

Б24



В. В. Баранков, О. М. Гольтяев, С. А. Гончуков

048-87

**ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ
ЛАЗЕРНАЯ ФАЗОМЕТРИЯ**

МОСКВА 1987

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

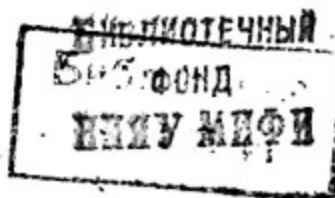
В.В.Баранков, О.М.Гольтяев, С.А.Гончуков

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ
ЛАЗЕРНАЯ ФАЗОМЕТРИЯ

Препринт 048-87

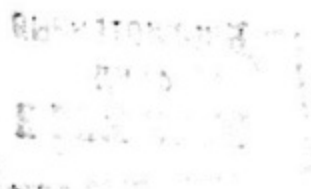
Утверждено
редсоветом института

Москва 1987



Баранков В.В., Гольтяев О.М., Голычуков С.А. Внутррезонаторная отражательная лазерная фазометрия. - М.: Препринт/МИФИ, 048-87, 1987. - 24 с.

Излагаются основные положения по созданию и возможностям нового метода оптических измерений - внутррезонаторной отражательной лазерной фазометрии (ВОЛФ) на основе двухмодового лазера с фазовой анизотропией на отражателе. Приводятся первые результаты теоретического и экспериментального исследования по управлению спектром излучения лазера и применению метода ВОЛФ. Показано, что метод ВОЛФ позволяет проводить оптические фазовые измерения с чувствительностью $10^{-8} \div 10^{-9}$ и быстродействием 10^{-8} с.



1. ДВУХМОДОВЫЙ ЛАЗЕР С ФАЗОВОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ НА ОТРАЖЕНИИ

Газовые лазеры с управляемой внутрирезонаторной фазовой анизотропией из-за своих специфических свойств излучения и возможностей практического использования можно выделить как особую разновидность приборов квантовой электроники. Управляемый спектр излучения, различное состояние поляризации излучаемых волн и регулируемый характер взаимодействия мод в фазоанизотропных лазерах делают их перспективными для самых различных приложений. К настоящему времени известно большое число работ, посвященных исследованию и применению этих лазеров (см., например, обзор [1]).

Фазоанизотропный лазер по своей оптической схеме отличается от обычного тем, что внутри его резонатора содержится прозрачный оптический элемент, обладающий природными или искусственно созданными двоякопреломляющими свойствами (рис. 1, а).

В результате, из-за неадекватности оптических длин для волн с линейными взаимноортогональными поляризациями, эквидистантный спектр продольных мод резонатора трансформируется в два спектра, отвечающих линейным взаимноортогональным поляризациям (рис. 1, б). При этом каждая резонансная оптическая частота $\nu_q = \frac{c}{2L} \cdot q$

(c - скорость света, L - оптическая длина резонатора, q - число узлов между зеркалами резонатора) расщепляется на две, частотный интервал между которыми определяется выражением

$$\nu_{12} = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c}{L} \cdot \frac{\Delta n \cdot l}{\lambda} = \frac{c}{2L} \cdot \frac{\Delta}{\pi}, \quad (1)$$

где $\Delta n = n_e - n_o$ - разность показателей преломления волн, λ - длина волны, l - толщина фазоанизотропного элемента, Δ - оптическая разность фаз.

Для практически важных приложений представляет интерес режим генерации лазера на двух продольных модах основного поперечного типа колебаний TEM_{00} . В таком случае фазоанизотропный лазер сохраняет свои основные характерные особенности излучения. Использование же большего числа мод только излишне усложняет спектр. Селекция двухмодового режима обычно реализуется путем соответствующего подбора параметров активной среды и ре-

резонатора с учетом ширины линии усиления $\Delta\nu_A$ лазерного перехода (рис. 1, б).

Как известно [2, 3], в стационарном режиме интенсивности $E_{1(2)}^2$ и частоты $\nu_{1(2)}$ генерируемых мод определяются выражениями

$$E_{1(2)}^2 = (\alpha_{1(2)}\beta_{2(1)} - \alpha_{2(1)}\theta_{12(21)}) / (\beta_1\beta_2 - \theta_{12}\theta_{21}), \quad (2)$$

$$\nu_{1(2)}^\Gamma = \nu_{1(2)} + \sigma_{1(2)} + \rho_{1(2)} E_{1(2)}^2 + \tau_{12(21)} E_{2(1)}^2, \quad (3)$$

где α , β и θ - коэффициенты, учитывающие превышение усиления над потерями, собственное и перекрестное насыщение усиления, а σ , ρ и τ - определяют затягивание и нелинейные сдвиги частот генерации соответственно.

Поведение интенсивностей и частот генерируемых мод в существенной мере зависит от характера уширения линии, квантовых чисел рабочего перехода, частотного расщепления между модами и их настройки относительно центра линии [3].

В случае фазоанизотропного лазера спектральные характеристики излучения можно (в зависимости от задачи) устанавливать определенными или непрерывно изменять по заданному закону за счет соответствующего управления величиной фазовой анизотропии резонатора. С другой стороны, по изменению параметров лазера можно судить о величине фазовой анизотропии и о процессах, влияющих на нее. С этой точки зрения особое значение приобретает возможность получения частотной информации о величине анизотропии при регистрации частоты межмодовых биений. Поскольку отличие частоты биений от соответствующего расщепления частот резонатора определяется, главным образом, затягиванием, имеющим относительно малую величину (обычно от сотых до десятых долей полосы резонатора), и оно слабо зависит от настройки, то зависимость частоты биений от величины фазовой анизотропии может быть приближенно описана выражением (1).

До настоящего времени исследования свойств фазоанизотропных лазеров и их использование проводились с применением внутрирезонаторных фазоанизотропных элементов, через которые оптическое излучение проходило насквозь. Очевидно, что использование

новых принципов создания анизотропии в оптическом резонаторе должно расширить возможности таких лазеров.

Из оптики известно [4], что при отражении света от границы раздела двух сред возникает разность фаз между волнами с линейными взаимноортогональными поляризациями (S - и P -компоненты). Если использовать эту границу раздела в качестве отражателя резонатора, то лазер также будет фазоанизотропным. При этом частотное расщепление мод будет определяться выражением (1). Отличие лишь в том, что в данном случае разность фаз Δ будет связана с отражением света. Величина Δ зависит от угла падения φ света на границу раздела, показателей преломления n и поглощения κ граничащих сред. Простейшие варианты оптических схем лазеров, использующих фазовую анизотропию света на отражении, представлены на рис.2.

Таким образом, путем изменения угла падения или оптических характеристик граничных сред можно осуществить управление параметрами лазера. Если угол φ и показатели n_1 и κ_1 среды, расположенной внутри резонатора лазера, заданы, то по изменению параметров лазера можно судить об изменении показателей n_2 и κ_2 отражающей среды. Поскольку свет проникает в эту среду на очень небольшую глубину (от долей до десятков длин волн), то двухмодовый лазер с фазовой анизотропией на отражении может быть использован как тонкий инструмент для исследования поверхности. При этом появляется также возможность измерять пространственное смещение Δz отражающей поверхности, возникающее под действием того или иного фактора. Изменение показателей n_2 и κ_2 обуславливает изменение амплитудной и фазовой анизотропии для генерируемых мод, а пространственное смещение Δz определяет одновременную перестройку обеих мод по частоте. Характер влияния n_2 , κ_2 и Δz на регистрируемые параметры лазера (E_1^2 , E_2^2 , ν_{12}) различен и в общем случае определяется уравнениями (2) и (3) с учетом формул Френеля.

Проблема анализа состояния поверхности и относящихся к ней явлений играет важную, непрерывно возрастающую роль в науке и технике. Поверхностные слои обычно являются доминирующими в установлении свойств материалов, когда эти слои взаимодействуют, эмитируют или поглощают атомы или молекулы. Поэтому лазеры с

анизотропией на отражении заслуживает особого внимания с точки зрения их использования для исследования поверхности. Поскольку интенсивность излучения лазеров может быть выбрана достаточно низкой, то такие исследования можно считать бесконтактными.

По физической природе используемых явлений предлагаемый метод исследования близок к эллипсометрии [5]. Метод эллипсометрических измерений заключается в определении состояния поляризации света, отраженного от поверхности. В настоящее время в результате использования в качестве источников излучения лазеров, устройств модуляции света и систем автоматизированной обработки результатов измерений эллипсометрия превратилась в мощный аппарат исследований, применяемый в самых различных областях. Современные эллипсометры обладают чувствительностью измерений оптической разности фаз в несколько угловых секунд (10^{-4} ÷ 10^{-5}) при быстродействии измерений на уровне 10^{-2} с.

В отличие от эллипсометрии предложенный метод свободен от необходимости использования высокоточной поляризационной оптики и последовательной регистрации эллипса состояния поляризации, так как анизотропия при отражении однозначно определяет для мод взаимноортогональный характер поляризаций, а плоскость падения — их ориентацию в пространстве. Оптическая разность фаз определяется не по интенсивности излучения, а по частоте межмодемных бдений, которая лежит в радиодиапазоне и может быть очень точно измерена. Регистрация частотно-информативного сигнала обеспечивает высокую чувствительность измерений, которая ограничивается только нестабильностью частоты бдений лазера. При использовании компактных He-Ne лазеров моноблочных конструкций эта нестабильность составляет $\sim 1 \Gamma_{\text{ц}}$ за несколько секунд [6]. Отсюда чувствительность измерений разности фаз в статье равна $10^{-8} + 10^{-9}$. Очевидно, что при использовании промодулированного полезного сигнала чувствительность будет еще выше. Быстродействие метода определяется, главным образом, полосой резонатора лазера и составляет $\sim 10^{-6}$ с. Поскольку основная информация об оптических свойствах поверхности связана со сдвигами фаз оптических волн, то назовем предлагаемый метод внутррезонаторной отражательной лазерной фазометрией (ВОЛФ) [7].

2. АМПЛИТУДНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА

Связь характеристик отраженного света с параметрами граничащих сред можно установить в рамках макроскопической линейной электродинамики. Условием применимости приведенных ниже соотношений является малость характерного размера неоднородности сред (постоянной решетки) по сравнению с длиной волны падающего света.

Уравнения Максвелла для монохроматического поля с частотой ν в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\nu)$ и магнитной проницаемостью $\mu(\nu)$ имеют вид [4]

$$2\pi i\nu\mu(\nu)\vec{H} = c \operatorname{rot} \vec{E} \quad ; \quad 2\pi i\nu\epsilon(\nu)\vec{E} = -c \operatorname{rot} \vec{H}, \quad (4)$$

где \vec{E} и \vec{H} - напряженности электрического и магнитного поля. В дальнейшем будем рассматривать немагнитные среды ($\mu(\nu) \equiv 1$). Для однородной изотропной среды решение уравнений (4) имеет вид плоской волны, где \vec{E} и \vec{H} пропорциональны $\exp(i\vec{k}\vec{r})$, а волновой вектор определен соотношением $k^2 = 4\pi^2\nu^2\epsilon/c^2$.

Рассмотрим отражение электромагнитной волны от границы раздела двух сред, представляющей собой геометрическую плоскость. Будем считать, что первая среда прозрачная, а вторая может быть поглощающей. Это означает, что диэлектрическая проницаемость первой среды (ϵ_1) - действительная величина, а второй среды (ϵ_2) - вообще говоря, комплексная. Граничные условия уравнений (4) требуют непрерывности компонент электрического и магнитного поля, лежащих в плоскости, параллельной границе раздела, и могут быть записаны в виде

$$[\vec{E}_1, \vec{N}] = [\vec{E}_2, \vec{N}] \quad ; \quad [\vec{H}_1, \vec{N}] = [\vec{H}_2, \vec{N}], \quad (5)$$

где \vec{N} - единичный вектор нормали к поверхности, направленный в среду 2. Условия (5) определяют соотношения для амплитуд и фаз падающей, отраженной и преломленной волн, известные как формулы Френеля [4]. В частности, они определяют отношение напряженностей электрического поля падающей и отраженной волн как

функцию угла падения φ :

$$r_p = - \frac{\epsilon_2 \cos \varphi - \sqrt{\epsilon_1 (\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \varphi)}}{\epsilon_2 \cos \varphi + \sqrt{\epsilon_1 (\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \varphi)}},$$

$$r_s = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \varphi - \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \varphi}}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \varphi + \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \varphi}}, \quad (6)$$

где индексы p и s обозначают, как принято, соответственно параллельную и перпендикулярную компоненты электрического поля относительно плоскости падения.

В качестве оптических характеристик первой и второй сред будем использовать общепринятые величины - показатели преломления и поглощения:

$$\sqrt{\epsilon_1} = n_1, \quad \sqrt{\epsilon_2} = n_2 - i\kappa_2. \quad (7)$$

Из формул (6) видно, что амплитуда отраженной волны определяется отношениями $n = n_2/n_1$ и $\kappa = \kappa_2/n_1$. Для реальных материалов величина n может принимать значения от десятых долей единицы до нескольких единиц, а величина κ - от нуля (прозрачные среды) до нескольких единиц (металлы) [8].

Выражения для фазовых сдвигов компонент электрического поля δ_s и δ_p ($r_{s,p} = |r_{s,p}| \cdot \exp(i\delta_{s,p})$), возникающих при отражении, и их разности $\Delta = \delta_s - \delta_p$ можно получить из (6) [4]:

$$\operatorname{tg} \delta_s = \frac{2b \cos \varphi}{a^2 + b^2 - \cos^2 \varphi}, \quad (8)$$

$$\operatorname{tg} \delta_p = \frac{2b (\cos \varphi - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)}{(a^2 + b^2 - \cos^2 \varphi)(a^2 + b^2 - \sin^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \varphi) + 4b^2 \sin^2 \varphi}, \quad (9)$$

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{2b \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi}{a^2 + b^2 - \sin^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (10)$$

где

$$a^2 = \frac{1}{2} \left\{ (n^2 - x^2 - \sin^2 \varphi) + \sqrt{(n^2 - x^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 x^2} \right\}$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left\{ -(n^2 - x^2 - \sin^2 \varphi) + \sqrt{(n^2 - x^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 x^2} \right\}. \quad (II)$$

При этом коэффициенты отражения для компонент интенсивности света имеют вид

$$R_s = |r_s|^2 = \frac{(a - \cos \varphi)^2 + b^2}{(a + \cos \varphi)^2 + b^2}, \quad (I2)$$

$$R_p = |r_p|^2 = \frac{(a - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)^2 + b^2}{(a + \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)^2 + b^2} \cdot R_s. \quad (I3)$$

С учетом направленности настоящей работы представляет интерес выяснить влияние на частоту обений лазера изменения оптических фаз волн при отражении, вызванного изменением показателей преломления и поглощения сред. Конечно на частоту обений оказывает влияние и изменение коэффициентов отражения волн. Однако, в отличие от оптической разности фаз, непосредственно определяющих расщепление мод резонатора, коэффициенты отражения оказывают свое воздействие на частоту обений через линейные и нелинейные сдвиги частот генерации в пределах полосы резонатора, что является эффектом второго порядка малости. Из (I) получим следующее выражение для смещения частоты обений:

$$d\nu_{12} = \frac{c}{2\pi L} \left[\frac{\partial \Delta}{\partial n} dn + \frac{\partial \Delta}{\partial x} dx \right]. \quad (I4)$$

Как видно из (I4), вклад от изменения показателей преломления и поглощения в смещение частоты обений определяется величинами $\frac{\partial \Delta}{\partial n}$ и $\frac{\partial \Delta}{\partial x}$, которые сложным образом зависят от параметров сред и угла падения. На рис. 3-4 представлены результаты численного расчета на ЭВМ поведения фазовых сдвигов δ_p , δ_s и Δ , коэффициентов отражения R_p и R_s и величин $\frac{\partial \Delta}{\partial n}$, $\frac{\partial \Delta}{\partial x}$ и $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi}$ в зависимости от угла падения для разных параметров сред. Из приведенных зависимостей следует, что

существенное изменение разности фаз Δ , имеющее место вблизи угла Брюстера ($\varphi_B = \text{arctg } n$) и критического угла ($\varphi_C = \text{arcsin } n$), связано главным образом с поведением фазового сдвига δ_p . Это означает, что в методе ВОЛФ соответствующее изменение частоты биенки будет определяться изменением частоты генерации той моды, которая имеет плоскость поляризации, совпадающую с плоскостью падения пучка света на границу сред. При этом другую моду можно рассматривать как оптический гетеродин.

Величины $\frac{\partial \Delta}{\partial n}$ и $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi}$ достигают своих максимальных значений в окрестности углов φ_B и φ_C . В этой же окрестности величина $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi}$ также имеет большие значения, что означает повышенную восприимчивость лазера к механическим возмущениям. С ростом полноты эти величины уменьшаются. Поскольку поведение величин $\frac{\partial \Delta}{\partial n}$ и $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi}$ в зависимости от угла падения имеет различный характер, то за счет выбора соответствующих значений φ в измерениях можно осуществить раздельное определение изменения показателей преломления и поглощения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования проводились с He-Ne лазером на длине волны 3,39 мкм. Выбор такого лазера связан с большим усилением его активной среды, позволяющим снизить требования к величине внутрирезонаторных потерь, а также с возможностью сопоставить результаты измерений с полученными ранее на этом лазере с традиционной оптической схемой (см. рис. 1,а) [1].

В исследованиях использовались лазеры с простейшими трехзеркальными схемами, приведенными на рис. 2. Разрядные трубки постоянного тока герметизировались кварцевыми оконками, ориентированными вблизи их нормального положения относительно оси трубки. Начальное расщепление мод резонатора, связанное с паразитной фазовой анизотропией в оконках и торцевых зеркалах, не превышало 0,5 МГц. Излучение лазера регистрировалось на фотодиодах InSb . Измерения показали, что лазер с фазовой анизотропией на отражении, как и традиционный фазоанизотропный лазер, генерирует две моды с линейными взаимноортогональными по-

ляризациями. При этом частота межмодовых биений зависит от угла падения и оптических характеристик сред, граница между которыми использовалась в качестве среднего зеркала резонатора.

Поведение частоты биений в зависимости от угла падения при использовании внешнего отражения от плоского медного зеркала (вариант схемы на рис. 2,а) представлено на рис. 5 (кривые 1 и 2). Как видно, при изменении угла φ от 65° до 85° регистрируемая частота возрастает от 30 до 110 МГц. Нижняя частотная граница связана с наступлением режима сильной связи между модами, приводящего к одномодовой генерации и отсутствию биений при $\nu_{12} < 30$ МГц [1], а верхняя — определяется быстродействием фотодиода. Экспериментальная зависимость согласуется с теоретической, полученной по формуле (1) с учетом поведения $\Delta(\varphi)$ для $L = 40$ см, $n = 1,5$ и $\kappa = 15$. Значения показателей преломления и поглощения меди для длины волны 3,39 мкм получены при использовании данных работы [9]. Отличие экспериментальной и теоретической зависимостей объясняется, главным образом, затягиванием частот генерации на центр линии лазерного перехода. На поведение частоты биений оказывает также влияние изменение коэффициентов отражения R_S и R_P , которые при внешнем отражении обычно по-разному зависят от φ . В случае существенного различия этих коэффициентов с целью повышения устойчивости двухмодового режима генерации добротности мод можно выравнивать за счет введения дополнительных потерь для S-компоненты поля, так как $R_S > R_P$ (рис. 4,в). Очевидно, что в случае полного внутреннего отражения (ПВО) отпадает необходимость в выравнивании добротности, поскольку $R_S = R_P = 100\%$ (рис. 3, в). Исследования зависимости $\nu_{12}(\varphi)$ при ПВО были выполнены с использованием призмы из плавленого кварца по схеме, приведенной на рис. 2,б. Экспериментальные и теоретические данные представлены на рис. 5 кривыми 3 и 4. Как и при внешнем отражении, здесь реализуется эффективное управление спектром мод в сравнительно небольшом диапазоне изменения углов падения.

Рассмотрим теперь возможности управления спектром лазера за счет изменения оптических характеристик отражающей среды при постоянном угле падения. Такой случай представляет интерес, в

частности, для создания регулируемых по частоте лазеров с повышенной стабильностью параметров излучения. Как известно [10], основные источники помех, влияющих на стабильность излучения лазера, сосредоточены в его внутриврезонаторной полости. При традиционной схеме фазоанізотропного лазера они могут быть значительными, так как внутри резонатора размещены один или более дополнительных оптических элементов, которые, как правило, должны перемещаться в пространстве. В лазере с фазовой анизотропией на отражении таких элементов нет и поэтому помехи можно свести к минимуму. Для этого, например, можно использовать замкнутую моноблочную конструкцию лазера по схеме на рис. 2,б с защищенной от внешних воздействий небольшой камерой, присоединенной к призме ПВО и содержащей среду 2.

С целью экспериментальной проверки управления спектром при использовании воздуха в качестве отражающей среды с изменяемыми оптическими характеристиками к кварцевой призме ПВО была приклеена камера, соединенная с вакуумным постом. Измерения при $\varphi = -60^\circ$ показали, что частота обзвений изменяется от давления воздуха по линейному закону с крутизной 30 ± 5 кГц/атм. Оценим величину этого изменения, используя зависимость плотности воздуха ρ (г/см³) от давления p (атм.) и температуры T (°C): $\rho = 0,001293 \cdot p / (1 + 0,00367 \cdot T)$, и зависимость показателя преломления воздуха от плотности: $n_2 = 1 + 0,23 \rho$ [10]. Поскольку можно положить $\alpha_2 = 0$, то из (14) имеем:

$$\frac{d\nu_{12}}{dp} = \frac{c}{2\pi L} \frac{\partial \Delta}{\partial n_2} \frac{\partial n_2}{\partial p} \quad (15)$$

Учитывая, что $L = 1$ м, величина $\frac{\partial \Delta}{\partial n_2} = 2$ (рис. 3,г), а $\frac{\partial n_2}{\partial \rho} \approx 3 \cdot 10^{-4}$, получим $\frac{d\nu_{12}}{dp} \approx 30$ кГц/атм, что согласуется с измеренным значением.

Управление спектром излучения может быть осуществлено также путем замены одной отражательной среды на другую. Исследования были выполнены с кварцевой призмой ПВО, к отражающей грани которой была приклеена кувета. При заполнении куветы водой осуществлялась замена границы сред "кварц-воздух" на "кварц-вода". Соответствующее изменение величины Δ определяется расстоя-

нием по вертикали между кривыми I и 2 на рис. 6, иллюстрирующим поведения $\Delta(\varphi)$ для начальной и конечной границ раздела. Видно, что изменение Δ , в основном, увеличивается при уменьшении угла падения. На рис. 7 приведены теоретическая и экспериментальная зависимости изменения частоты биений от угла φ при $L = 1\text{ м}$. Отсутствие экспериментальных данных для $\varphi < 75^\circ$ объясняется тем, что из-за значительного поглощения водой излучения на длине волны 3,39 мкм [II] коэффициенты отражения снижаются до $\approx 40\%$ при уменьшении угла падения до его критического значения ($\varphi_c \approx 65^\circ$).

Изменение частоты биений можно получить в большем интервале углов падения по сравнению с приведенным на рис. 7, если использовать призму ПВО из прозрачного материала с большим, чем у кварца показателем преломления (например, из кремния или германия). Для заданной начальной границы сред с показателями преломления n_1 и n_2 изменение разности фаз при переходе к границе раздела сред с показателями преломления n_1 и n_3 будет, очевидно, максимальным, если критический угол $\varphi_{c2} = \arcsin(n_3/n_1)$ и угол φ_{m1} ($\sin^2 \varphi_{m1} = 2 \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + 1 \right]^{-1}$), соответствующий точке перегиба зависимости $\Delta(\varphi)$ [8], будут равны (рис. 6). Такой случай имеет место, если $n_1^{-2} + n_2^{-2} = 2n_3^{-2}$. При этом максимальное изменение разности фаз равно $2 \arctg \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} - \frac{n_2}{n_1} \right) \right\}$ для $\varphi = \varphi_{m1} = \varphi_{c2}$ [8].

Эффективное управление спектром путем замены отражающей среды можно осуществить при нарушении ПВО. Для сохранения высоких значений коэффициентов отражения целесообразно в качестве замещающей среды использовать металл. Управление можно реализовать, например, за счет перемещения металлического зеркала вблизи отражающей грани призмы ПВО с помощью пьезопривода. В частности, при использовании кварцевой призмы и медного зеркала можно получить изменение разности фаз, близкое к максимальному $-\pi$, при $R_{s,p} > 95\%$. На практике может оказаться весьма перспективным применение ртути и использование закона Ампера для ее пространственного перемещения. Несложный расчет показывает, что магнитное поле с напряженностью 100 ÷ 200 Э от небольших постоянных магнитов и электрический ток в несколько ампер, пропускаемый через ртуть, обеспечивают ее перемещение на 5мм-

Юмм, что достаточно для замены отражающей среды.

Показанная возможность работы фазоанизотропного лазера с использованием ПВО на границе сред, одной из которых является вода, может быть полезна при изучении различных водных растворов и океана. Оценим, в частности, как будет сдвигаться частота биений лазера при его погружении в воду. Поведение объема жидкости V под действием давления P подчиняется закону [12]

$$V = V_0 [1 - \beta (P - P_0)] , \quad (16)$$

где V_0 - объем жидкости при нормальном давлении P_0 ,
 β - коэффициент сжимаемости, который равен $4,75 \cdot 10^{-5}$
 атм $^{-1}$ для $P < 1000$ атм.

Поскольку объем, занимаемый единицей массы, численно равен обратному значению плотности ρ , то

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta (P - P_0)]^{-1} \approx \rho_0 [1 + 4,75 \cdot 10^{-6} H] , \quad (17)$$

где H - глубина погружения, выраженная в метрах. Используя формулу Лорентц-Лоренца, получим соотношение, связывающее изменение показателя преломления воды в ближнем инфракрасном диапазоне с изменением ее плотности:

$$dn \approx 0,35 d\rho . \quad (18)$$

Из (17) и (18) имеем $dn \approx 1,66 \cdot 10^{-6} \cdot dH$. Таким образом, для $L = 30$ см и $\frac{d\Delta}{dn} = 1 \div 10$ получаем оценку $\frac{d\nu_{12}}{dH} = (10^2 + 10^3)$ Гц/м.

Значительное изменение оптических характеристик жидкостей может быть получено и другими способами. Так, в некоторых водных растворах имеет место аномально высокий электрооптический эффект [13], который можно использовать для регулирования и стабилизации спектра лазера.

В связи с прогрессом в области создания лазеров большой мощности и их технологических применений становится актуальным изучение изменения оптических характеристик различных материа-

лов под действием лазерного излучения. Для иллюстрации возможности применения метода ВОЛФ в этом направлении было проведено исследование He-Ne лазера на длине волны 3,39 мкм с фазовой анизотропией на отражении от медного зеркала, которое подвергалось облучению импульсного неодимового лазера на длине волны 1,06 мкм. Длина резонатора зондирующего He-Ne лазера была 40 см, длительность и энергия выходного импульса неодимового лазера составляли 0,5 мс и 0,2 Дж соответственно. Зондирующий лазер имел оптическую схему согласно рис. 2, а с углом падения $\varphi = 80^\circ$. Импульсное излучение фокусировалось на медное зеркало в нормальном направлении к его поверхности, обеспечивая плотность энергии $W \approx 1 \text{ Дж/см}^2$. Для регистрации изменения частоты обшей сигнал с фотодиода SnSe поступал на анализатор спектра, один из склонов аппаратной функции пропускания которого использовался в качестве частотного дискриминатора.

Измерения показали, что под действием импульсного излучения интенсивности мод зондирующего лазера изменяются на 2 - 5%, а частота обшей уменьшается на ~30 кГц. На рис. 8 воспроизведена типичная осциллограмма регистрируемых параметров. Полученное изменение ν_{12} может быть объяснено как температурным расширением зеркала, так и изменением показателей преломления и поглощения меди. Первый фактор приводит к перестройке длины резонатора на величину ΔL :

$$\Delta L = 2 \frac{\Delta z}{\cos \varphi} = 2 \frac{\ell \cdot \alpha \cdot \Delta T}{\cos \varphi}, \quad (19)$$

где α - коэффициент температурного расширения, а ℓ и ΔT - глубина и температура прогрева меди, определяемые из выражений:

$$\ell = \sqrt{\chi \tau}, \quad (20)$$

$$\Delta T = \frac{W \cdot (1-R)}{\ell \cdot \rho \cdot C_p}, \quad (21)$$

где $\chi = \Lambda / \rho C_p$ - коэффициент температуропроводности, Λ - коэффициент теплопроводности, C_p - удельная теплоемкость, R -

коэффициент отражения на длине волны $1,06 \text{ мкм}$, τ - длительность импульса света. Используя табличные данные для необходимых параметров меди ($\alpha = 16,7 \cdot 10^{-6} (\text{град})^{-1}$; $\rho = 8,9 \text{ г/см}^3$; $C_p = 0,38 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$; $\Lambda = 4,0 \text{ Дж/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$; $\chi = 1,15 \text{ см}^2/\text{с}$; $R \approx 95\%$), из (19)-(21) получаем, что $e \approx 240 \text{ мкм}$, $\Delta T \approx 1^\circ$ и $\Delta L \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$. С учетом поведения $\nu_{12}(L)$ [14] в окрестности симметричной настройки мод относительно центра линии частота биеений уменьшается на $\sim 20 \text{ кГц}$ при $\Delta L \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$.

При лазерном нагреве меди в интервале комнатных температур коэффициент преломления для ближнего инфракрасного диапазона увеличивается с крутизной $\sim 10^{-3} \text{ град}^{-1}$, а показатель поглощения можно считать постоянным [9]. Поэтому вклад в изменение ν_{12} от второго фактора в нашем случае ($L = 40 \text{ см}$; $\frac{d\Delta}{dn} \approx -10^{-2}$; $\Delta T \approx 1^\circ$) составляет приблизительно -1 кГц . Как следует из оценок, изменение частоты биеений связано, главным образом, с изменением настройки мод из-за температурного смещения отражающей поверхности медного зеркала. Раздельное измерение указанных факторов в данной работе не проводилось, но может быть выполнено, например, при одновременной регистрации частоты биеений и разбаланса интенсивностей мод.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что фазовая анизотропия на отражении может быть использована для создания лазеров с управляемым спектром излучения, а метод ВОЛФ является перспективным для изучения поверхности и относящихся к ней явлений. Возможность получения высокой чувствительности и быстродействия измерений основана на том, что в методе ВОЛФ преимущества бесконтактных и чувствительных измерений в оптике совмещаются с достоинствами точной регистрации частотно-информативного сигнала в радиодиапазоне.

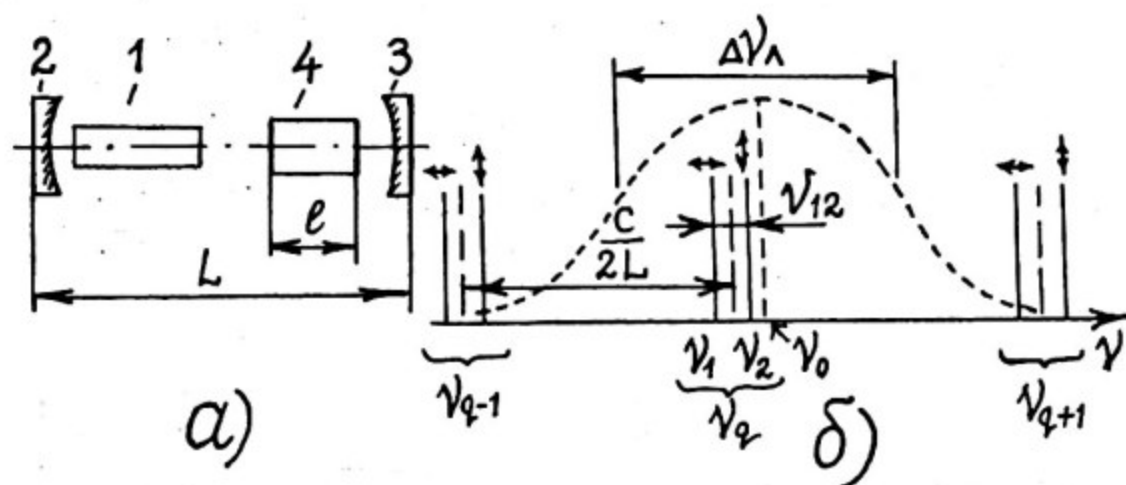


Рис. 1. Оптическая схема (а) и спектр продольных мод резонатора (б) фазоанизотропного лазера (1 - активная среда, 2 и 3 - зеркала, 4 - фазоанизотропный элемент)

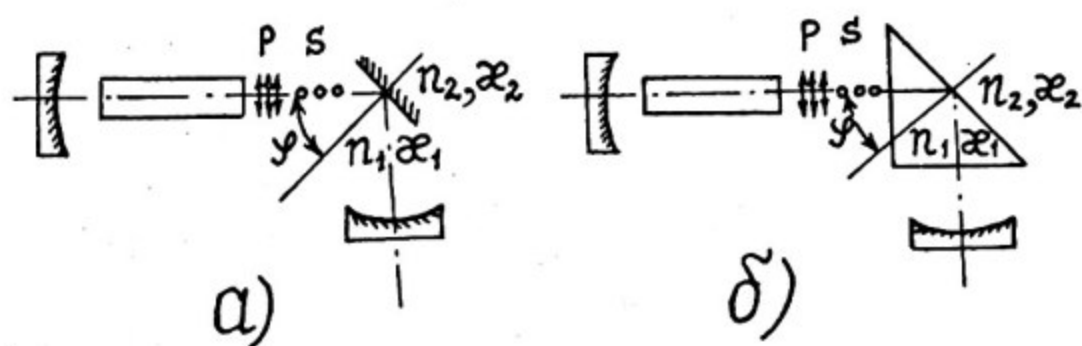


Рис. 2. Оптические схемы лазеров с фазовой анизотропией при внешнем (а) и полном внутреннем (б) отражениях

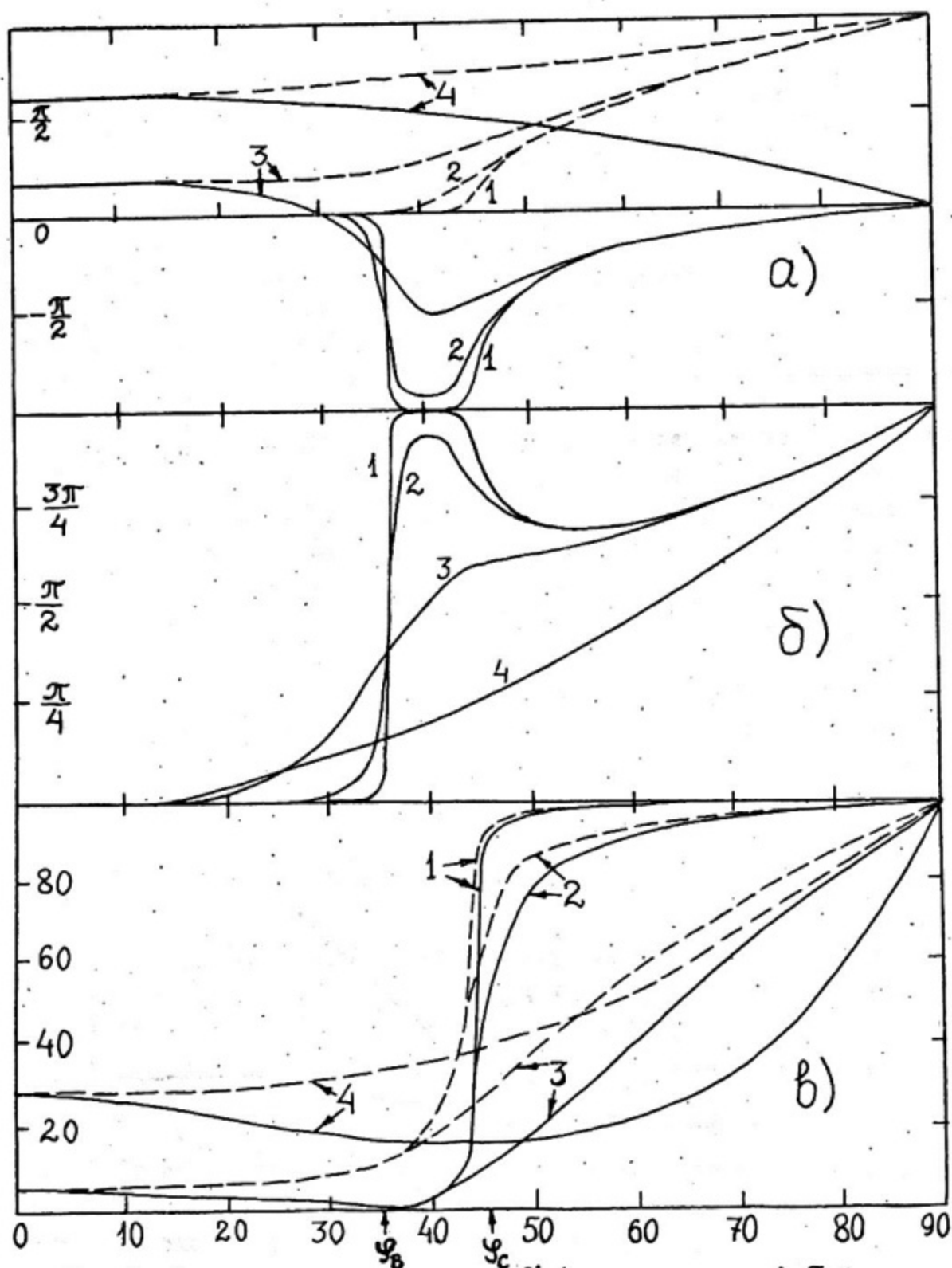
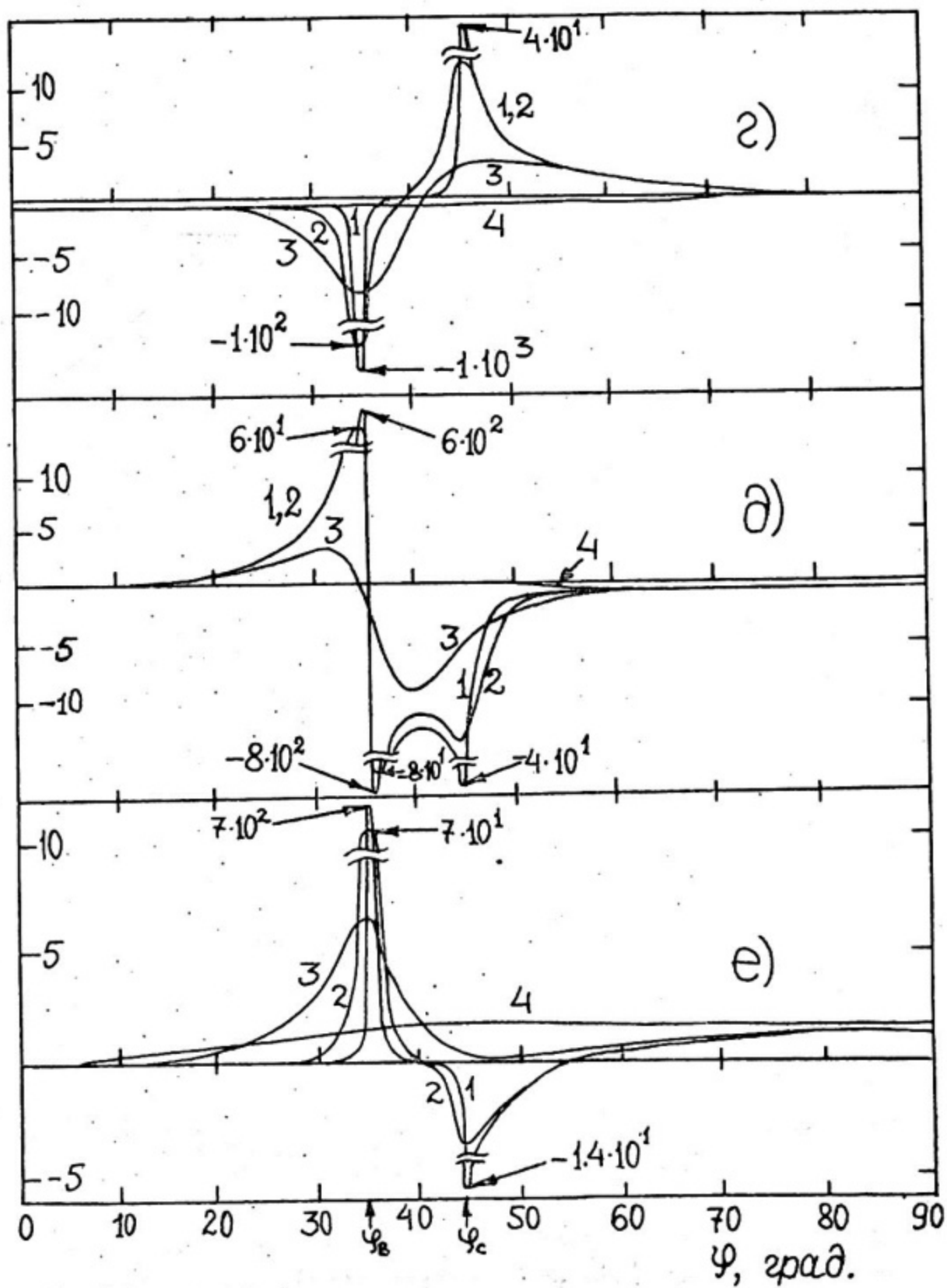


Рис.3. Теоретическое поведение δ_p (сплошные линии), δ_s (штриховые линии) (а); Δ (б); $R_p, \%$ (сплошные линии), $R_s, \%$ (штриховые линии) (в); $\frac{\partial \Delta}{\partial n}$ (г); $\frac{\partial \Delta}{\partial \psi}$ (д) и $\frac{\partial \Delta}{\partial \psi}$ (е) в зависимости от ψ при :
 1- $\alpha = 0,001$; 2- $\alpha = 0,01$; 3- $\alpha = 0,1$; 4- $\alpha = 1$ для $n = 0,7$



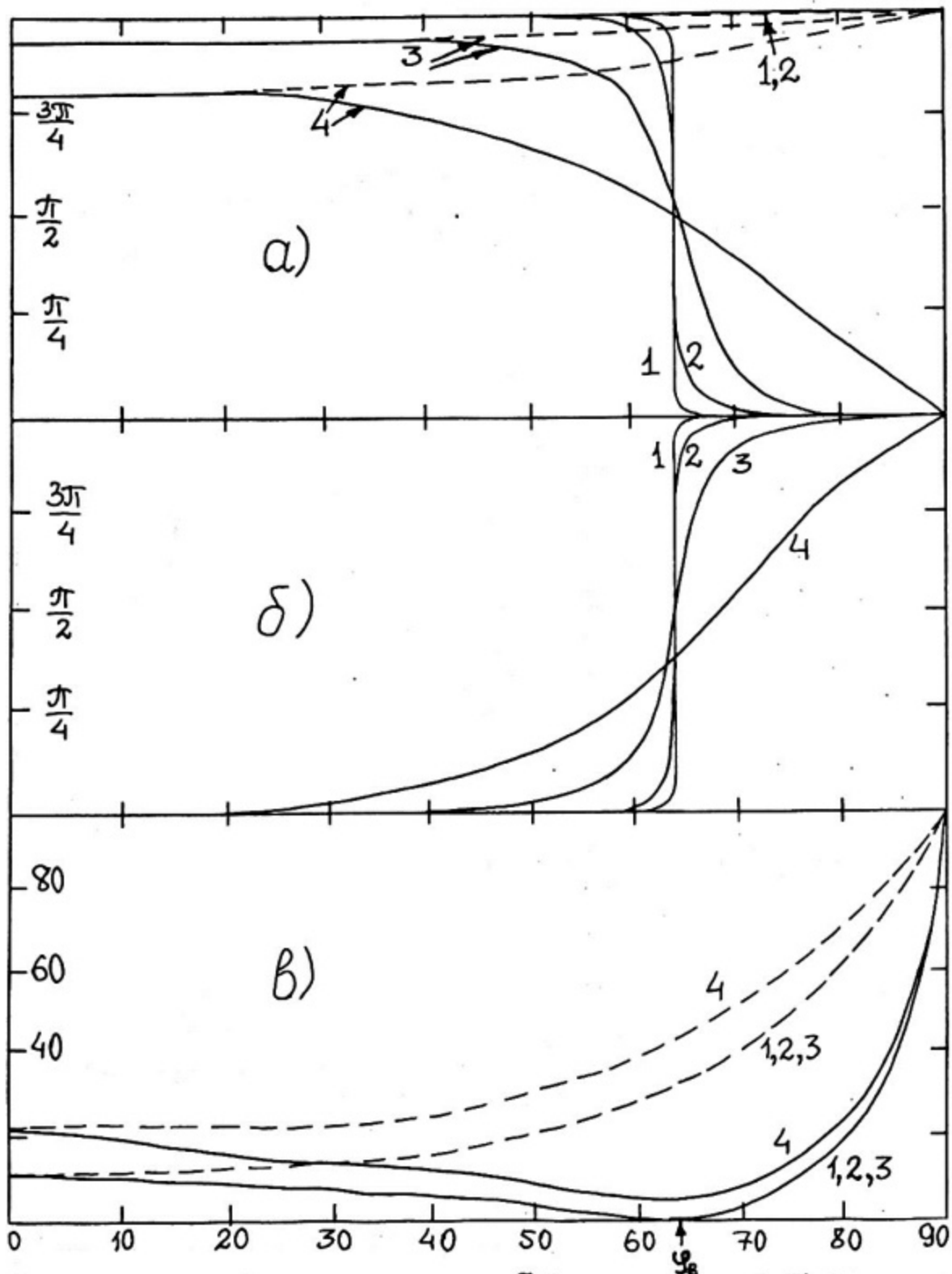
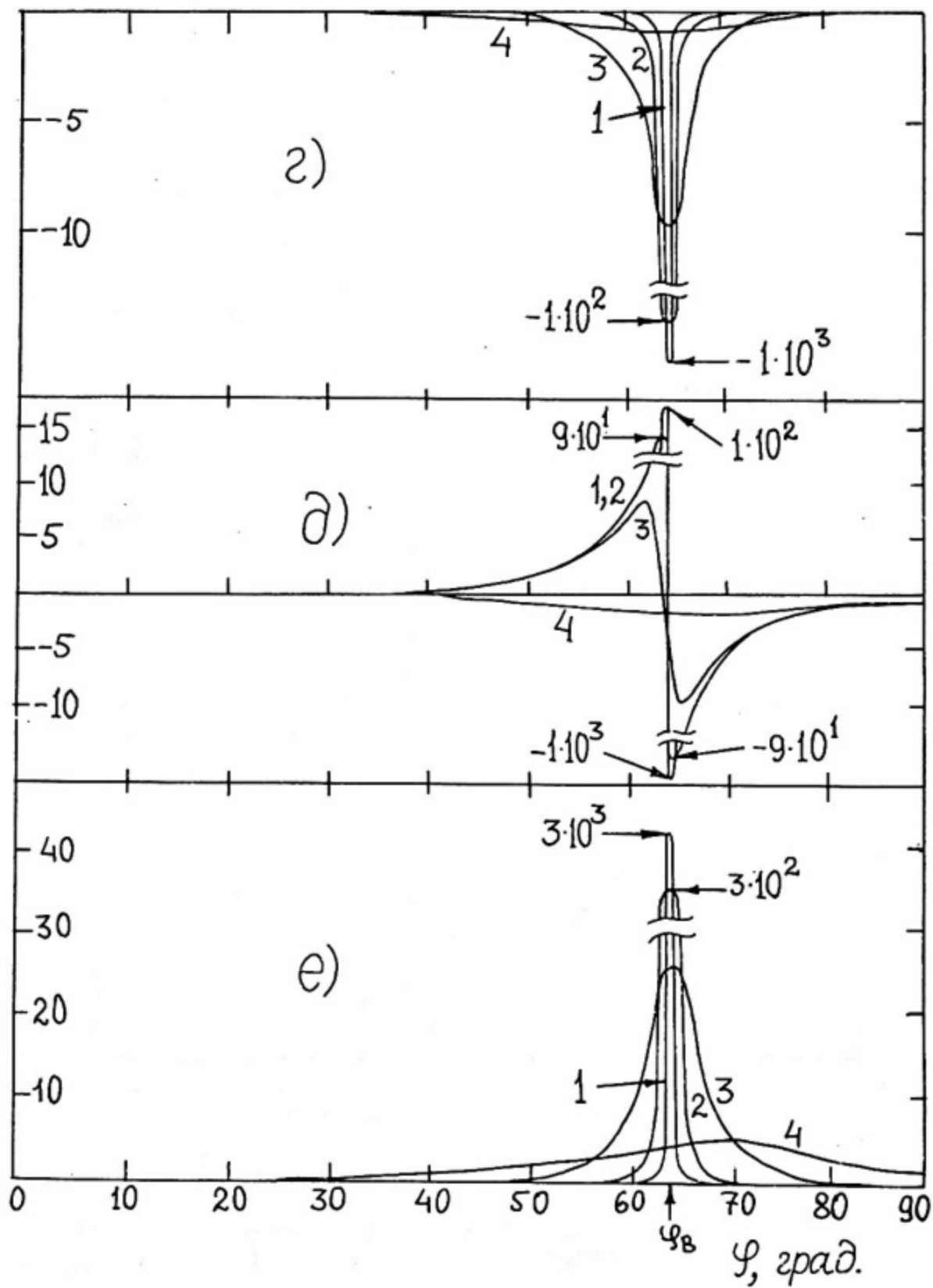


Рис.4. Теоретическое поведение δ_p (сплошные линии), δ_s (штриховые линии) (а); $\Delta(\sigma)$; $R_p, \%$ (сплошные линии), $R_s, \%$ (штриховые линии) (в); $\frac{\partial \Delta}{\partial n}$ (г); $\frac{\partial \Delta}{\partial \epsilon}$ (д) и $\frac{\partial \Delta}{\partial \psi}$ (е) в зависимости от ψ при: 1- $\epsilon = 0,001$; 2- $\epsilon = 0,01$; 3- $\epsilon = 0,1$; 4- $\epsilon = 1$ для $n = 2,0$



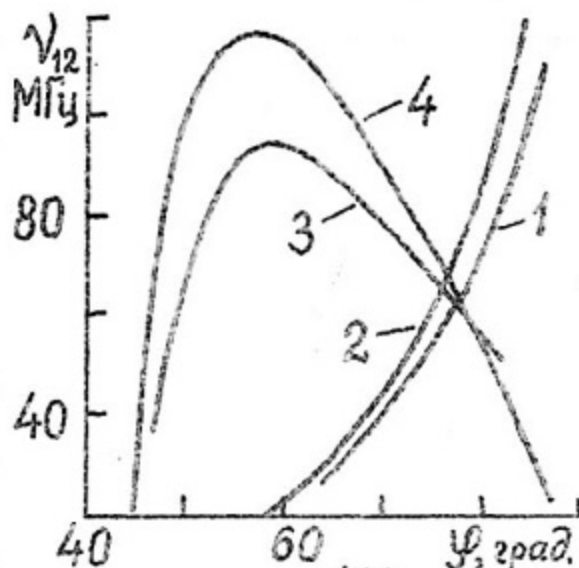


Рис. 5. Зависимость $\nu_{12}(\varphi)$ при отражении от медного зеркала (1, 2) и при ПВО в кварцевой призме (3, 4) (1, 3- эксперимент, 2, 4- расчет для $n=1,5; \alpha=15$ и $n=0,7; \alpha=10^{-3}$)

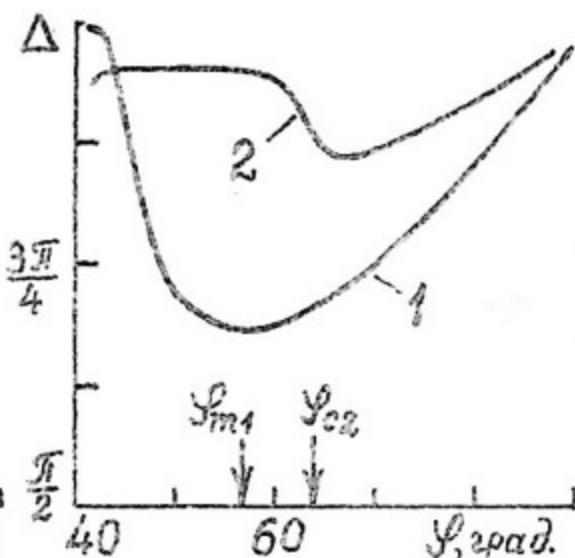


Рис. 6. Теоретическая зависимость $\Delta(\varphi)$ при ПВО на границах раздела: 1- "кварц-воздух" ($n=0,7; \alpha=10^{-3}$) и 2- "кварц-вода" ($n=0,9; \alpha=10^{-2}$)

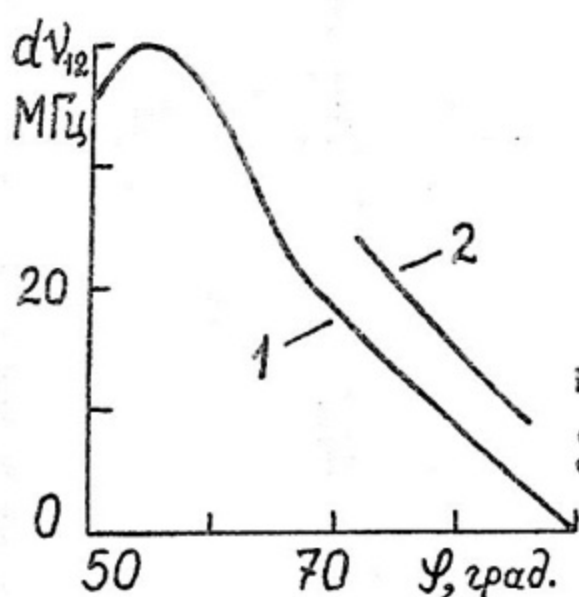


Рис. 7. Зависимость $d\nu_{12}(\varphi)$ при замене границы раздела "кварц-воздух" на "кварц-вода" для $L=1\text{ м}$ (1- расчет, 2- эксперимент)

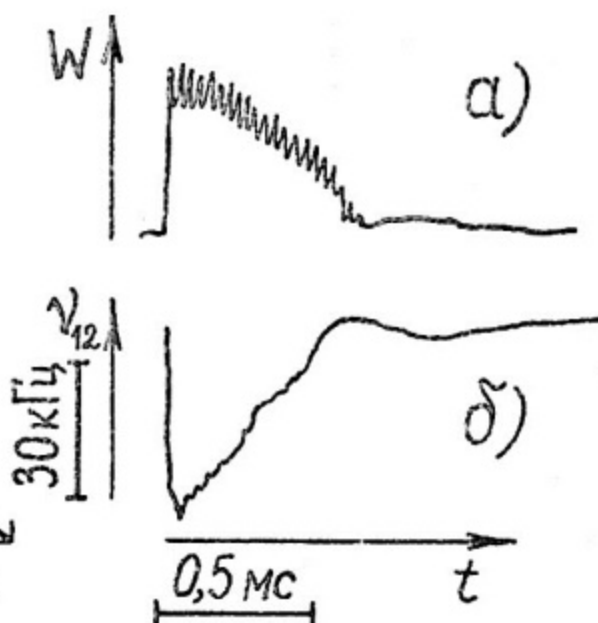


Рис. 8. Осциллограмма поведения импульса неодимового лазера (а) и частоты биений зондирующего лазера (б) от времени

ЛИТЕРАТУРА

- I. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Проценко Е.Д. Двухмодовые газовые лазеры и их применения в спектроскопии и оптических стандартных частотах. - Квантовая электроника, 1984, т. II, № 6, с. 1084-1105.
2. Мейтленд А., Дани М., Введение в физику лазеров. - М.: Наука, 1978, гл. 9.
3. Вдовин Ю.А., Гончуков С.А., Гусев М.А., Ермаченко В.М., Оравский А.Н., Проценко Е.Д. - Москва: Влияние атомных столкновений и пленения резонансного излучения на характеристики газовых лазеров. Препринт ФИАН, № 116, 1972.
4. Кудзель В.А. Отражение света. - М.: Наука, 1973.
5. Горшков М.М. Эллипсометрия. - М.: Сов. радио, 1974.
6. Гончуков С.А., Емец Е.П., Касумова Р.Д. Двухмодовый газовый лазер как высокочувствительный измеритель искусственной анизотропии. - Деп. статья ВИНТИ, № 4847-81.
7. Баранков В.В., Гончуков С.А. Внутррезонаторная отражательная лазерная фазометрия. - Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Современные проблемы физики и ее приложений", Москва 1987, с. 30.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973.
9. Ujihara K. Reflectivity of metals at high temperatures. - J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 5, p. 2376-2383.
10. Галутва Г.В., Рязанцев А.И. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов. - М.: Связь, 1972.
11. Motojima T., Ikawa S., Kimura M. Infrared intensities of the fundamental vibrations of liquid H₂O. - J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1981, v. 25, p. 29-33.
12. Курс физики т. I / Под ред. Н.Д. Папалекси. - М.-Л.: ОГИЗ, 1948, гл. 8.
13. Волькенштейн М.В. Молекулярная оптика. - М.-Л.: ГИИЛ, 1951, гл. 7.
14. Гончуков С.А., Ермаченко В.М., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Рурукин А.Н. Исследование частотных характеристик двухмодовых ОКГ с плавным изменением межмодового расстояния. - ЖПС, 1979, т. 30, № 2, с. 240-245.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Двухмодовый лазер с фазовой анизотропией на отражении	3
2. Амплитудные и фазовые характеристики отраженного света	7
3. Экспериментальные исследования	10
Литература	23

Владимир Васильевич Баранков
Олег Михайлович Гольтяев
Сергей Александрович Гончуков

Внутрирезонаторная отражательная лазерная фазометрия

Рукопись поступила в издательский отдел 5.10.87

Ответственный за выпуск О.М. Гольтяев

Л. - 49528	Подписано в печать 17/11-1987г.	Формат 60x84 1/16
П.л. 1,6	Уч.изд.л. 1,5	Тираж 150 экз.
Изд. № 048-87	Заказ 3343	Цена 10 коп.

Типография МИФИ. Каширское шоссе, д.31