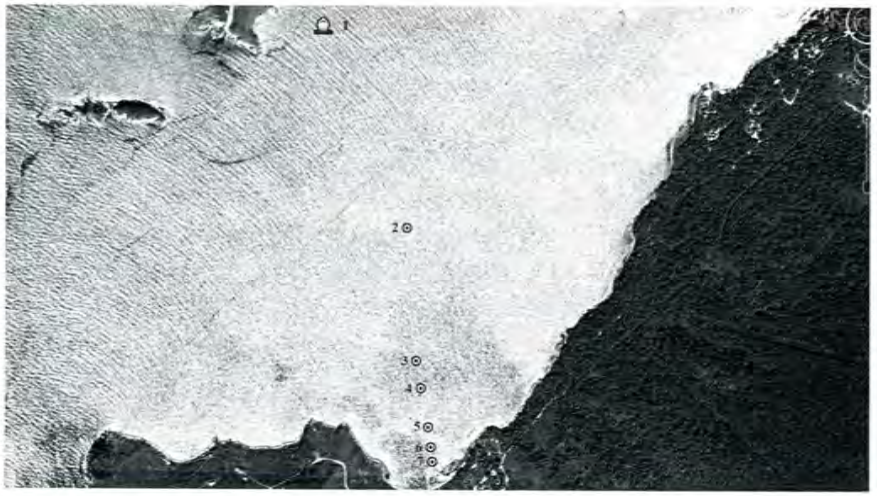


Рис. 13.13. Схема эксперимента

Таблица 3. **Экспериментальные данные**

	Глубина места h, м	Расстояние от точки излучения R, м	Уравнение кривой	Амплитуда смещения, нм
Точка №2	35	768	$S_{35}(z) = 1.6453027\times10^{-4}\times z^4 - 0.0121622\times z^3 + 0.2546217\times z^2 - 0.7244586\times z + 8.3907788$	6.8
Точка №3	30	1240	$S_{30}(z) = 3.6746868\times10^{-4}\times z^4 - 0.0238797\times z^3 + 0.4488056\times z^2 - 1.4875667\times z + 6.4259367$	7.3
Точка №4	25	1343	$S_{25}(z) = -9.0611405\times10^{-5}\times z^4 - 0.0036628\times z^3 + 0.253201\times z^2 - 2.0504237\times z + 11.5526048$	7.6
Точка №5	10	1564	$S_{10}(z) = -0.0349266\times z^4 + 0.6964281\times z^3 - 4.1046993\times z^2 + 9.2574611\times z - 4.4423333$	6.3
Точка №6	5	1616	$S_5(z) = 0.0976667\times z^4 - 1.233\times z^3 + 5.3223333\times z^2 - 8.727\times z + 5.822$	6.0

таблицы – глубина моря на станции, в третьем столбце – расстояние от станции до излучателя, в четвёртом столбце – уравнение кривой вертикального распределения давления на станции, в пятом столбце – амплитуда смещения на частоте излучённого сигнала, полученная при спектральной обработке данных лазерного деформографа.

В дальнейших расчётах будем использовать следующие данные: $\rho_w = 1000\ кг/м^3$ (плотность воды), $c_w = 1500\ м/с$ (скорость звука в воде), $\rho_b = 2600\ кг/м^3$ (плотность пород дна, верхнего слоя земной коры), $c_b = 2970\ м/с$ (скорость волны рэлеевского типа на границах «дно-вода» и «земная кора – воздух»), $f = 33\ Гц$ (частота), $\theta = 8^\circ$ (угол между осью лазерного деформографа и линией «излучатель – станции 2-6»), $\omega = 2\pi f$.

Далее рассчитаем плотность энергии, излучаемой излучателем, по формуле:

$$E_r = \int_0^{30} \frac{(S_r(z))^2}{2\rho_w c_w^2} dz. \qquad (13.10)$$

Аналогично рассчитаем плотность энергии гидроакустических волн, распространяющихся по шельфу, по уравнениям, приведённым в таблице 1, для глубин 35, 30, 25, 10 и 5 м по формуле:

$$E_r = \int_0^{h} \frac{(S_h(z))^2}{2\rho_w c_w^2} dz, \qquad (13.11)$$



Рис. 13.14. Распределение давления вблизи судна по вертикальному разрезу.

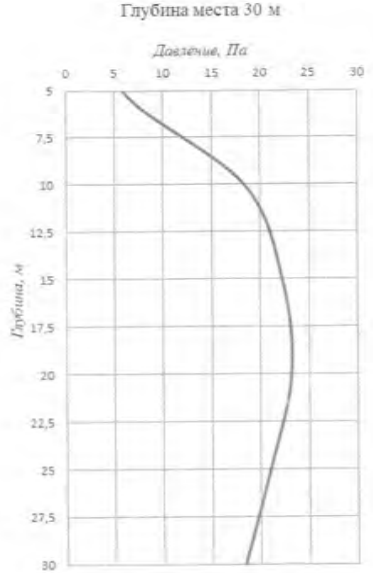


Рис. 13.15. Распределение давления на станции 3 по вертикальному разрезу.

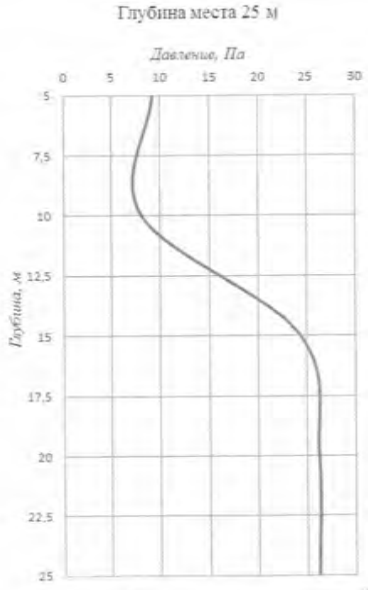


Рис. 13.16. Распределение давления на станции 4 по вертикальному разрезу.

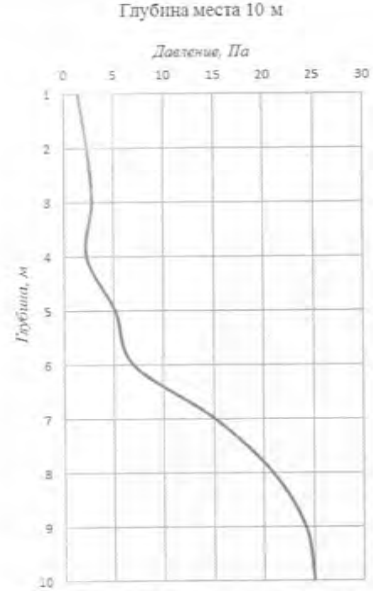


Рис. 13.17. Распределение давления на станции 5 по вертикальному разрезу.

где $S_h(z)$ – уравнение кривой при глубине моря h.

Предполагаем, что излучённый низкочастотным гидроакустическим излучателем сигнал доходит до лазерного деформографа в виде волн поверхностного типа. При этом основной вклад в смещения земной коры вносят затухающие поверхностные волны рэлеевского типа. Амплитуда данных волн экспоненциально затухает с глубиной земной коры. Поэтому плотность упругой энергии поверхностных волн рэлеевского типа можно подсчитать по следующему уравнению:

$$E_r = \int_0^{\lambda_b} \frac{\rho_b \omega^2 u^2 \exp(-4\pi z / \lambda_b)}{2\cos(\theta)^2} dz, \qquad (13.12)$$

где: u – амплитуда смещения на частоте излучённого сигнала, зарегистрированная лазерным деформографом, λ_b – длина волны рэлеевского типа на границе «вода-дно» или «воздух – земная кора».

Распространяющаяся в воде по шельфу гидроакустическая волна и распространяющаяся по границам раздела сред затухающая волна рэлеевского типа имеют цилиндрическую расходимость. В этом случае с учётом расстояния от источника (гидроакустического излучателя) можно оценить величину плотности энергии гидроакустического излучателя, которая преобразовывается в плотность энергии гидроакустических волн с частотой 33 Гц, которая, в свою очередь, трансформируется в плотность энергии зарегистрированных лазерным деформографом затухающих волн рэлеевского типа. В таблице 4 приведены приведённые к расстоянию R от излучателя значения указанных в предыдущем предложении плотностей энергий.

Таблица 4. **Плотности энергий излучателя, гидроакустических волн, рэлеевских волн.**

Глубина, м	Плотность энергии излучателя	Плотность энергии гидроакустической волны с частотой 33 Гц	Плотность энергии рэлеевских волн с частотой 33 Гц
5	1.167×10^{-2}	8.7×10^{-6}	1.29×10^{-3}
10		5.84×10^{-4}	1.42×10^{-3}
25		2.74×10^{-3}	2.07×10^{-3}
30		2.77×10^{-3}	1.92×10^{-3}
35		2.28×10^{-3}	1.66×10^{-3}

По приведённым в таблице 4 результатам можно сделать следующие выводы:

1) При глубинах $h \geq \lambda / 2$, где $\lambda = \frac{1500м/с}{33Гц} \approx 45м$, в среднем около 22% энергии гидроакустического излучателя трансформируется в энергию гидроакустических волн, распространяющихся по шельфу.

2) При глубинах $h \leq \lambda / 2$ энергия гидроакустических волн трансформируется в энергию затухающих волн рэлеевского типа, распространяющихся на границах «вода-дно» и «воздух – земная кора».

3) Около 72% энергии гидроакустических волн трансформируется в энергию затухающих волн рэлеевского типа.

4) Около 78% излучённой гидроакустическим излучателем энергии трансформируется в энергию объёмных волн. Данные волны уходят в земную кору и не регистрируются лазерным деформографом.

Литература к главе 13

1. Долгих Г.И., Копвиллем У.Х., Павлов А.Н. Наблюдение периодов собственных колебаний Земли лазерным деформометром // Изв. АН СССР. Физ. Земли. 1983. № 2. С. 15–20.

2. Akal Tuncay, Jensen F.B. Ocean seismo-acoustic propagation // Progr. Congr. Acoust. Symp. Underwater Acoust. Halifax. London. 1987. P. 493–500.

3. Давыдов А.В., Долгих Г.И., Кабанов Н.Ф. Применение лазерных деформографов в гидроакустике // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 235–239.

4. Долгих Г.И. Некоторые результаты экспериментального исследования сейсмоакустических сигналов, возбуждаемых низкочастотным гидроакустическим излучателем // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 3. С. 358–361.

5. Долгих Г.И., Чупин В.А. Экспериментальная оценка преобразования гидроакустического излучения в сейсмоакустическую волну // Акуст. журн. 2005. Т. 51. № 5. С. 628–632.

6. Гущин В.В., Докучаев В.П., Заславский Ю.М., Конюхова И.Д. О распределении мощности между различными типами излучаемых волн в полубезграничной упругой среде. – В кн.: Исследование Земли невзрывными сейсмическими источниками / М.: Наука, 1981. С. 113–118.

7. Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.

8. Долгих Г.И. Принципы построения однокоординатных лазерных деформографов // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 5. С. 24–30.

9. Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. Спектральные характеристики гидроакустических сигналов речных судов // Вестник ННГУ. 2014. № 6(1). С. 63–69.

10. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при его изучении баро–деформационного взаимодействия // Физ. Земли. 2004. № 8. С. 82–90.

11. Фищенко В.К., Голик А.В., Антушев С.Г. О проекте корпоративной океанологической информационно-аналитической системы ДВО РАН и задаче развертывании глобальной GRID-инфраструктуры Отделения // Открытое образование. 2008. № 4. С. 47–64.

12. Долгих Г.И., Батюшин Г.Н., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Яковенко С.В. Сейсмоакустико-гидрофизический комплекс для мониторинга системы «атмосфера-гидросфера-литосфера» // ПТЭ. 2002. № 3. С. 120–122.

13. Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. Лазерный гидрофон // ПТЭ. 2007а. № 1. С. 159–160.

14. Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Судостроение. Л.: 1978. 129 с.

15. Долгих Г.И., Ярощук И.О., Пенкин С.И., Швырев А.Н. Низкочастотная широкополосная гидроакустическая излучающая система // ПТЭ. 2007б. № 5. С. 163–164.

16. Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Двухкоординатный лазерный деформограф // Физика Земли. 1998. № 11. С. 76–81.

17. Марков Ю.Д. Южноприморский шельф Японского моря в позднем плейстоцене и голоцене. Владивосток: ДВНЦ АН СССР. 1983. 128 с.

18. Самченко А.Н., Карнаух В.Н., Аксентов К.И. Геолого-геофизические исследования верхней части осадочного чехла и геоакустическая модель шельфа залива Посьета (Японское море) // Тихоокеанская геология. 2013. Т. 32. № 1. С. 65–75.

ГЛАВА 14 ДИНАМИКА И ТРАНСФОРМАЦИЯ МОРСКИХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В первой части главы кратко, ссылаясь на книгу Боудена «Физическая океанография прибрежных вод», рассмотрим классическое представление об основных динамических закономерностях поверхностных морских ветровых волн. Известно, что основные параметры ветровых морских волн зависят скорости ветра и времени его действия, величины разгона, глубины акватории и постоянства азимута ветра. Процесса возникновения ветровых волн мы касаться в главе не будем. Рассмотрим особенности динамики ветровых волн при их движении со стороны глубокого на мелкое море с дальнейшим движением по шельфу убывающей глубины. В главе экспериментально будет показано, что основное классическое представление о постоянстве периода одного и того же цуга ветровых волн нарушается, что за собой влечёт существенное изменение классической теории динамики морских ветровых волн в условиях мелкого моря.

14.1. КЛАССИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРАХ МОРСКИХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В данной части главы приведены результаты опубликованные, в основном, в [Боуден, 1988]. По данной тематике написано огромное число статей и монографий, но мы считаем, что наиболее чётко и понятно данная тема прописана в этой монографии, что не требует её модернизации.

14.1.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Согласно второму закону Ньютона мы можем записать уравнения движения частиц воды поверхностных морских ветровых волн в правой прямоугольной системе координат с учётом всех действующих сил в нижеприведённом виде:

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx} + F_x, \tag{14.1}$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dy} + F_y, \tag{14.2}$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dz} - g + F_z, \tag{14.3}$$

где $f = 2\Omega\sin\varphi$, Ω – угловая скорость вращения Земли ($2.79 * 10^{-5}$ *рад / с*), φ – широта, положительная к северу от экватора, $-fv$ и fu – члены, описывающие кориолисово, или геострофическое, ускорение, которое возникает благодаря вращению Земли, F_x, F_y и F_z – обозначают составляющие объемной силы, отличной от давления или силы тяжести и действующей на частицу, включающую силу трения, возникающую благодаря молекулярной или турбулентной вязкости.

В уравнениях (14.1) – (14.3):

$$\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + u\frac{d}{dx} + v\frac{d}{dy} + w\frac{d}{dz}.$$

К данным уравнениям добавим уравнение неразрывности в следующем виде:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0. \tag{14.4}$$

Упростим приведенные выше уравнения, ограничившись рассмотрением волн с горизонтальными гребнями, распространяющимися по оси X, так что:

$$v = 0, \frac{d}{dy} = 0.$$

Но данные уравнения аналитически невозможно решить, поэтому необходимы следующие упрощения:

1) Будем пренебрегать силой Кориолиса.

2) Будем также считать, что амплитуды волн относительно малы, так что членами высших порядков, описывающих силы инерции, можно пренебречь, и поэтому:

$$\frac{Du}{Dt}=\frac{du}{dt}, \frac{Dw}{Dt}=\frac{dw}{dt}.$$

3) Будем считать, что трением, возникающим благодаря молекулярной или турбулентной вязкости, можно пренебречь, так что:

$$F_x = F_y = F_z = 0\cdot$$

4) $\rho = const$.

После этих упрощений уравнения (14.1), (14.3) и (14.4), которые справедливы в любой точки поверхности океана, принимают следующий вид:

$$\frac{du}{dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx}, \tag{14.5}$$

$$\frac{dw}{dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dz}-g, \tag{14.6}$$

$$\frac{du}{dx}+\frac{dw}{dz}=0. \tag{14.7}$$

На свободной поверхности, определяемой условием $z = \varsigma_0$, где ς_0– отклонение уровня от невозмущенного положения, надо задать два граничных условия.

Первое основывается на том, что поверхность образована движущимися частицами воды, т. е. при $z = \varsigma_0$

$$w=\frac{d\varsigma_0}{dt}. \tag{14.8}$$

Второе опирается на утверждение, что, если пренебречь поверхностным натяжением, давление на поверхности моря можно считать равным атмосферному давлению p_a. Таким образом, при $z = \varsigma_0$

$$p = p_a. \tag{14.9}$$

Мы здесь не рассматриваем случай капиллярных волн, когда поверхностным натяжением пренебрегать нельзя.

Следующее упрощение, которое делается в классической теории, состоит в том, что волны считаются безвихревыми, т. е. что их завихрённость (или ротор вектора скорости) равна нулю. Для волн,

движение в которых ограничено плоскостью xz, как указано выше, условие безвихревого движения означает:

$$\frac{du}{dz}=\frac{dw}{dx}.$$

В этом случае можно задать потенциал скорости φ такой, что:

$$u=\frac{d\varphi}{dx}, w=\frac{d\varphi}{dz}.$$

Безвихревой поток может возникать под действием одних только сил давления: если касательные напряжения значительны, поток перестает быть безвихревым. Из основных посылок не вытекает, что поверхностные волны должны быть безвихревыми, поскольку касательное напряжение ветра на поверхности может быть значительным, как может быть значительным влияние молекулярной или турбулентной вязкости.

Дифференцируя уравнение (14.5) по x, (14.6) по z и (14.7) по t, находим, что:

$$\frac{d^2p}{dx^2}+\frac{d^2p}{dz^2}=0. \tag{14.10}$$

14.1.2. ПРОГРЕССИВНЫЕ ВОЛНЫ БЕСКОНЕЧНО МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ

Будем искать решение выше описанных уравнений в виде простой гармонической волны, распространявшейся в направлении x, давление которой можно представить в следующем виде:

$$p = p_a - g\rho z + Z(z)\cos(kx-\omega t). \tag{14.11}$$

Первые два члена в правой части (14.11) описывают давление на глубине z в невозмущенном состоянии (гидростатическое давление). Третий член представляет волну давления с длиной $\lambda=\frac{2\pi}{k}$, периодом $T=\frac{2\pi}{\omega}$ и амплитудой $Z(z)$, которая является функцией только z. Подставляя уравнение (14.11) в (14.10), находим, что $Z(z)$ должно удовлетворять дифференциальному уравнению:

$$\frac{d^2Z}{dz^2} - \omega^2 Z = 0,$$

которое имеет решение:

$$Z(z) = A\exp(\omega z) + B\exp(-\omega z). \qquad (14.12)$$

14.1.2.1. Волны на глубокой воде

Из наблюдений известно, что на глубокой воде влияние поверхностных волн на большой глубине становится пренебрежимо малым, т. е. при z→∞

$$Z(z)\to 0. \qquad (14.13)$$

Тогда при $B = 0$ из (14.12) и (14.11) имеем:

$$p = p_a - g\rho z + A\exp(kz)\cos(kx - \omega t). \qquad (14.14)$$

Пользуясь граничными условиями (14.8) и (14.9), задаваемыми на поверхности, можно показать, что k и ω должны удовлетворять соотношению

$$\omega^2 = gk, \qquad (14.15)$$

и $c = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k}$,

т.е. из (14.15) имеем

$$c^2 = \frac{g}{k} = \frac{g\lambda}{2\pi}. \qquad (14.16)$$

Обозначая $a = \frac{A}{g\rho}$ и используя (14.5), (14.6), (14.8) и (14.14), находим, что

$$\varsigma_0 = a\cos(kx - \omega t), \qquad (14.17)$$

$$u = \omega a\exp(kz)\cos(kx - \omega t), \qquad (14.18)$$

$$w = \omega a\exp(kz)\sin(kx - \omega t), \qquad (14.19)$$

$$p = p_a - g\rho z + g\rho a\exp(kz)\cos(kx - \omega t). \qquad (14.20)$$

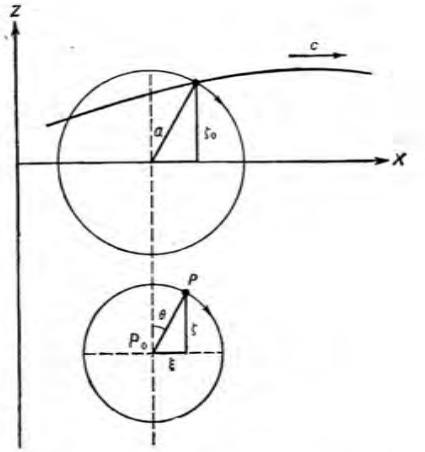


Рис 14.1. Движение частиц в волне.

В этих уравнениях a – амплитуда вертикального колебания поверхности моря, а u и w –соответственно горизонтальная и вертикальная скорости частицы на глубине z.

Составляющие ξ, ς смещения частицы воды относительно невозмущенного положения (рис. 14.1) можно найти, если учесть, что

$$u = \frac{d\xi}{dt},\ w = \frac{d\varsigma}{dt}.$$

Отсюда

$$\xi = -a\exp(kz)\sin(kx - \omega t), \qquad (14.21)$$

$$\varsigma = a\exp(kz)\cos(kx - \omega t). \qquad (14.22)$$

Уравнения (14.21) и (14.22) показывают, что частицы воды движутся по круговым орбитам с радиусом $a\exp(kz)$. Таким образом, смещения, скорости частиц и амплитуда колебаний давления экспоненциально убывают с глубиной. При этом коэффициент затухания равен $\exp(kz) = \exp(2\pi z/\lambda)$. На глубине, равной половине длины волны, его значение равно $\exp(-\pi) \approx 0.043$, откуда видно, что на этой глубине волновое движение ослабевает приблизительно в 23 раза по отношению к движению на поверхности. На рис. 14.1 угол θ в радианах отвечает аргументу $(kx - \omega t)$. Из уравнения (14.16) для скорости волны и соотношения $c = \lambda/T$ видно, что как скорость, так и длина волны могут быть выражены через период T. Таким образом,

$$c = gT / 2\pi,\ \lambda = gT^2 / 2\pi. \qquad (14.23)$$

Если положить $g = 9.8$ м/с^2, эти равенства дают

$$c = 1.56\ T,\ \lambda = 1.56T^2.$$

14.1.2.2. Волны на воде конечной глубины

Если глубина воды сравнима с длиной волны, то (14.13) следует заменить условием, согласно которому вертикальная скорость движущихся частиц воды на дне равна нулю. Таким образом, при $z = -h$

$$w = 0, \qquad (14.24)$$

где h – глубина воды.

Оба члена из правой части уравнения (14.12) остаются, когда $Z(z)$ подставляется в (14.11); затем с помощью (14.6) находим w. Использование условия (14.24) и граничных условий на поверхности (14.8) и (14.9) приводит к следующим уравнениям

Для ς_0, c, p, u, w, ξ и ς

$$\varsigma_0 = a\cos(kx - \omega t), \qquad (14.25)$$

$$c^2 = (g / k)th(kh), \qquad (14.26)$$

$$p = p_a - g\rho z + g\rho a\frac{ch(k(h+z))}{ch(kh)}\cos(kx - \omega t), \qquad (14.27)$$

$$u = \omega a\frac{ch(k(h+z))}{sh(kh)}\cos(kx - \omega t), \qquad (14.28)$$

$$w = \omega a\frac{sh(k(h+z))}{sh(kh)}\sin(kx - \omega t), \qquad (14.29)$$

$$\xi = -a\frac{ch(k(h+z))}{sh(kh)}\sin(kx - \omega t), \qquad (14.30)$$

$$\varsigma = a\frac{sh(k(h+z))}{sh(kh)}\cos(kx - \omega t). \qquad (14.31)$$

Уравнение (14.26) для скорости волны c можно записать в виде

$$c^2 = (g\lambda / 2\pi)th(2\pi h / \lambda). \qquad (14.32)$$

Оно показывает, что скорость распространения волн в этом случае зависит не только от длины волны, но и от глубины воды. Скорость на глубокой воде, задаваемую (14.16), можно получить, полагая $h >> \lambda$, так что

$$th(2\pi h / \lambda) \to 1 \text{ и } c^2 \approx g\lambda / 2\pi.$$

В другом предельном случае, если глубина мала по сравнению с длиной волны, т.е. $h << \lambda$

$$th(2\pi h / \lambda) \to 2\pi h / \lambda \text{ и } c^2 = gh. \qquad (14.33)$$

Это уравнение для скорости распространения длинных волн, включая приливные волны.

В общем случае если отношение $\lambda / h < 2$, то можно пользоваться уравнением для волн на глубокой воде (14.16). При $\lambda / h > 20$ можно пользоваться уравнением для длинных волн (14.33). Если $2 < \lambda / h > 20$, следует использовать полное уравнение (14.32). Зависимость скорости волны от глубины, включая приближения глубокой и мелкой воды, показана на рис. 14.2.

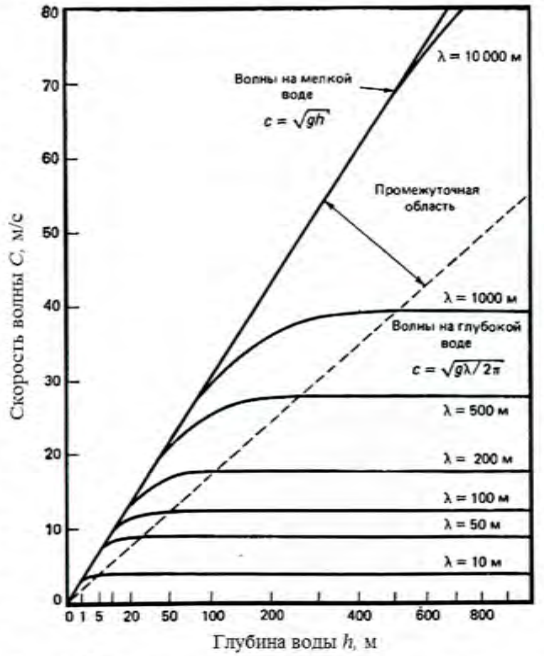


Рис. 14.2. Скорость волны c при различных значениях длины волны λ.

Как видно из (14.30) и (14.31), траектории частиц воды, круговые на глубокой воде, в общем случае имеют форму эллипсов, большие оси которых лежат в горизонтальной плоскости.

С глубиной эллипсы становятся более сплющенными, так что на дне частицы воды движутся горизонтально вперед-назад по прямой линии.

Если записать давление в виде

$$p = p_a - g\rho z + P\cos(kx - \omega t),$$

где P – амплитуда колебаний, то из (14.27) следует

$$P = g\rho a \frac{ch(k(h+z))}{ch(kh)}, \qquad (14.34)$$

что дает скорость затухания колебаний давления с глубиной.

Для измерителя давления, положенного на дно, имеем при $z = -h$

$$P = \frac{g\rho a}{ch(kh)}. \qquad (14.35)$$

Это уравнение позволяет вычислить амплитуду a поверхностной волны длиной $\lambda = 2\pi / k$ по амплитуде колебаний давления, зарегистрированных на дне.

14.2. ДИНАМИКА ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В данной части главы рассмотрим экспериментальные данные, полученные в течении многих лет при регистрации основных параметров морских ветровых волн лазерными измерителями вариаций давления гидросферы и лазерными гидрофонами, установленными в различных точках шельфа Японского моря. Полученные экспериментальные данные в дальнейшем будут применены для оценки адекватности использования выведенных в первой части главы уравнений движения и их приложений при трактовке динамических изменений основных параметров морских ветровых волн. Напомним, что аналитические уравнения, приведённые в первой части главы, получены при пренебрежении многими силами, действующими на частицы воды, а также значительным упрощением нелинейных свойств среды и параметров волн. Эти упрощения могут приводить как к значительным, так и к незначительным искажениям конечных результатов. Степень этого искажения мы оценим при обработке экспериментальных данных и при значительных величинах данных искажений наметим пути решения данной проблемы.

14.2.1 ДИНАМИКА ПЕРИОДА ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В 2007 году на глубине 27 м от поверхности моря в течение трёх месяцев работал лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, который обладает следующими техническими характеристиками: рабочий диапазон частот от 0 (условно) до 1000 Гц, точность измерения вариаций гидросферного давления 57 мкПа, а точность измерения вариаций уровня моря 5.8 нм. Применение данной установки позволяет исследовать уровень фоновых колебаний гидросферного давления и закономерности его изменения, связанные с естественными и искусственными процессами. Но в данной статье мы остановимся только на изучении вариаций периода ветрового волнения. В качестве простого, но характерного, примера изменения периода ветрового волнения на рис. 14.3 приведена динамическая спектрограмма диапазона ветровых морских волн, полученная после обработки одного из участков данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

Из рисунка следует, что в начальной части записи наблюдается мощное волнение, период которого и его интенсивность со временем падают. На рис. 14.4 приведено изменение периода ветрового волнения, построенное по максимумам амплитуд диапазона морских ветровых волн динамической спектрограммы с полиномиальным усреднением шестой степени. В начальной части рисунка период ветрового волнения немного растёт со временем, что можно связать с развитием ветрового волнения в зоне действия циклона или же с увеличением его периода при выходе из данной зоны. Далее период волнения уменьшается (частота растёт).

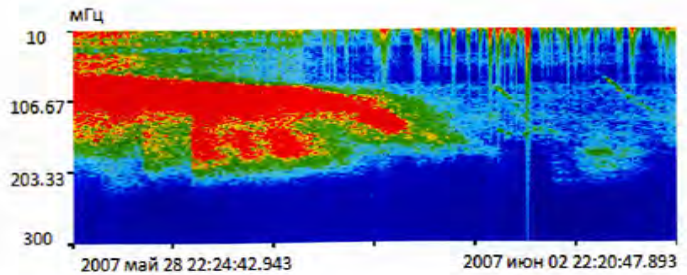


Рис. 14.3. Динамическая спектрограмма участка записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

Дальнейшей тщательной обработке были подвергнуты данные, полученные в 2010, 2012 и 2013 гг. при регистрации вариаций основных параметров ветровых морских волн лазерными измерителями вариаций давления гидросферы и лазерными гидрофонами, установленными в различных зонах шельфа Японского моря. В результате обработки данных за 2010, 2012 и 2013 гг. было выделено 16 участков записи с характерным изменением периода поверхностного волнения. Частота дискретизации составляла 500 Гц, при обработке данных проводилась фильтрация высоких частот в окне Хэмминга, порядок фильтра 1500, частота среза 1 Гц, после чего проводилось прореживание данных с осреднением 500. Таким образом наибольшая частота при спектральном анализе составляла 500 мГц (период равен 2 с). Чтобы избавиться от низкочастотного фона в сигнале проводилась

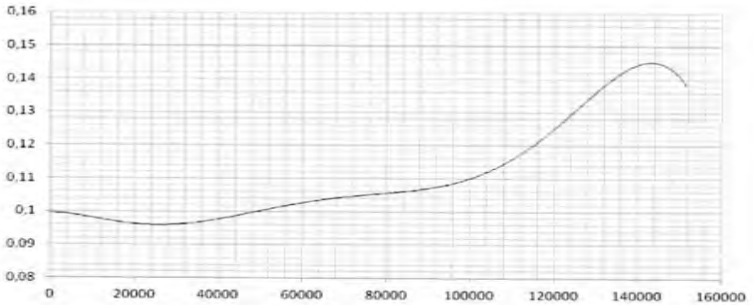


Рис. 14.4. Изменение частоты ветрового волнения. По оси ординат – частота в Гц, по оси абсцисс – время от начала динамической спектрограммы в секундах.

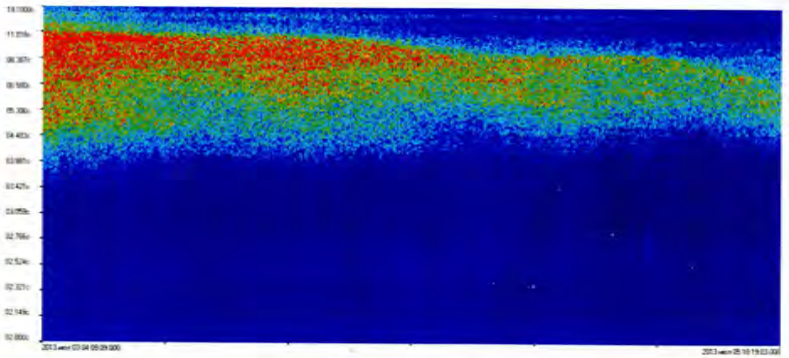


Рис. 14.5. Динамическая спектрограмма участка записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы

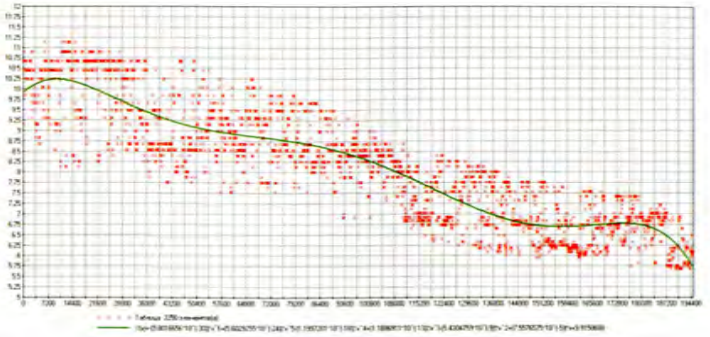


Рис. 14.6. Изменение периода ветрового волнения (по оси ординат). По оси ординат приведены значение периодов в секундах, а по оси абсцисс – время в секундах.

так же фильтрация низких частот в окне Хэмминга, прядок фильтра 1500, частота среза 50 мГц (период равен 20 с). Таким образом, из всего сигнала был выделен диапазон поверхностных ветровых волн. По 16 выбранным участкам построены спектрограммы сигнала, затем с шагом в 60 отсчетов (1 мин) выделены частотные максимумы, степень БПФ 9, сглаживание 3. Полученные реализации значений периодов исследовались с помощью регрессионного анализа полиномом шестой степени. Ниже приведен пример динамической спектрограммы (рис. 14.5) и аппроксимированных значений периодов (рис. 14.6).

14.2.2. ЭФФЕКТ ДОППЛЕРА

Если в начальной части графика увеличение периодов ветрового волнения (см., например, рис. 14.6) ещё можно объяснить развитием ветрового волнения и с затуханием высокочастотных компонент при выходе волн зыби за пределы действия циклонов (тайфунов), то подобные изменения периодов ветрового волнения в другие времена наблюдения объяснить только описанными в [Титов, 1969; Боуден, 1988] процессами невозможно.

Анализ многомесячных данных убеждает нас в том, что увеличение и уменьшение периодов ветрового волнения, наряду с механизмами развивающегося волнения и дисперсией связано, со степенью изменения величины и направления скорости движения тайфунов или других барических депрессий. Т.е. изменение периодов ветрового

волнения связано с эффектом Допплера. В соответствии с эффектом Допплера напишем выражение:

$$f = f_0(1 \pm u / c), \qquad (14.35)$$

где: f – частота принятого сигнала, f_0 – частота излучённого сигнала, u - скорость движения источника (тайфуна и т.п.), c – скорость ветровых волн, «+» – при приближении, «-» – при удалении. Приведём некоторые рассуждения и расчёты. Пусть c = 20 м/с, u = 36 км/ч, тогда $\Delta f = \pm 0.5 f_0$. При 72 км/ч, $\Delta f = \pm 1.0 f_0$.

Связь изменения периодов ветрового волнения с эффектом Допплера изучим при анализе данных лазерного деформографа, установленного на м. Шульца. Как известно [Монахов, 1977] морские ветровые волны при взаимодействии с дном передают часть своей энергии верхнему слою земной коры, образуя там поверхностные волны рэлеевского типа, которые были названы микросейсмами первого и второго рода. Микросейсмы второго рода, имеющие ещё название первичные, образованы прогрессивными ветровыми волнами, а микросейсмы первого рода, вторичные микросейсмы, образованы стоячими ветровыми волнами. Влияние эффекта Допплера на изменение периодов ветровых волн мы рассмотрим при анализе данных лазерного деформографа диапазона микросейсм второго рода, т.е. микросейсм, образованных прогрессивными ветровыми волнами.

Анализ многочисленных данных, полученных при непрерывном мониторинге в течение почти двух лет, показывает, что попеременное увеличение и уменьшение периодов микросейсм не носит периодический характер. Как видно из таблицы 14.1 изменение периодов микросейсм может достигать величины 43%, т.е. $\Delta f = \pm 0.7 f_0$. Данное изменение может быть связано с изменением проекции вектора скорости движения тайфуна (барическая депрессия) на прямую, соединяющую тайфун с м. Шульца (зона расположения сейсмоакустико-гидрофизического комплекса). Это может быть связано как с изменением величины, так и с изменением направления скорости движения тайфуна. В подтверждении наших рассуждений приведём сравнение характера и степени изменения периодов микросейсм во временной промежуток с 26.10.2001 18 ч по 28.10.2001 5 ч (время местное) с траекторией и скоростью движения тайфуна.

На рис.14.7 приведена карта продвижения тропического циклона, а в таблице 14.2 – изменение скорости движения циклона со временем.

Таблица 14.1. **Параметры микросейсм**

Начало ряда	Период, с	Конец ряда	Период, с	Разница, с
01.08.00 06:40:57	10.9	02.08.00 14:14:17	6.5	4.4
02.08.00 19:04:55	9.9	03.08.00 15:34:55	8.8	1.1
01.09.00 18:46:45	5.7	02.09.00 19:20:05	5.0	0.6
01.09.00 23:05:45	11.5	04.09.00 08:49:05	6.5	5.0
03.09.00 12:56:39	13.2	04.09.00 11:38:19	12.1	1.1
25.09.00 21:56:27	9.7	26.09.00 00:03:24	9.6	0.1
26.09.00 00:03:24	9.6	26.09.00 14:14:47	12.4	-2.8
21.03.01 07:59:54	8.7	22.03.01 07:50:34	9.0	-0.3
21.03.01 19:37:29	5.9	25.03.01 00:46:49	7.1	-1.1
04.04.01 01:30:26	10.7	04.04.01 05:32:55	9.8	0.9
04.04.01 05:32:55	9.8	04.04.01 11:14:46	11.8	-2.0
26.10.01 19:17:55	5.7	27.10.01 15:05:53	6.5	-0.8
27.10.01 18:05:53	6.4	28.10.01 04:59:15	6.1	0.3
30.10.01 04:50:47	10.4	30.10.01 22:07:55	11.9	-1.5
30.10.01 22:07:55	11.9	01.11.01 00:10:47	9.0	2.9
30.10.01 07:00:00	5.0	30.10.01 17:52:26	5.8	-0.8
30.10.01 17:52:26	5.8	31.10.01 11:47:24	5.3	0.5
31.10.01 11:47:24	5.3	01.11.01 00:57:20	6.7	-1.4

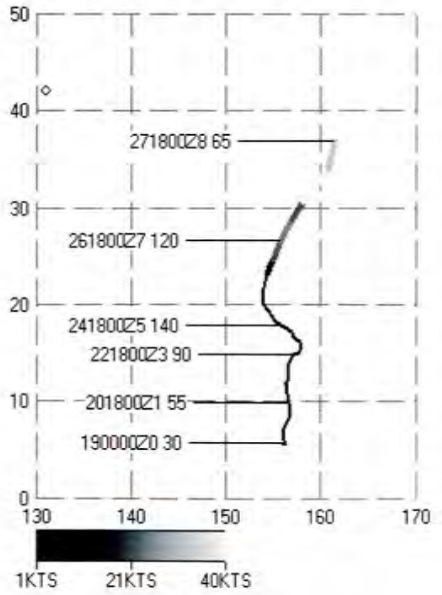


Рис. 14.7. Продвижение тропического циклона Podul (19–27 окт 2001). Цвет линии обозначает скорость циклона. На карту также нанесены метки с датой, временем и скоростью ветра циклона (в узлах). Кружком обозначено положение лазерного деформографа.

Таблица 14.2. **Параметры циклона.**

Дата-время	Широта	Долгота	Лучевая скорость [км/ч]	Дата-время	Широта	Долгота	Лучевая скорость [км/ч]
25 0000Z	18.4	155.1	16.10	26 1200Z	24.6	154.9	14.12
25 0600Z	19.3	154.5	16.61	26 1800Z	26.6	155.8	17.12
25 1200Z	20.0	154.0	14.82	27 0000Z	28.8	156.9	11.90
25 1800Z	20.9	154.0	13.45	27 0600Z	30.6	158.2	4.46
26 0000Z	21.7	154.0	11.82	27 1200Z	34.0	160.8	-1.11
26 0600Z	23.1	154.3	17.00	27 1800Z	36.9	161.4	3.34

Столбец №1 – дата и время (всемирное), столбец №2 – широта месторасположения циклона, столбец №3 – долгота месторасположения циклона, столбец №4 – проекция вектора скорости движения циклона на линию «циклон-деформограф», столбец №5 – дата и время (всемирное), столбец №6 – широта месторасположения циклона, столбец №7 – долгота месторасположения циклона, столбец №8 – проекция вектора скорости движения циклона на линию «циклон-деформограф».

При анализе данных, приведённых на рис.14.7 и в табл. 14.2 следует, что наибольшие вариации периодов микросейсм связаны с изменением проекции вектора скорости движения циклона на прямую «циклон – м. Шульца». Сравним данные таблиц 14.1 и 14.2. Временной промежуток перекрывающихся данных соответствует интервалам «2001 окт 26 19:17:55 – 2001 окт 27 15:05:53», «2001 окт 27 18:05:53 – 2001 окт 28 04:59:15». Для первого временного интервала, с учётом выражения (14.35) и при условии c = 20 м/с, период микросейсм изменяется с 5.7 до 6.4 с. При расчёте начальный период принятого сигнала задавался равным 5.7 с и считалось, что период излучённого сигнала не меняется со временем. Из элементарных расчётов по (14.35) получаем, что период излучённого сигнала равен 6.8 с. Для второго временного интервала с учётом выражения (14.35) и при условии c = 20 м/с, период микросейсм изменяется с 6.4 до 6.1 с. При расчёте начальный период принятого сигнала задавался равным 6.4 с и считалось, что период излучённого сигнала не меняется со временем. Кроме того, используя выражение (14.35) получаем, что период излучённого сигнала равен 6.2 с. Уменьшение периода излучённого сигнала (волнения) связано с уменьшением скорости ветра циклона (см. рис.14.7). Полученные расчётные данные хорошо согласуются с экспериментальными данными. Конечно, если взять другие исходные

величины по скорости движения ветровых волн, то расчётные данные немного видоизменятся.

Обоснованность наших рассуждений, связанных с эффектом Допплера, подтверждает и то, что почти всегда уменьшение периодов микросейсм первого рода коррелирует с изменением периодов микросейсм второго рода, несмотря на возможный различный механизм их образования. А это может быть обусловлено только одним – соответствующим изменением периодов первоисточника, т.е. прогрессивных ветровых волн. Здесь мы ни в коей мере не отвергаем вполне реальное изменение периодов микросейсм, связанное как с развитием волнения, так и с дисперсией.

14.2.3. ЛИНЕЙНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПЕРИОДОВ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Как было сказано выше нелинейное изменение периодов ветрового волнения можно связать с развитием ветрового волнения, с резким изменением скорости и направления ветра в зоне действия циклона (тайфуна), с эффектом Допплера. Можно предположить, что линейное изменение периодов ветрового волнения зависит только от дисперсионного уравнения: волны с большими периодами имеют большие скорости, чем волны с меньшими периодами, и, поэтому, первыми приходят в зону наблюдения. Если классическое дисперсионное уравнение справедливо, то при неподвижном источнике, оно должно точно описывать наблюдаемое линейное уменьшение периодов ветрового волнения в зоне наблюдения. Исследуем данные закономерности при анализе экспериментальных данных, полученных при помощи лазерных измерителей вариаций давления гидросферы (или лазерных гидрофонах), установленных в различных шельфовых зонах Японского моря.

На основе полученных экспериментальных данных лазерных измерителей вариаций давления гидросферы и их аппроксимаций полиномами различной степени было выбрано несколько участков, главными критериями для выбора которых была линейность участка при максимальном изменении периода. Для последующей аппроксимации были выделены линейные участки длинной в 10 часов (36000 отсчетов). В результате были получены 28 отрезков с линейно убывающим периодом. Для каждого участка была проведена аппрокси-

мация реализаций периода. Аппроксимация проводилась при помощи линейной, экспоненциальной, показательной и полиномиальной регрессиями. Практически во всех случаях, линейная аппроксимация с достаточной точностью может описывать данный процесс. Остановимся на ней более детально. Для всех участков была создана таблица 14.3, в которую были занесены начальный период участка, конечный период участка, абсолютное изменение периода и уравнения аппроксимации. Ниже приведен пример данной таблицы для семи участков записи.

Таблица 14.3. **Расчётные данные.**
T_0 – период в начальный момент времени t_0 выбранного участка,
T_1 – период в конце участка, ΔT – изменение периода на всем участке.

№	Уравнение	T_0, с	T_1, с	ΔT, с	Расстояние, км
1	$T(t) = -5.60 \cdot 10^{-5} \cdot t + 10.45$	10.45	8.63	1.82	2783
2	$T(t) = -4.60 \cdot 10^{-5} \cdot t + 8.83$	8.83	7.17	1.66	1373
3	$T(t) = -3.65 \cdot 10^{-5} \cdot t + 7.63$	7.63	6.31	1.72	1573
4	$T(t) = -7.56 \cdot 10^{-5} \cdot t + 9.92$	9.92	7.19	2.73	1468
5	$T(t) = -2.22 \cdot 10^{-5} \cdot t + 6.90$	6.90	6.10	0.80	2956
6	$T(t) = -6.75 \cdot 10^{-5} \cdot t + 11.53$	11.53	9.10	2.43	2426
7	$T(t) = -1.27 \cdot 10^{-5} \cdot t + 9.22$	9,22	8.76	0.46	9864

В последнем столбце таблицы приведено расчётное расстояние до источника ветровых волн (барическая депрессия), полученное из дисперсионного уравнения для глубокой воды (14.16) и уравнений $L = c_0 t_0$ и $L = c_1 t_1$ при известном временном промежутке Δt изменения периода ΔT, равном длине анализируемого участка (где: L расстояние до источника ветровых волн, c_0 скорость распространения волн с периодом T_0, c_1 – скорость распространения волн с периодом T_1). Из уравнения (14.16) и указанных уравнений в предыдущем предложении имеем:

$$L = \frac{T_1}{T_0 - T_1} \times \frac{gT_0}{2\pi} \Delta t. \qquad (14.36)$$

В соответствии с расчётами источник ветровых волн во всех случаях должен находиться за пределами Японского/Восточного моря, что невозможно. Таким образом, по дисперсионному уравнению

(14.16) невозможно проследить динамику периодов ветровых волн. В дальнейшем на основе полученных экспериментальных данных и уравнений аппроксимаций мы выведем эмпирическое уравнение, по которому можно проследить динамику периодов ветровых волн в любом направлении временной шкалы.

Уравнения аппроксимаций имеют стандартный вид линейной зависимости $y(x) = -kx + b$, где k – коэффициент наклона прямой, минус перед коэффициентом показывает что функция убывает, b – начальное значение прямой при аргументе $x = 0$. В нашем случае аргументом является время t, которое находится в пределах от 0 до 36000 (10 ч), а начальным значением является период T_0 при $t=0$. Коэффициент наклона k в данных функциях непосредственно зависит от изменения периода ΔT и постоянного коэффициента, который обозначим как K. Ниже приведена таблица 14.4 расчетов данного коэффициента. Для расчета были взяты 28 участков, расчет велся по формуле $k/\Delta T$.

Таблица 14.4. **Расчёт коэффициента** *K*

№	k	ΔT, с	K	№	k	ΔT, с	K
1	5.061	1.82	2.780769	*15*	2.105	0.76	2.769737
2	4.600	1.66	2.771084	*16*	2.643	0.95	2.782105
3	3.650	1.72	2.722093	*17*	2.091	0.75	2.788000
4	7.568	2.73	2.772161	*18*	1.336	0.49	2.726531
5	2.227	0.80	2.783750	*19*	2.980	1.07	2.785047
6	0.817	0.29	2.817241	*20*	7.136	2.57	2.776654
7	1.263	0.45	2.806667	*21*	4.178	1.50	2.785333
8	2.918	1.05	2.779048	*22*	1.341	0.48	2.793750
9	6.752	2.43	2.778601	*23*	5.030	1.81	2.779006
10	1.950	0.71	2.746479	*24*	6.348	2.29	2.772052
11	1.273	0.46	2.767391	*25*	1.839	0.66	2.786364
12	2.065	0.75	2.753333	*26*	2.714	0.98	2.769388
13	4.692	1.69	2.776331	*27*	2.894	1.04	2.782692
14	2.671	0.96	2.782292	*28*	2.250	0.81	2.777778

Как можно увидеть из таблицы 14.4 коэффициент K практически одинаков для всех случаев, по крайней мере в первом знаке после запятой, а среднее его значение для всех случаев 2.753. Таким образом, учитывая знак и степень, коэффициент $K = -2.753 \cdot 10^{-5}$, а общую для всех участков функцию изменения периода можно записать в виде:

$$T(t) = K \times \Delta T \times t + T_0. \qquad (14.37)$$

Проведем проверку данной функции для одного из выбранных участков. Построим графики линейной регрессии участка №23 и общей функции. На выбранном участке начальное значение периода T_0 составляет 12.93 с, а изменение периода ΔT 1.81 с. Ниже приведены сравниваемые функции.

$$T(t) = -5.03 \times 10^{-5} \times t + 12.93, \tag{14.38}$$

$$T(t) = -2.753 \times 10^{-5} \times 1.81 \times t + 12.93. \tag{14.39}$$

Графики данных функций, которые почти сходятся, и только в конце имеют небольшую погрешность, не превышающую 0.01 с. Такая же проверка прошла и на других 5 участках, погрешность во всех случаях не превышала 0.1 с. Необходимо отметить что данная общая функция подходит только для участков размером в 36000 секунд (10 ч) и убывающих по линейной зависимости.

Теперь рассмотрим случай с участком длительностью в 20 часов (7200 сек). Это участок записи был сделан 26.09.2010 года. Выделим область спектральных максимумов и исследуем их посредством линейной регрессии. Начальный период участка 6.98 с, конечный 5.37 с, изменение периода 1.61 с. Запишем функцию полученной регрессии:

$$T(t) = -2.23 \times 10^{-5} \times t + 6.98. \tag{14.40}$$

Можно предположить, что если участок в 2 раза больше, то и наклон функции должен изменяться соответственно, вычислим коэффициент K для данного участка $k/\Delta T=1.38$, отсюда видно, что это тот же коэффициент K, что и для участка в 10 часов, но в 2 раза меньше. В результате получаем $K_{20}=K_{10}/2$, где K_{20} – коэффициент наклона для участка в 20 часов, а K_{10} – коэффициент наклона для участка в 10 часов, соответственно. Запишем общую функцию изменения периода для анализируемых участков длительностью в 20 часов и проведем сравнение (см. рис.14.8).

$$T(t) = 0.5 \times K \times \Delta T \times t + T_0. \tag{14.41}$$

Функции сходятся практически полностью, данная общая формула была проверена на пяти участках длительностью в 20 часов, погрешность на всех участках составляла не больше 0.1 с.

Так как в начале данной работы были участки длительностью 10 часов и коэффициент K рассчитывался именно для этого временного интервала обозначим данный коэффициент как K_{10}. Логично предположить, что если мы будем рассматривать участки длительностью в 5 часов, то данный коэффициент будет в 2 раза больше. Таким образом для участков произвольной длины будет справедливо в общей функции перед коэффициентом поставить множитель $10/\Delta t$, где Δt длительность участка в часах. Таким образом общая функция будет выглядит следующим образом:

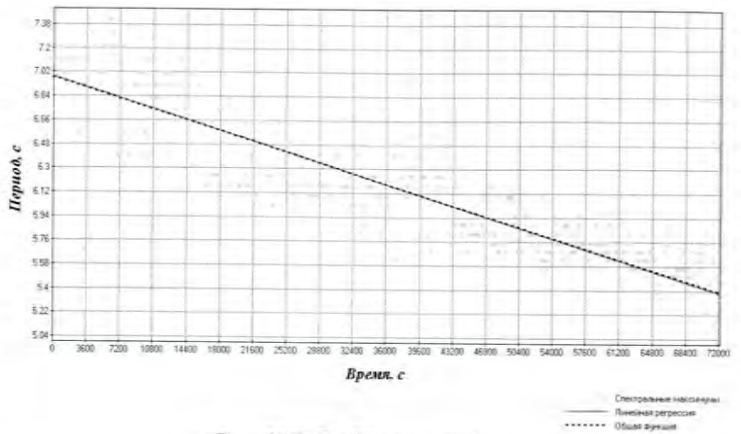


Рис. 14.8. Графики сравнения.

$$T(t) = \frac{10}{\Delta t} \times K_{10} \times \Delta T \times t + T_0. \tag{14.42}$$

Для проверки возьмем участок записи, полученный 12.08.2010 года, динамическая спектрограмма которого приведена на рис. 14.9. На нем выберем произвольный участок и найдем начальный и конечный периоды.



Рис.14.9. Динамическая спектрограмма.

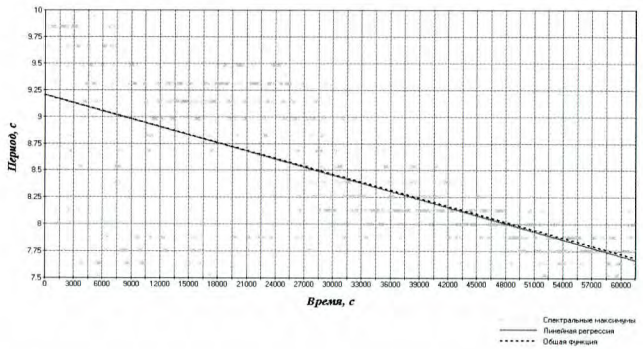


Рис. 14.10. Графики функции (3.43) и линейной функции, построенной с применением регрессивного анализа.

Длительность участка составляет 61560 секунд или 17.1 часа, начальный усредненный период составляет 8.75 с, конечный 7.2 с, изменение периода 1.6 с. Подставим все значения в общее уравнение и получим:

$$T(t) = \frac{10}{17.1} \times (-2.753 \times 10^{-5}) \times 1.6 \times t + 8.75. \qquad (14.43)$$

Построим график данной функции и сравним ее с линейной функцией, построенной с применением регрессивного анализа. На рис. 14.10 график общей функции достаточно точно описывает поведение периода. Погрешность периодов между линейной регрессией и функцией (14.43) составляет 0.06 с.

Чтобы упростить выражение можно вынести из множителя число 10 и внести его в коэффициент K_{10} переобозначив его в K_{10}^*, и окончательно получим:

$$T(t) = K_{10}^* \times \frac{\Delta T}{\Delta t} \times t + T_0, \qquad (14.44)$$

где $K_{10}^* = -2.753 \times 10^{-4}$, а Δt – длительность участка в часах.

Таким образом, на основе экспериментальных данных выведено эмпирическое уравнение (14.44) временного изменения периодов ветрового волнения в точке регистрации, удалённой от зоны действия барических депрессий над морем или океаном. Уравнение справедливо для изменений периодов близких к линейному закону. По данному уравнению можно определить значения периодов поверхностных ветровых волн в любом направлении временной шкалы.

14.3. НЕКЛАССИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПЕРИОДА ВЕТРОВЫХ ВОЛН

В результате проведённого цикла экспериментальных исследований с применением лазерно-интерференционных приёмных систем установлено, что при движении ветровых волн по шельфу убывающей глубины происходит их трансформация с уменьшением периода и энергии.

В качестве лазерно-интерференционных приёмных систем использовались лазерный измеритель вариаций давления гидросферы и мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, входящие в состав лазерно-интерференционного аппаратно-программного комплекса, которые были установлены на различных глубинах в бухте Витязь Японского моря по направлению движения морских ветровых волн (рис. 14.11). Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы был установлен на глубине 11.8 м, а мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы – на глубине 4.5 м. Расстояние между установками составляло 96 м. Информация с указанных лазерно-интерференционных систем по кабельным линиям поступала на береговой пост наблюдения и заносилась в ранее ор-

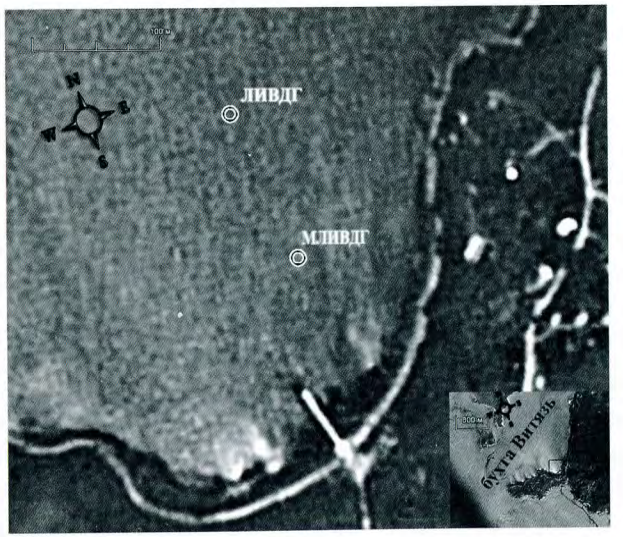


Рис. 14.11. Схема расположения приборов в бухте Витязь.

ганизованный банк данных с частотой дискретизации 500 Гц. В дальнейшем полученные экспериментальные данные обрабатывались с помощью специально созданного пакета прикладных программ «Deformograf», предусматривающего использование разнообразных методов спектрального и статистического оценивания.

В бухте Витязь существуют два вида ветровых волн: волны, пришедшие извне, и волны, которые генерируются ветром в самой бухте. Волны, пришедшие извне, обусловленные ветровым волнением открытой части Японского моря, имеют периоды от 5 до 11 с (с небольшими вариациями). Как показывают наши измерения, периоды ветровых волн, которые генерируются внутри бухты, находятся в диапазоне от 2 до 4 с (с небольшими вариациями). С целью исследования динамики ветровых волн и изучения природы их образования были обработаны массивы данных, полученные в августе 2011 года и в январе 2012 года. В январе 2012 года работал лишь лазерный измеритель вариаций давления гидросферы, и поэтому его данные были использованы только для разделения ветровых волн на внешние и внутренние. Полученные экспериментальные данные обрабатывались по следующей методике: 1) на первом этапе они обработаны низкочастотным фильтром Хэмминга с частотой среза 1 Гц; 2) на втором этапе выполнено прореживание с усреднением, коэффициент прореживания при начальной частоте дискретизации 500 Гц брался равным 500, т.е. после данной процедуры итоговая частота дискретизации ряда становилась равной 1 Гц; 3) на третьем этапе исследовалась динамическая спектрограмма, полученная при обработке всего массива данных; 4) на четвёртом этапе выборочно выполнялась спектральная обработка выделенных участков данных на основе применения метода максимального правдоподобия или быстрого преобразования Фурье.

На рис. 14.12 и 14.13 приведены графики изменений скорости ветра в районе бухты Витязь и динамические спектрограммы, полученные при обработке участков записи лазерного измерителя вариаций давления гидросферы летнего и зимнего периода измерений, на которых выделяются две области ветрового волнения. Ветровые волны с периодами около 7.5 и 10.5 с пришли из открытой части Японского моря, а ветровые волны с периодами от 2.8 до 4.2 с возникли в самой бухте Витязь. Данные утверждения следуют из анализа спектрограмм, приведённых на рис. 14.12 и 14.13. В начальной части рис. 14.12 не видно возмущений в диапазоне периодов 1-5 с, а присутствуют возмущения, вызванные ветровыми волнами с периодами около 7-8 с. Затем возникает волнение с периодом около 2.8 с, которое, по истечении некоторого времени, развивается до волнения с периодом 4.2 с. Возникновение данного ветрового волнения и его развитие никак не связано с ветровым волнением открытой части Японского моря, а связано с воздействием ветра на водную поверхность бухты. Появление ветрового волнения указанного диапазона периодов связано с возникновением ветра в данном регионе определённого направления.

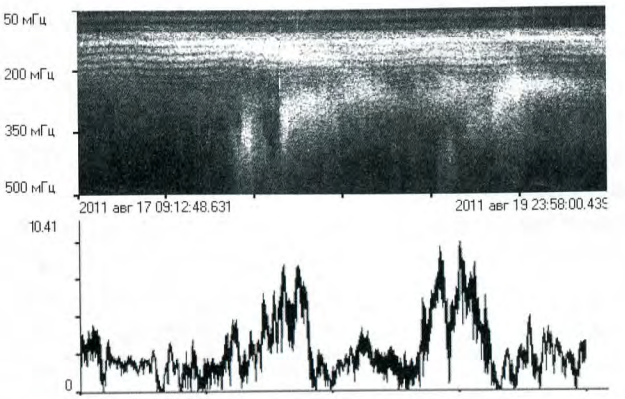


Рис. 14.12. Динамическая спектрограмма лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и график изменения скорости ветра.

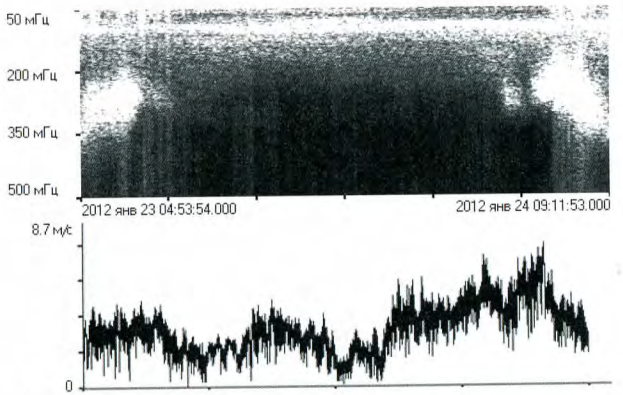


Рис. 14.13. Динамическая спектрограмма лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и график изменения скорости ветра.

Как видно из рис. 14.12 в его начальной части скорость ветра была небольшой, причём ветер был «северного» – «северо-восточно-

го» направления. При этом величина разгона была небольшой, что можно видеть из рис. 14.11. Затем скорость ветра увеличилась, а направление поменялось на «северо-западное» – «западное», при этом величина разгона значительно увеличилась. В процессе его усиления и с течением времени рос период указанного ветрового волнения, что было зарегистрировано лазерным измерителем вариаций давления гидросферы. Следующее усиление скорости ветра такого же направления привело к увеличению интенсивности и периода ветрового волнения (рис. 14.12). Принадлежность данного ветрового волнения к ветровому волнению, возникающему в бухте Витязь, подтверждается при анализе рис. 14.13. Ветровое волнение с периодом около 10.5 с является ветровым волнением открытой части Японского моря. А ветровое волнение с периодом, лежащим в диапазоне от 3.5 до 4 с, возникло в бухте Витязь. В начальной и конечной частях рис. 14.13 присутствует возмущение в указанном диапазоне частот, а в остальной части его нет. Присутствие данного возмущения и его отсутствие чётко коррелирует с отсутствием и присутствием ледяного покрова, который «пригонялся» или «выгонялся» из бухты ветром при смене его направления. В начальной части рисунка подул ветер «северо-западного» направления, который стал «пригонять» колотый лёд в бухту Витязь из бухты Троицы, затем ветер поменял своё направление на «северо-восточное», который стал «выгонять» лёд из бухты вдоль берега. Это привело к тому, что вода над прибором открылась и он стал регистрировать ветровое волнение, возникающее в бухте, период которого стал уменьшаться из-за изменения величины разгона «северо-восточного» ветра. Эти выводы подтверждены записью камеры видео мониторинга, осуществляющей панорамное наблюдение акватории, прилегающей к м. Шульца. При наличии льда, даже колотого, в бухте Витязь при ветре не наблюдались ветровые волны с периодами, лежащими в диапазоне от 2 до 4 с, что также указывает на то, что они генерируются в бухте Витязь.

Далее проанализируем данные диапазона ветрового волнения, полученные на двух пространственно разнесённых лазерно-интерференционных установках. Особое внимание уделим динамики ветровых волн открытой части Японского моря, заходящих в бухту Витязь. Проанализированный период охватывает временной интервал с 1 по 21 августа 2011 года. В данный временной интервал регистрировались ветровые волны с периодами от 5 до 8 с, которые вызваны ветром, действующим над Японским морем, и связаны с его параметрами (скорость, направление, время действия). По вышеприведённой методике обрабатывались синхронные участки данных лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, расположенных в бухте Витязь (см. рис. 14.11). Учитывая, что расстояние между двумя установками ветровая волна преодолевает за время не более 10 с, то можно утверждать, что на протяжении длины одной выборки длительностью 8192 с данные двух указанных установок синхронны. При анализе всех указанных данных вытекает нижеследующее: периоды и энергия ветровых волн уменьшаются при их движении от места расположения лазерного измерителя вариаций давления гидросферы до места расположения мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, т.е. при движении от точки моря с глубиной 11.8 м до точки моря с глубиной 4.5 м. На этих глубинах, и на глубинах от 11.8 до 4.5 м морская волна взаимодействует с дном, отдавая часть своей энергии верхнему слою земной коры. Данный процесс наблюдается не только при значительных амплитудах ветровых волн, но и при малых амплитудах ветровых волн (хотя в любом из этих случаев ветровые волны с каким-то приближением можно считать нелинейными). Процент изменения периодов ветрового волнения варьируется, так как в разные промежутки времени кроме ветрового волнения в анализируемом диапазоне частот присутствуют другие возмущения атмосферного и гидросферного происхождения, что влияет на точность определения основного периода ветрового волнения. Тем не менее, при распространении ветровых волн по исследуемому участку средний процент изменения периодов ветрового волнения в диапазоне 5-6 с составляет около 6%, а средний процент изменения периодов ветрового волнения в диапазоне 6-7 с составляет около 7%. Понятно, что данное изменение периодов ветрового волнения связано не только с длиной ветровой волны, но и с её амплитудой. В качестве характерного примера динамики ветровых волн при их движении по шельфу убывающей глубины рис. 14.14 приведены спектры синхронных участков записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, из которых видно, что основной максимум ветрового волнения с периодом 6.45 с трансформировался в максимум с периодом 6.00 с.

Таким образом, установлено, что по мере распространения по шельфу монотонно убывающей глубины ветровая волна при взаимодействии с дном теряет часть своей энергии (передаёт дну), что при-

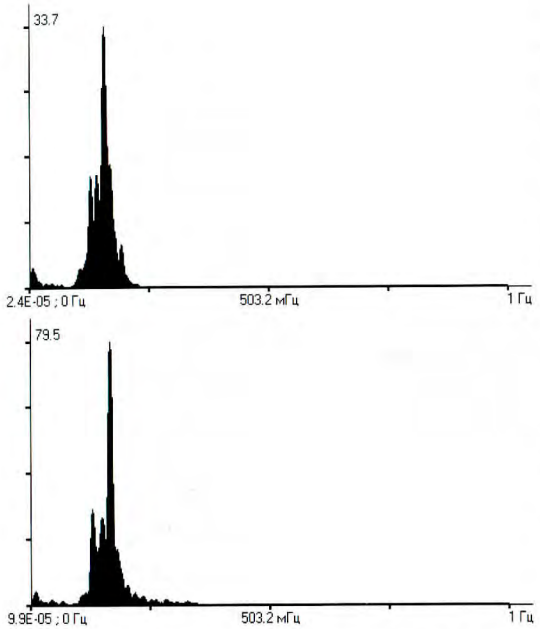


Рис. 14.14. Спектры синхронных участков записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

водит к трансформации её спектра и энергия в нём перераспределяется в более высокочастотную область. Величины данных изменений зависят не только от длин ветровых волн и степени уменьшения глубины, но и от их амплитуд.

Далее проанализируем результаты обработки полученных экспериментальных данных для этого случая подробнее. Учитывая малое расстояние между установками (96 м) и скорости распространения морских ветровых волн на мелкой воде (6-10 м/с) парные участки записей лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы брались с небольшим временным сдвигом (порядка 10 с) длиной примерно по 410 с (при частоте дискретизации 20 Гц), т.е. практически анализировались синхронные участки записей двух пространственно разнесённых установок. В таблице 14.5 приведены некоторые результаты обработки парных рядов лазерного измерителя вариаций давления гидросферы и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, практически совпадающих по времени, а также дополнительные расчётные данные для ветровых волн, распространяющихся по шельфу конечной (заданной) глубины.

Как видно из таблицы никаких особенных зависимостей между изменениями периодов ветровых волн и изменениями амплитуд ветровых волн не обнаружено, кроме одной: почти всегда уменьшение периода ветровых волн связано с уменьшением амплитуд ветровых волн. При этом можно отметить, что для периодов меньше 6.2

Таблица 14.5

№№	Период, с	Глубина моря, м	Длина волны, м	Скорость, м/с	Отн. давление на дне	Отн. амплитуда волны
1	4.90	11.8	36.26	7.4	414	0.160
	4.47	4.5	25.03	5.6	874	0.150
2	5.65	11.8	45.80	8.1	276	0.072
	5.15	4.5	30.40	5.9	440	0.065
3	5.50	11.8	44.00	8.0	285	0.079
	5.36	4.5	31.60	5.9	550	0.078
4	5.82	11.8	48.30	8.3	388	0.094
	5.58	4.5	33.50	6.0	640	0.088
5	6.17	11.8	52.40	8.5	561	0.120
	4.79	4.5	27.80	5.8	663	0.100
6	5.07	11.8	38.5	7.6	815	0.320
	4.71	4.5	26.85	5.7	1928	0.310
7	4.87	11.8	36.04	7.4	498	0.198
	4.58	4.5	26.11	5.7	1111	0.183
8	6.90	11.8	62.1	9.0	1449	0.261
	6.50	4.5	40.3	6.2	1798	0.226
9	6.4	11.8	55.68	8.7	2010	0.407
	6.2	4.5	37.82	6.1	2436	0.315
10	6.4	11.8	55.68	8.7	1865	0.278
	6.2	4.5	37.82	6.1	1996	0.258

с существует почти (в среднем) линейная связь между процентным изменением периодов ветровых волн и процентным изменением амплитуд ветровых волн. Для периодов больше 6.2 с наблюдается нелинейная связь – в процентном отношении изменение амплитуд ветровых волн существенно больше изменения периодов ветровых волн. Рассмотрим причины данных изменений. Расчёты будем проводить в соответствии с теорией, описанной в [Боуден, 1988]. Хотя там рассматриваются только линейные случаи, что не верно. Но, к сожалению, нелинейные уравнения, в которых учтены все силы, действующие на воду, никто не может решить. Поэтому будем пользоваться тем что есть и попытаемся описать возможную причину изменения периода и оценить количественно данное изменение. Кроме того, полученные оценки проверим на других натурных данных.

Давление P, которое оказывает на дно ветровая волна можно рассчитать по формуле [Боуден, 1988]:

$$P = \frac{g\rho a}{ch(kh)}, \qquad (14.45)$$

где: g – ускорение свободного падения, ρ – плотность воды, a – амплитуда волны, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, h – глубина моря. В таблице 14.5 в предпоследнем столбце приведены относительные давления, полученные на основе экспериментальных данных, по которым были рассчитаны относительные амплитуды ветровых волн на поверхности воды. Изменение периодов ветровых волн при движении их по наклонному шельфу может быть связано со средней величиной интегрального давления по всей трассе распространения волны (96 м). Ясно, что чем больше частички воды, движущиеся под действием ветровой волны у дна, давят на дно, тем большая часть энергии волны будет уходить в дно. Поэтому уносимая в дно энергия будет пропорциональна суммарному давлению, которое оказывает на дно морская ветровая волна на рассматриваемом участке. Проведём расчёты суммарного давления для пар волн, приведённых в таблице 14.5. Для каждого элемента пары это суммарное давление можно оценить по формуле:

$$P_{сум} = \int_{h_2}^{h_1} \frac{g\rho a}{ch(kh)} dh. \qquad (14.46)$$

Выражение (14.46) можно представить в таком виде:

$$P_{сум} = \frac{g\rho a\lambda}{\pi}\left(arctg\left(e^{\frac{2\pi h_1}{\lambda}} \right) - arctg\left(e^{\frac{2\pi h_2}{\lambda}} \right) \right). \qquad (14.47)$$

При $a = 1$ для морской ветровой волны с длиной волны, равной 48 м, имеем $P_{сум} = 44.34$ кПа, а для морской ветровой волны с длиной волны, равной 66 м, имеем $P_{сум} = 54.17$ кПа. Таким образом при непрерывном воздействии на дно моря суммарного давления, равного 7.39 кПа, в первом случае период волны изменяется (уменьшается) на 1%, а для второго случая при непрерывном воздействии на дно моря суммарного давления, равного 7.74 кПа период волны изменяется (уменьшается) на 1%. Т.е., с учётом возможных ошибок приближения, можно считать, что при непрерывном воздействии морской ветровой волны на дно любого периода при суммарном давлении, равном 7.56 кПа, её период изменяется (уменьшается) на 1%.

Ранее рассмотрены два случая динамики периода морской ветровой волны 2007 года, когда лазерный измеритель вариаций давления гидросферы стоял на глубине 27 м. В расчёт не бралось изменение периода ветровой волны при взаимодействии с дном. Для первого случая при изменении периода волны с 10.4 с до 6.9 с при временном промежутке между ними в 32.5 ч по дисперсионному уравнению (14.32) получено, что источник ветровых волн должен находиться на расстоянии 3791 км. Для второго случая при изменении периода волны с 9.4 с до 6.9 с при временном промежутке между ними в 16.4 ч по дисперсионному уравнению (14.32) получено, что источник ветровых волн должен находиться на расстоянии 2402 км. Т.е. в первом и втором случаях источники ветровых волн должны находиться за пределами Японского/Восточного моря, что невозможно, т.к. данное море является практически закрытым для ветровых волн открытой части Тихого океана.

С учётом нашего выражения (14.47) и полученных оценочных параметров изменения периодов ветровых волн за счёт трения частиц волны о дно моря оценим возможное изменение периодов указанных в предыдущем абзаце случаев при распространении волн от глубин $h = \lambda/2$ до $h = 27$ м. Будем считать, что: ветровая волна с периодом 10.4 с имеет длину волны (глубокое море) 169 м, ветровая волна с периодом 6.9 с имеет длину волны (глубокое море) 74 м, ветровая волна с периодом 9.4 с имеет длину волны (глубокое море) 138 м. Тогда суммарное давление, воздействующее на дно, при амплитуде волны, равной 1, для волны с периодом 10.4 с будет равно 184.6 кПа. При условии, что при воздействии суммарного давления на дно, равном 7.56 кПа, период волны уменьшится на 1% получаем, что при 184.6 кПа период волны должен уменьшится на 24%, т.е. первоначальный период волны, которая «входит» на шельф при глубине моря 169 м будет равна 13.7 с, а не 10.4 с. Для волны с периодом 6.9 м при таких же расчётах имеем, что при «вхождении» волны на шельф при глубине моря 74 м период её должен быть равен 7.1 с, а не 6.9 с. Аналогично, для волны с периодом 9.4 с имеем, что при «вхождении» ветровой волны на шельф при глубине моря 138 м её период должен быть не 9.4 с, а 11.2 с. Далее, в соответствии с (14.36) рассчитаем возможное расстояние до источника ветровых волн при новых, расчётных, значений периодов. Для динамики ветровых волн от периодов 13.7 с до 7.1 с в течение 32.5 ч этот источник должен находиться на расстоянии 2690 км от места регистрации (ранее было 3791 км). Для динамики ветровых волн от периодов 11.2 с до 7.1 с в течение 16.4 ч этот источник должен находиться на расстоянии 1787 км от места регистрации (ранее было 2402 км).

Теперь об особенностях применения формулы (14.47) для расчётов. Везде мы считали, что длина волны в точке регистрации будет

равна длине волны на «глубокой» воде. На самом деле это не совсем верно. Таким образом, в своих расчётах мы должны сделать поправку, что длина волны для точки регистрации (глубина моря 27 м) в выражении (14.47) будет меньше. Второе: в своих расчётах мы везде принимали амплитуду волны, равную 1. Это не совсем верно. Для волн с период 13.7 с и 7.1 с они будут различны в точке регистрации, если даже считать, что они вышли из зоны действия барической депрессии с равными амплитудами. При своём распространении даже по «глубокому» морю, амплитуда волны с периодом 13.7 с из-за диссипативных эффектов уменьшится меньше, чем амплитуда волны с периодом 7.1 с. К сожалению, мы не можем рассчитать по имеющимся теоретическим формулам длины волн при глубине моря 27 м, так как все они получены при грубом линейном приближении и при условии, что период волны никогда не меняется, что совершенно не верно. Единственная надежда на проведение крупномасштабного комплексного эксперимента по регистрации пространственно-временной динамики параметров ветровых волн от мест их возникновения до мест разрушения. Кроме того, учитывая то, что дисперсионное уравнение (14.36) получено в условиях линейного приближения, без учёта слагаемых более высоких порядков и, тем более, без учёта влияния множества сил, кроме гравитационной, можно констатировать, что оно верно только с каким-то, грубым, приближением. Величину этого приближения мы можем получить только при анализе экспериментальных данных, которых, к сожалению, до сих пор в мире никто не получил. Учитывая сказанное, мы по вышеуказанным формулам не можем оценить, как же меняется период ветровых волн со временем в точке регистрации. Эти оценки мы постараемся получить при дальнейшем анализе полученных экспериментальных данных.

Список литературы

1. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод. М.: Мир, 1988. 326 с.
2. Титов Л.Ф. Ветровые волны. Л.: Гидрометеоиздат, 1969. 294 с.
3. Монахов Ф.И. Низкочастотный сейсмический шум Земли. М.: Наука, 1977. 95 с.

ГЛАВА 15 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГЕОСФЕР В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ

В главе основное внимание уделим вопросам возникновения и развития геосферных процессов инфразвукового диапазона. При рассмотрении различных геосферных процессов будет указано на сложность интерпретации полученных результатов при выполнении экспериментальных исследований только в одной из геосфер. Показано, что для адекватной интерпретации полученных экспериментальных данных необходимо проводить комплексные эксперименты по одновременному измерению вариаций основных параметров граничащих геосфер.

15.1. МОРСКИЕ ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ И АТМОСФЕРНЫЕ ДЕПРЕССИИ.

При проведении комплексных экспериментальных исследований по синхронной регистрации деформаций земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений установлено, что основным механизмом генерации морских внутренних волн являются атмосферные возмущения, характер изменения которых полностью идентичен вариациям гидросферного давления в шельфовой зоне Японского моря.

До настоящего времени основным инструментом регистрации морских внутренних волн были одиночные или групповые термогирлянды, размещающиеся в различных точках шельфа, с помощью которых определяется вертикальная термоструктура водных масс исследуемого региона. Практически любое пространственно-временное изменение термоструктуры связывается с разномасштабными гидросферными процессами. Так возникновение на шельфе Японского моря почти периодических или квазипериодических волновых пакетов с

периодами, лежащими в диапазоне 5-20 мин, почти всегда приписывают внутренним морским волнам, происхождение которых связывают, в основном, с морскими приливными процессами, хотя известно, что атмосферные процессы играют в механизме возникновения морских внутренних волн не последнюю роль. При постановке нескольких термогирлянд полученные экспериментальные данные используют для изучения дисперсионных и нелинейных свойств волновых пакетов, а также для определения направления и величины их скорости перемещения. Понятно, что при интерпретации экспериментальных данных, полученных только с помощью гидрофизических приёмных систем, установленных в воде, невозможно точно определить первоисточник возникновения данных пакетов внутренних морских волн. На основе полученных экспериментальных данных проводятся различные модельно-теоретические исследования, которые могут приводить к ошибочным выводам, так как основываются только на том, что генератором морских внутренних волн являются гидросферные, а не атмосферные, и тем более, не литосферные процессы.

В 2012 г. группой учёных ТОИ ДВО РАН под руководством д.ф.-м.н. И.О. Ярощука, которому я привожу искреннюю благодарность за предоставленные материалы, проводился эксперимент по изучению динамических особенностей термоструктуры шельфовой области Японского моря с помощью термогирлянд, в результате чего был обнаружен волновой пакет, который был приписан к короткопериодным внутренним волнам данной области моря (см. рис. 15.1). При первом объяснении происхождение рассматриваемого пакета внутренних волн связывалось с гидросферными, а не атмосферными процессам, и на этом строились все дальнейшие предположения. В это же время независимо от выполнения указанных экспериментальных работ на м. Шульца Японского моря проводились экспериментальные работы по регистрации вариаций деформаций земной коры 52.5-метровым лазерным деформографом и колебаний атмосферного давления лазерным нанобарографом, входящим в состав лазерно-интерференционного комплекса. При анализе полученных с помощью лазерного нанобарографа экспериментальных данных был обнаружен цуг волн схожий с цугом волн, зарегистрированный термогирляндой. На рис. 15.1 приведена запись термогирлянды, отфильтрованные полосовым фильтром в диапазоне короткопериодных морских внутренних волн записи лазерного нанобарографа и лазерного деформографа двухкоординатного типа в период наблюдения. Спектральный анализ полученных записей указывает не только на их внешнюю схожесть, но и на идентичность их периодов, который равен около 9 мин. Таким образом, можно утверждать, что происхождение колебаний, зарегистрированных термогирляндой, вызвано соответствующими атмосферными возмущениями, а не гидросферными процессами. Запаздывание зарегистрированных на нанобарографе возмущений по сравнению с данными, зарегистрированными термогирляндами, составляет около 10 мин. Учитывая расстояние от места постановки термогирлянд до лазерного нанобарографа (см. рис. 15.2) можно вычислить вероятную максимальную скорость фронта распространения атмосферного возмущения по прямой от термогирлянд до лазерного нанобарографа, которая равна 7.97 м/с (4780 м: 600 с).

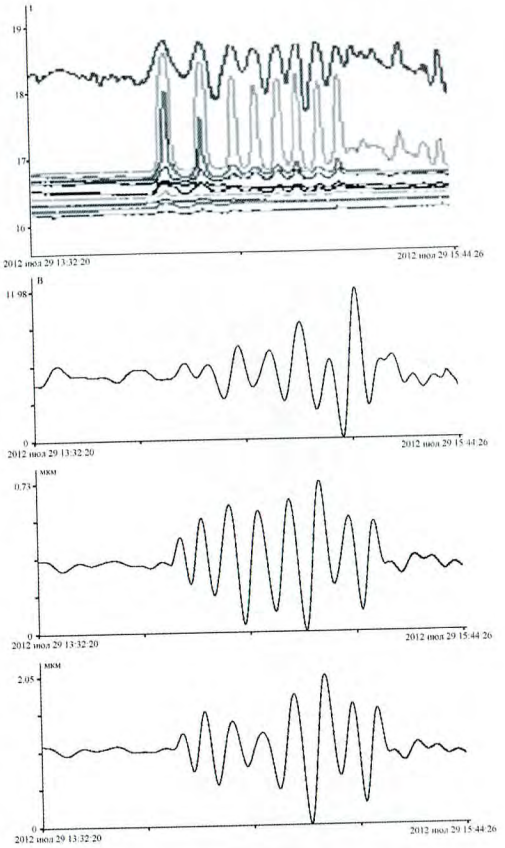


Рис. 15.1. Синхронные записи термогирлянд, лазерного нанобарографа и лазерных деформографов «запад-восток» и «север-юг».

С целью изучения закономерностей генерации морских внутренних волн атмосферными процессами были обработаны экспериментальные данные по вариациям деформаций верхнего слоя земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений, полученных в 2007 году с помощью береговых лазерных деформографов, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, установленного на шельфе на глубине 27 м южнее м. Шульца. Лазерный нанобарограф установлен в лабораторном помещении на удалении около 50 м от 52.5-метрового лазерного



Рис. 15.2. Карта расположения термогирлянд.

деформографа и на расстоянии 370 м от лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. Экспериментальные исследования проводились непрерывно в течение четырёх месяцев (начиная с 31 мая), а затем были прерваны из-за поломки лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. Основное внимание при анализе полученных экспериментальных данных было уделено частотному диапазону так называемых короткопериодных внутренних волн, соответствующих периодам от 5 до 20 мин.

В основном длительность цугов вариаций атмосферного давления (а также синхронных вариаций гидросферного давления и вариаций деформаций верхнего слоя земной коры) составляет 1.5-2 ч. Хотя в отдельные периоды времени подобные возмущения наблюдаются на протяжении суток и более. К таким интересным возмущениям относятся возмущения, зарегистрированные в июне 2007 г. При этом обнаруженные возмущения почти всегда наблюдаются на синхронных записях 52.5-метрового лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. Пример подобных возмущений, зарегистрированных лазерным нанобарографом и лазерным измерителем вариаций давления гидросфе-

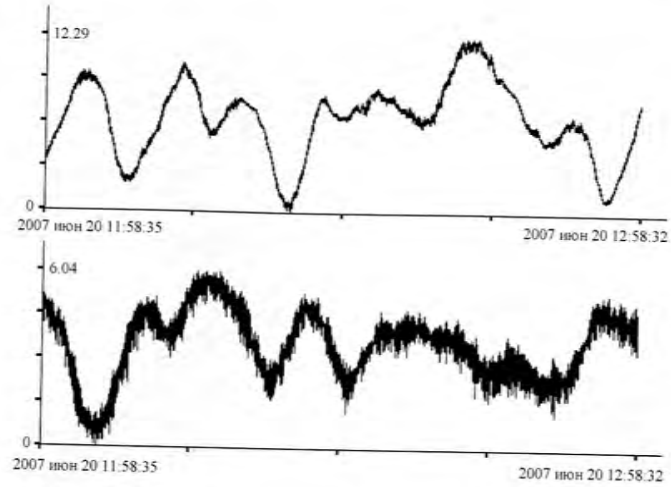


Рис. 15.3. Синхронные данные лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

ры, приведён на рис. 15.3. Мы не рассматриваем данные лазерного деформографа, так как их обсуждение является предметом другой статьи. Наблюдаемые на рис. 15.3 колебания имеют период около 8.5 мин. Как видно из рис. 15.3 вариации атмосферного давления запаздывают по сравнению с вариациями гидросферного давления на величину около 2 мин. Учитывая то, что по прямой место расположения лазерного измерителя вариаций давления гидросферы находится на удавлении около 370 м от места расположения лазерного нанобарографа, можно определить вероятную максимальную скорость распространения фронта атмосферной депрессии, которая равна 3.1 м/с (370 м: 120 с).

В результате анализа многочисленных экспериментальных данных рассматриваемого диапазона периодов было установлено следующее: 1) появление колебаний гидросферного давления в рассматриваемом диапазоне периодов, зарегистрированных лазерным измерителем вариаций давления гидросферы, практически всегда сопровождается колебаниями атмосферного давления; 2) резкие изменения атмосферного давления сопровождаются резкими изменениями гидросферного давления при этом никогда не наблюдается в записях лазерного измерителя вариаций давления гидросферы возбуждение колебаний диапазона короткопериодных внутренних волн; 3) синхронно с вариациями атмосферного давления наблюдаются ва-

риации деформаций верхнего слоя земной коры; 4) в редких случаях вариации гидросферного давления и деформации верхнего слоя земной коры рассматриваемого частотного диапазона не сопровождаются соответствующими колебаниями атмосферного давления.

15.2. О ПРИРОДЕ «ИНФРАГРАВИТАЦИОННОГО ШУМА ЗЕМЛИ»

Результаты комплексных экспериментальных исследований показали, что происхождение колебаний и волн диапазона «Инфрагравитационный шум Земли» (от 20 с до 10-12 мин) может быть связано с процессами, происходящими во всех трёх геосферах.

Хорошо известно [Hasselmann, 1963], что стоячие и прогрессивные морские ветровые волны возбуждают микросейсмы первого и второго рода, соответственно, при их взаимодействии с дном. Периоды микросейсм первого и второго рода зависят от периодов морских ветровых волн, которые связаны со скоростью и временем действия ветра, площадью и глубиной водной акватории. Периоды микросейсм лежат в диапазоне от 2 до 20 с. Левее данного диапазона частот, на периодах свыше 20 с, в спектрах вариаций деформаций земной коры наблюдаются спектральные составляющие значительной амплитуды [Suda et. al., 1998], происхождение которых связывали с пульсациями атмосферного давления [Kobayashi, Nishida, 1998; Алексеев и др., 2003] или с океанскими волнами [Rhie, Romanowicz, 2004; Webb Spahr, 2007]. Экспериментальные исследования, выполненные с применением берегового лазерного деформографа, указывали на то, что регистрируемые им упругие колебания земной коры с периодами больше 20 с вызваны инфрагравитационными морскими волнами данной области Японского моря [Долгих и др., 2003]. Проведённые теоретические исследования [Webb Spahr, 2007] показали правомочность предположения о том, что низкочастотные колебания Земли в диапазоне периодов от 20 с до 8-10 мин могут быть вызваны инфрагравитационными морскими волнами, а не вариациями атмосферного давления. Там же эти возмущения были названы инфрагравитационным «шумом» Земли. Для определения их первоисточника необходимо привлечение большого объёма экспериментальных данных,

полученных при одновременной регистрации вариаций деформаций земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений в рассматриваемом диапазоне периодов.

В течение нескольких лет на сейсмоакустико-гидрофизическом полигоне «м. Шульца» (Японское море, координаты 42.5810°N, 131.1564°E) проведены экспериментальные исследования, целью которых было изучение физики возникновения «Инфрагравитационного шума Земли» в диапазоне периодов от 20 с до 8-10 мин. Данные исследования проводились с применением лазерных деформографов [Долгих и др., 1998], лазерных нанобарографов [Долгих и др., 2004], лазерных измерителей вариаций давления гидросферы [Dolgikh et. al., 2003] или лазерных гидрофонов [Долгих и др., 2007]. Приборы установлены на м. Шульца и на шельфе Японского моря. Лазерный деформограф имеет следующие характеристики: длина рабочего плеча – 52.5 м, долговременная стабильность частоты гелий-неонового лазера - 10^{-11}, точность измерения смещения на базе прибора – 0.1 нм, рабочий диапазон частот – от 0 (условно) до 1000 Гц. Лазерный нанобарограф обладает следующими характеристиками: равноплечий интерферометр Майкельсона с длиной плеча 0.2 м, точность измерения вариаций атмосферного давления – 50 мкПа, рабочий диапазон частот – от 0 (условно) до 1000 Гц. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы и лазерный гидрофон обладают следующими характеристиками: точность измерения вариаций гидросферного давления – 1 мПа, рабочий диапазон частот – от 0 (условно) до 1000 Гц.

Измерения на трёх установках, регистрирующих вариации деформации земной коры и колебания атмосферного и гидросферного давлений, проводились синхронно в течение длительного времени. Информация с них записывалась на жёсткий диск рабочего компьютера, с которого затем перезаписывалась на другие носители с последующей организацией базы данных. В дальнейшем выполнялась обработка полученных экспериментальных данных с применением современных методов спектрального анализа. Всего было проанализировано свыше 200 многосуточных участков синхронных записей лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы (лазерного гидрофона). Выбор данных установок связан с необходимостью одновременного измерения вариаций деформаций земной коры, колебаний атмосферного и гидросферного давлений с фоновой точностью в широком диапазоне частот для определения первоисточника выделенных возмущений в

одной из трёх геосфер. На сегодняшний день по техническим характеристикам данные установки являются наиболее подходящими. При проведении синхронных измерений только в одной или в двух геосферах определить первоисточник невозможно.

Для дополнительного объяснения полученных материалов исследуемого диапазона частот были привлечены данные, полученные с помощью 50-метрового лазерного деформографа, установленного на глубине 300 м в подземном руднике ОАО «Приаргунского производственного горно-химического объединения» (координаты 50.016°N, 117.8585°E) [Долгих и др., 2013], а также данные, полученные на 8-метровом лазерном деформографе, установленном на непродолжительное время в поверхностном варианте на юге Тайваня в месте с координатами 22.2819°N, 120.2095°E.

При рассмотрении колебаний указанного диапазона периодов мы пропустим колебания, возбуждаемые землетрясениями, перио-

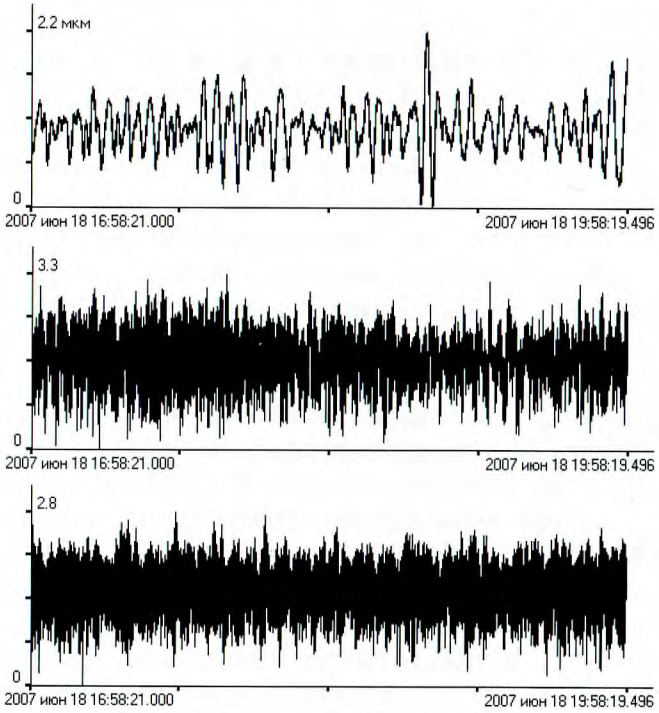


Рис. 15.4. Синхронные записи лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы (сверху вниз).

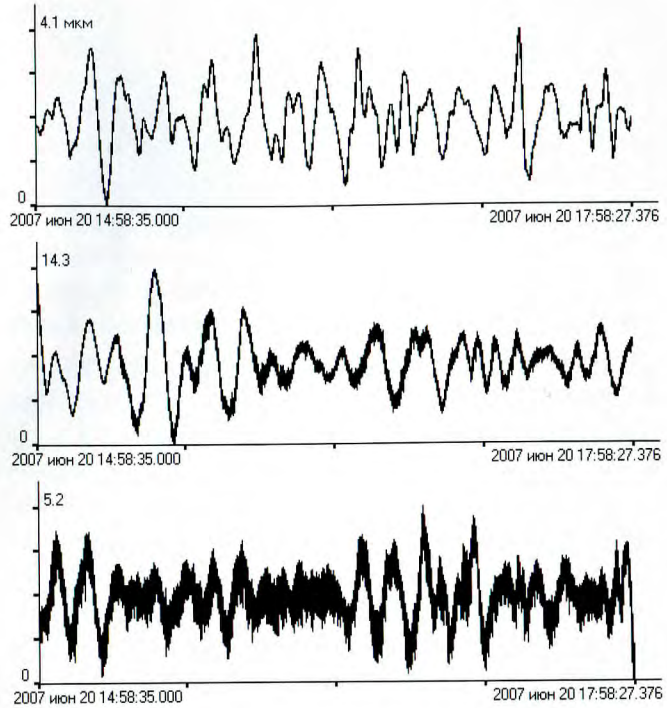


Рис. 15.5. Синхронные записи лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы (сверху вниз).

ды большинства которых находятся в диапазоне от десяти секунд до нескольких десятков секунд. Основное внимание уделим диапазону периодов от 1 до 15 мин. При анализе многомесячных синхронных данных 52.5-метрового лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы (лазерного гидрофона) установлено, что: 1) выделенные колебания диапазона периодов 1-4 мин редко наблюдаются в записях лазерного нанобарографа и лазерного измерителя вариаций давления гидросферы (лазерного гидрофона), а наблюдается очень часто в записях лазерного деформографа, при этом основной период колебаний равен 3-4 мин (см. рис. 15.4); 2) возбуждение колебаний диапазона периодов 7-13 мин, особенно колебаний диапазона периодов 8-12 мин, связано, в основном, с атмосферными процессами соответствующих периодов. Например, на рис. 15.5 приведены участки синхронных записей лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерного

измерителя вариаций давления гидросферы, на которых выделяются колебания с периодом около 8.5 мин. Ясно, что при наблюдении синхронных колебаний инфразвукового диапазона одновременно в трёх геосферах (атмосфера, гидросфера, литосфера), первоисточник находится в геосфере, обладающей наименьшим импедансом, т.е. в атмосфере. При проведении измерений только в гидросфере можно было бы источник колебаний наблюдаемых периодов 8-12 мин приписывать не атмосфере, а гидросфере, что зачастую и происходит. Так при выделении цугов волн диапазона периодов 5-15 мин из записей термогирлянд, установленных на шельфе залива Посьета Японского моря, их приписывают короткопериодным морским волнам, что является не совсем верным, так как не анализируются параллельные процессы, происходящие в атмосфере. Например, в работе [Долгих и др., 2015а] было установлено, что цуг волн с периодом около 9 мин, который ранее был приписан короткопериодным внутренним волнам, на самом деле был вызван вариациями атмосферного давления соответствующего периода, зарегистрированными лазерным нанобарографом. Определение первоисточника подобных колебаний и волн позволяет изучать физику возникновения различных процессов геосфер, в том числе происхождение так называемых осадочных шельфовых волн [Долгих и др., 2015б].

Таким образом, можно утверждать, что первоисточник колебаний в диапазоне периодов 1-4 мин, регистрируемых лазерным деформографом, установленным на м. Шульца, относится к земной коре. Это было подтверждено при обработке экспериментальных данных лазерного деформографа, установленного в подземном руднике ОАО «Приаргунского производственного горно-химического объединения». В спектрах записей данного лазерного деформографа выделены мощные спектральные составляющие на периодах около 3 и 2 мин, присутствующие практически во всех записях. Из записей лазерного деформографа, установленного на Тайване, выделены колебания с периодами около 3 мин. Мы предполагаем, что колебания с периодом около 3 мин, присутствующие в записях трёх пространственно разнесённых лазерных деформографах, связаны с изгибными колебаниями земной коры.

Кроме вышеуказанных колебаний с периодом 3 мин из двухнедельной записи тайваньского лазерного деформографа выделены два интересных участка, на которых присутствуют мощные спектральные составляющие, периоды которых быстро меняются. Так на рис.

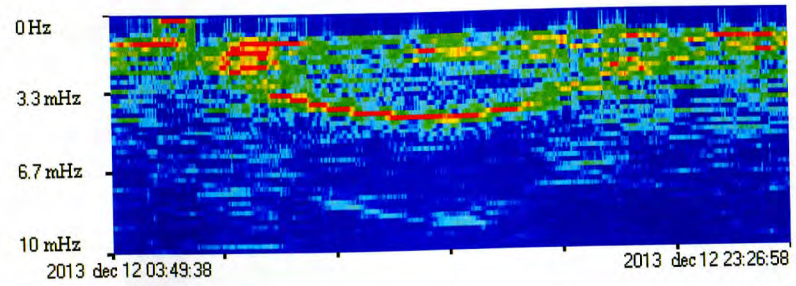


Рис. 15.6. Динамическая спектрограмма записи тайваньского лазерного деформографа.

15.6 приведена динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа длительностью около 14 ч, на которой прослеживается постепенное, монотонное изменение мощных колебаний от периодов 7-8 до 3.5 мин, а затем увеличение периодов выделенных колебаний от 3.5 до 7-8 мин. Такое быстрое изменение периодов от больший к меньшим, а затем от меньших к большим не может быть объяснено ни литосферными, ни гидросферными процессами, а может быть связано только с атмосферными процессами. По характеру изменения периодов их можно было бы приписать атмосферным инфрагравитационным волнам, но почти зеркальное изменение периодов от больших к меньшим, а затем от меньших к большим, ставит и это объяснение под сомнение.

15.3. НАГРУЖАЮЩЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ВАРИАЦИЙ УРОВНЯ МОРЯ НА ЗЕМНУЮ КОРУ

При проведении различных экспериментальных исследований в одной из геосфер зоны перехода системы «атмосфера-гидросфера-литосфера» необходимо учитывать, что мы можем ошибочно интерпретировать полученные результаты, не зная о протекании аналогичных процессах в соседних геосферах. Если о характере влияния атмосферных процессов на гидросферные вроде бы всё понятно, то о нагружающем воздействии гидросферных процессов на уровень деформаций земной коры ничего не понятно, так как мы не знаем строение земной коры, не знаем особенностей воздействия гидросферных процессов на земную кору. Мы, конечно, знаем о том, что ветровые морские

волны при взаимодействии с дном генерируют в земной коре микросейсмы соответствующих периодов, на что указано ещё в первых работах Хассельмана [Hasselmann, 1963.]. Проведённые наши экспериментальные исследования содержат информацию об уровне воздействия морских приливов, поверхностных и внутренних морских волн, инфраграви тационных морских волн и собственных колебаний акваторий на земную кору зоны расположения лазерных деформографов (м. Шульца, Японское море, Приморский край) [Долгих и др., 2000; Долгих, Мукомел, 2004; Давыдов и др., 1994; Долгих, Овчаренко, 2008; Алексеев и др., 2003; Долгих и др., 2011]. До сих пор мы не имели данных о воздействии более низкочастотных гидросферных процессов на вариации уровня деформаций земной коры, что крайне необходимо при разделении вклада гидросферных и атмосферных процессов в вариации уровня деформаций земной коры, оценке влияния гидросферных процессов на процессы подготовки и развития землетрясений.

В начале сентября 2014 года по южной части Приморского края (зона расположения лазерных деформографов) прошёл циклон, что привело к изменению уровня моря. В анализируемый период измерений вариаций уровня деформаций земной коры с помощью лазерных деформографов, расположенных на м. Шульца, уровень моря у м. Шульца увеличился, а затем через некоторое время уменьшился. Данные по изменению уровня моря нами были взяты из сайта Российской службы предупреждения о цунами (rfws.ru). На рис. 15.7 приведена карта расположения уровнемера и лазерных деформографов. Конечно изменение уровня моря в точке расположения уровнемера

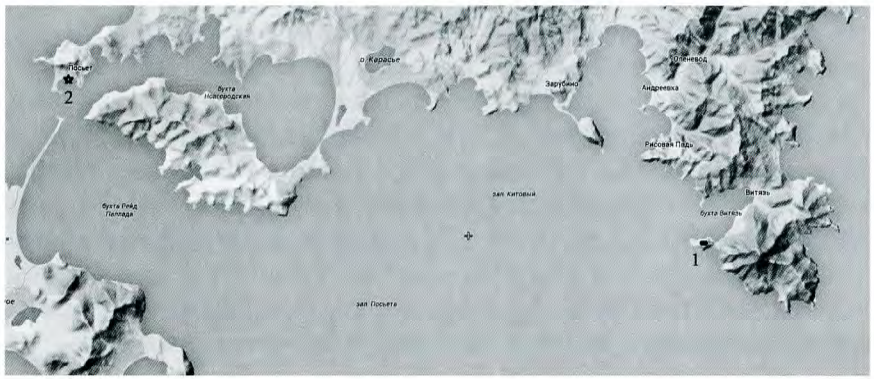


Рис. 15.7. Карта расположения уровнемера (2) и лазерных деформографов (1).

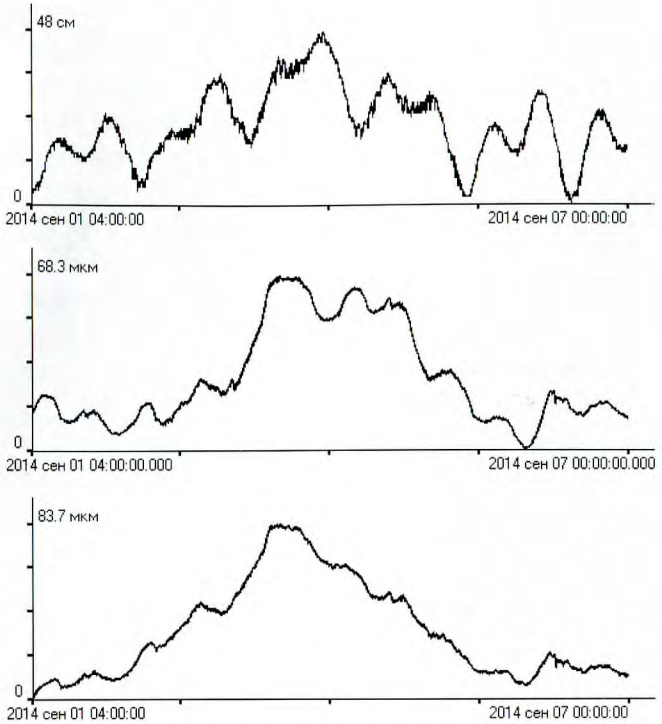


Рис. 15.8. Синхронные записи уровнемера, 17.5-метрового лазерного деформографа «запад-восток» и 52.5-метрового лазерного деформографа «север-юг» (сверху вниз).

(точка 2 рис. 15.7) может отличаться как по фазе, так и по амплитуде от изменения уровня моря у м. Шульца, в ближайшей точке расположения 52.5-метрового лазерного деформографа неравноплечего типа «север-юг» и 17.5-метрового лазерного деформографа неравноплечего типа «запад-восток». Тем не менее, общий характер изменения, величину этого изменения и влияние изменения уровня моря на деформации верхнего слоя земной коры м. Шульца мы можем приблизительно оценить при анализе синхронных данных уровнемера и лазерных деформографов.

На рис.15.8 приведены синхронные записи уровнемера, 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерных деформографов.

Конечно изменение уровня моря по рис.15.8 вследствие действия циклона оценить очень сложно, так как в данных уровнемера ещё присутствуют приливные колебания, амплитуды которых носят

не регулярный характер. Тем не менее, судя по рис.15.8 мы можем приблизительно принять изменение уровня моря вследствие действия циклона порядка 24-28 см. Это изменение уровня моря привело к изменению длины рабочего плеча лазерного деформографа с длиной плеча 52.5-метра приблизительно 60 мкм (т.е. деформация составила $\varepsilon = 60\ мкм / 52.5\ м = 1.14 \times 10^{-6}$), а лазерного деформографа с длиной плеча приблизительно на 35 мкм (т.е. деформация составила величину $\varepsilon = 35\ мкм / 17.5\ м = 2.0 \times 10^{-6}$). Величины данных деформаций сравнимы с величиной деформации, вызванной действием приливообразующих сил. Рабочее плечо лазерного деформографа «запад-восток» ориентировано вдоль м. Шульца, а лазерного деформографа «север-юг» - поперёк м. Шульца. На указанных деформографах не только величины деформаций, вызванных нагружающим действием нагона, немного различаются, но различается и характер поведения деформаций. Если кривая деформации 17.5-метрового лазерного деформографа имеет наклонное плато, которое хорошо коррелирует с нагонным платом, то кривая деформации 52.5-метрового лазерного деформографа в начальной фазе прослеживает увеличение нагона, то в середине и в конечной фазах – нет. Данное различное поведение может быть связано как с различным строением верхнего слоя земной коры зон расположения лазерных деформографов, так и с различным нагружающим воздействием нагона на деформации, ориентированные по и поперёк м. Шульца.

Интересный случай нагружающего воздействия гидросферных процессов на уровень деформаций земной коры был зарегистрирован 52.5-метровым лазерным деформографом в 2011 году после цунамигенного землетрясения, оказавшего существенное влияние на регион Тохоку (Япония). Землетрясение магнитудой от 9.0 до 9.1 произошло 11 марта 2011 года в 14:46 по местному времени (8:46 по московскому времени). Эпицентр землетрясения был определён в точке с координатами 38.322° с. ш., 142.369° в. д. восточнее острова Хонсю, в 130 км к востоку от города Сендай и в 373 км к северо-востоку от Токио. Гипоцентр наиболее разрушительного подземного толчка (произошедшего в 05:46:23 UTC) находился на глубине 32 км ниже уровня моря в Тихом океане. Первоначальный подсчёт показал, что волнам цунами потребовалось от 10 до 30 мин, чтобы достичь первых пострадавших областей Японии. Через 69 мин (в 15:55 JST) после землетрясения цунами затопило аэропорт Сендай. Примерно через 10 ч 24 мин аномальное изменение уровня воды, обусловленное действием цунами,

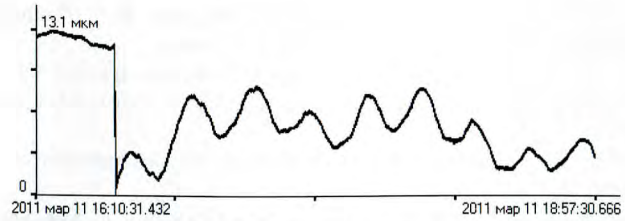


Рис. 15.9. Запись 52.5-метрового лазерного деформографа.

достигло зону расположения 52.5-метрового лазерного деформографа (м. Шульца), что вызвало не только резкое изменение деформации базы лазерного деформографа (см. рис. 15.9), но и возбудило собственные колебания ближайшей к м. Шульца бухты Витязь с основным периодом около 17 мин (см. рис. 15.9). При этом деформация на базе лазерного деформографа, вызванная резким изменением уровня воды, составила e = 13.1 мкм/52.5 м = 0.25×10^{-6}, а вариации деформации, обусловленные нагружающим воздействием собственных колебаний бухты Витязь на земную кору зоны расположения лазерного деформографа составили величину около $\varepsilon = 5\ мкм / 52.5\ м = 0.1 \times 10^{-6}$.

Литература к главе 15

1. Hasselmann, K. // Rev. Geophys. 1963. V. 1. P. 177–209.
2. Suda, N. Kazunari, K. & Fukao, Y. // Science. 1998. V. 279. P. 2089–2091.
3. Nishida, K., Kobayashi, N. & Fucao, Y.R. // Science. 2000. V. 287. P. 2244–2246.
4. Kobayashi, N. & Nishida, K. // Nature. 1998. V. 395. P. 357–360.
5. Алексеев А.В., Долгих Г.И., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Швец В.А., Яковенко С.В., Холодкевич Е.Д. // ДАН. 2003. Т. 389. № 2. С. 244–246.
6. Rhie, J. & Romanowicz, B. // Nature. 2004. V. 431. P. 552–556.
7. Webb Spahr C. // Nature. 2007. V. 445. P. 754–756.
8. Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. // Физика Земли. 1998. № 11. С. 76–81.
9. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. // Физика Земли. 2004. № 8. С. 82–90.
10. Dolgikh Grigory I. , Dolgikh Stanislav G. , Kovalyov Sergey N., Chupin Vladimir A., Shvets Vyacheslav A. and Yakovenko Sergey V. // Journal of Marine Science and Technology. 2009. V. 14. No. 4. P. 480–488.
11. Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 1. С. 159–160.
12. Долгих Г.И., Рассказов И.Ю., Луговой В.А., Аникин П.А., Цой Д.И., Швец В.А., Яковенко С.В. // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 5. С. 138–139.

13. Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Овчаренко В.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. // ДАН. 2015а. Т. 462. №5. С. 601-604.

14. Долгих Г.И., Новотрясов В.В., Самченко А.Н., Ярощук И.О. Об одном механизме образования осадочных волн на шельфе Японского моря // ДАН. 2015б. Т. 465. № 5. С. 593-597.

15. Долгих Г.И., Новотрясов В.В., Карнаухов А.И. // Океанология. 2000. Т.40, № 6. С.942-946.

16. Долгих Г.И., Мукомел Д.В. // ДАН. 2004. Т.394, № 4. С. 544–547.

17. Давыдов А.В., Долгих Г.И., Ильичев В.И. // ДАН. 1994. Т.336. №4. С.538-541.

18. Долгих Г.И., Овчаренко В.В. // ДАН. 2008. Т.422. №2. С.250-253.

19. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Смирнов С.В., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. // ДАН. 2011. Т. 441. №1. С.98-102.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 6
Глава 1. ***Оптические квантовые генераторы*** 8
1.1. Классификация ОКГ 8
1.1.1. Лазеры на твёрдом теле 8
1.1.2. Жидкостные лазеры 13
1.1.3. Газовые лазеры 14
Глава 2. ***ОКГ на атомах нейтральных газов*** 17
2.1. Принцип действия He-Ne ОКГ 17
2.2. He-Ne ОКГ на 0.63 мкм 23
2.3. He-Ne ОКГ на других длинах волн 25
2.4. Колебания и волны в he-ne ОКГ 27
2.4.1. Реактивные колебания 27
2.4.2. Локальные колебания 28
2.4.3. Страты (волны ионизации) 30
Глава 3. ***Геометрия активного элемента*** 32
3.1. Общие соображения 32
3.2. Поперечные сечения активного элемента 33
3.3. Продольные сечения активного элемента 41
3.4. О температурных измерениях 47
Глава 4. ***Ионные газоразрядные ОКГ*** 51
4.1. ОКГ на ионах инертных газов 52
4.2. ОКГ на парах металлов 57
4.3. ОКГ на парах меди 60
Глава 5. ***Молекулярные ОКГ*** 64
5.1. Лазер на двуокиси углерода 64
5.2. Лазер на окиси углерода 68
5.3. Волноводные лазеры 69
Глава 6. ***Стабилизация частоты излучения ОКГ*** 73
6.1. Принцип стабилизации частоты излучения ОКГ 73
6.2. Промышленные стабилизированные he-ne ОКГ 75
6.3. HE-NE ОКГ, стабилизированные по поглощению в йоде . 77
Глава 7. ***Стабилизация мощности излучения ОКГ*** 86
7.1. Пассивная стабилизация параметров излучения 86
7.2. Стабилизация мощности излучения ОКГ управлением тока разряда 89
7.3. Стабилизация мощности излучения ОКГ управлением параметрами излучателя 91

7.4. Стабилизация мощности излучения ОКГ внешними регулирующими элементами ... 93
7.5. Роль светоделительной пластины в ССМ ... 98
7.6. Роль фотоприемника в ССМ ... 107
7.7. Комплексная ССМ ... 112
Глава 8. ***Локаторы на ОКГ*** ... 116
8.1. Лазерные локаторы ... 116
8.2. Распространение света в воде ... 121
8.2.1. Показатель преломления воды ... 122
8.2.2. Характеристики оптических свойств мутной среды 123
8.2.3. Показатель рассеяния ... 125
8.2.4. Индикатрисы рассеяния ... 126
8.2.5. Показатель поглощения ... 127
8.2.6. Показатель ослабления и вероятность выживания фотона. Прозрачность по белому диску ... 128
8.3. Лазерные гидролокаторы ... 129
Глава 9. ***Лидары*** ... 137
9.1. Принципы дистанционного лазерного зондирования ... 137
9.2. Лидар дифференциального поглощения и рассеяния ... 146
9.3. Лидар комбинационного рассеяния света ... 148
9.4. Флуоресцентный лидар ... 150
9.5. Новые разработки лидаров ... 152
Глава 10. ***Интерферометр Майкельсона. Лазерные измерители деформаций*** ... 162
10.1. Интерферометр Майкельсона ... 162
10.2. Лазерные измерители деформаций ... 166
10.3. Методы измерения разности хода в интерферометрах ... 170
10.4. Лазерный деформограф маятникового типа ... 184
10.4.1. Лазерный деформограф классического типа ... 185
10.4.2. Лазерный деформограф маятникового типа ... 188
10.5. Донный лазерный деформограф ... 193
Глава 11. ***Лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы, лазерные гидрофоны*** ... 196
11.1. Лазерный нанобарограф ... 197
11.2. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы ... 206
11.3. Лазерный гидрофон ... 211
11.4. Погрешности измерений ... 226
11.5. Калибовка ... 234
11.6. Испытания лазерного гидрофона и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы ... 238
11.7. Лазерно-интерференционные приёмники градиента давления ... 243

Глава 12. ***Комплексный пространственно разнесенный полигон*** ... 247
12.1. Основные установки опорных точек полигона ... 247
12.2. Полигон «м. Щульца» ... 250
12.3. Полигон «г. Краснокаменск» ... 252
12.4. Полигон «м. Свободный» ... 259
12.5. Полигон «с. Горнотаёжное» ... 261
Глава 13. ***Закономерности трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно»*** ... 264
13.1. Регистрация сейсмоакустических сигналов надводного судна ... 264
13.1.1. Описание эксперимента ... 266
13.1.2. Обработка и анализ полученных данных ... 269
13.2. Применение лазерных деформографов для диагностики морского дна ... 279
13.3. Развитие технологии диагностики морского дна с помощью низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов ... 286
13.4. Особенности трансформации излучённых гидроакустических сигналов на шельфе убывающей глубины 293
Глава 14. ***Динамика и трансформация морских ветровых волн*** ... 302
14.1. Классические представления об основных параметрах морских ветровых волн ... 302
14.1.1. Основные уравнения ... 303
14.1.2. Прогрессивные волны бесконечно малой амплитуды 305
14.1.2.1. Волны на глубокой воде ... 306
14.1.2.2. Волны на воде конечной глубины ... 308
14.2. Динамика ветровых волн ... 310
14.2.1. Динамика периода ветровых волн ... 311
14.2.2. Эффект Доплера ... 313
14.2.3. Линейное изменение периодов ветровых волн ... 317
14.3. Неклассическое изменение периода ветровых волн ... 323
Глава 15. ***Взаимодействие геосфер в инфразвуковом диапазоне*** ... 333
15.1. Морские внутренние волны и атмосферные депрессии ... 333
15.2. О природе «инфраграватационного шума земли» ... 338
15.3. Нагружающее воздействие вариаций уровня моря на земную кору ... 343

Научное издание

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Авторы:

Г.И. Долгих, В.Е. Привалов

Ответственный редактор д. физ.-мат. наук *И.О. Ярощук*

Рецензент академик, профессор, д.ф.-м.н. *Ю.Н. Кульчин*

Монография опубликована при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 14-17-00041) и ДВО РАН.

Подписано в печать 19.12.2016 г. Формат 60x90/16
Печать офсетная. Гарнитура «Times New Roman»
Усл. печ. л. 22. Усл. изд. л. 20,5
Тираж 300 экз. Заказ № 1828 от 12.12.2016 г.

Отпечатано в типографии ООО «Рея»
690062, г. Владивосток, ул. Днепровская, 42 Б
Тел.: (423) 2-302-306, 2-302-307
e-mail: reya@reya.ru