

## КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ПРЕДЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Зуйков И. Е.

Белорусский национальный технический университет, г. Минск, Республика Беларусь

*Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований квантового интерферометра, представляющего собой линейный изотропный лазер с наклоняющейся фазовой анизотропной пластинкой в резонаторе. Показана перспективность его использования в качестве преобразователя предельно малых угловых перемещений в частоту сигнала биений ортогонально поляризованных мод возбуждающихся в таком лазере.*

### Введение

Бурное развитие микро- и нанотехнологий привело к созданию соответствующей отрасли метрологии, связанной с их обеспечением. Сфера ее деятельности включает измерения как физических характеристик микро- и нанообъектов, так и сверхмалых линейных и угловых перемещений [1–4]. В этой связи представляет интерес возобновление работ в области квантовой интерферометрии в свое время не выдержавшей конкуренции с лазерной интерферометрией как по стоимости достижения требуемых на то время точностных характеристик, так и из-за существенных ограничений на оптические характеристики объектов применения.

Одним из наиболее интересных направлений в квантовой интерферометрии является использование в качестве измерительного преобразователя линейного лазера с двумя ортогонально поляризованными модами (ЛДО). Первые их исследования [5] показали возможность реализации в таких квантовых интерферометрах рекордной чувствительности при прямых измерениях фазовой анизотропии. Так, при использовании He-Ne лазера моноблочной конструкции с периметром  $L = 0,3$  м и реализацией частотного разрешения 1 Гц в этой работе была реализована пороговая чувствительность  $\sim 2 \cdot 10^{-9} \lambda/2$ . Это позволило обнаружить и изучить квадратичный магнитооптический и термооптический эффекты, измерить константы Керра в парах и газах.

На основе ЛДО были созданы измерители фазовой анизотропии зеркал и других оптических элементов [6], ее температурной зависимости [7, 8]. Предприняты попытки создания датчиков метрологического назначения: акселерометров, градиентометров, указателей вер-

тикали и др., с использованием чувствительных элементов, преобразующих измеряемую величину в фазовую анизотропию резонатора [9, 10]. В основу их работы был положен эффект фотоупругости, возникающий при воздействии силы на помещенный в резонатор ЛДО чувствительный элемент (ЧЭ).

Не смотря на большие надежды, связанные с датчиками на основе фотоупругости, это направление оказалось малоперспективным, прежде всего из-за низкого качества фотоупругих ЧЭ. Более подробные исследования показали, что возникшие проблемы носят не технический, а принципиальный характер. Они обусловлены прохождением излучения через зону деформации (т.е. через существенно неоднородную среду) и принципиальной невозможностью устранения проникновения сигнала по направлениям, ортогональным оси чувствительности (из-за конечной толщины ЧЭ).

Несмотря на уникальную чувствительности ЛДО к изменению фазовой анизотропии резонатора и частотное представление выходной информации, прогресс в квантовой интерферометрии затормозился из-за отсутствия адекватных чувствительных элементов, преобразующих измеряемую величину в фазовую анизотропию резонатора и имеющих высокие оптические характеристики (малые потери, высокую фазовую однородность).

Настоящая работа является введением в цикл статей, посвященных возможностям использования квантовой интерферометрии в предельных измерениях, и содержит результаты теоретических и экспериментальных исследований квантового интерферометра с ЧЭ в виде наклоняющейся фазовой анизотропной пластинки (ФАП).

Собственные частоты генерации ЛДО

Рассмотрим линейный лазер, схема которого изображена на рисунке 1. Внутри резонатора, образованного зеркалами 1 и 2, размещены изотропный активный элемент 3 и произвольно ориентированная относительно оси резонатора плоскопараллельная ФАП 4.

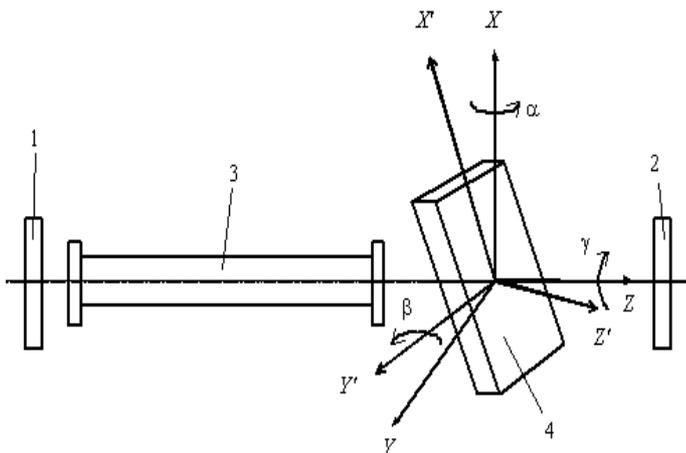


Рисунок 1 – Схема линейного двухмодового лазера с произвольно ориентированной фазовой пластинкой в резонаторе.

Для определения зависимости собственных частот резонатора от ориентации ФАП введем две системы координат: XYZ, фиксированную относительно резонатора так, что ось Z совпадает с его осью, и связанную с ФАП – X'Y'Z', ось Z' которой ортогональна к рабочим граням ФАП (имеются в виду грани, через которые проходит генерируемое излучение). Начала систем координат XYZ и X'Y'Z' совпадают. Пространственную ориентацию ФАП относительно резонатора лазера зададим с помощью углов Эйлера [11]  $\alpha, \beta, \gamma$ , описывающих углы поворотов системы координат X'Y'Z' относительно осей X, Y, Z.

Как показано в [12–14] в рассматриваемом лазере будет реализовываться режим генерации двух систем ортогонально поляризованных мод. Так как нас интересует только метрологическое использование такой системы, то ограничим дальнейшее рассмотрение практически интересным случаем – генерации в каждом семействе только одной частоты.

Такой режим может быть легко достигнут соответствующим выбором длины резонатора и усиления активного элемента.

В приближении плоских волн, для собственных частот пассивного резонатора можно записать:

$$\omega_{\kappa} = \frac{\pi c m_{\kappa}}{L_{\kappa}}, \tag{1}$$

где  $\kappa = 1, 2$  – индекс, описывающий направление поляризации генерируемых волн;  $L_{\kappa}$  и  $m_{\kappa}$  – оптическая длина резонатора и модовый индекс  $\kappa$ -поляризованной волны.

При стабилизации одной из мод, например  $\kappa = 1$ , на центре контура усиления для разности частот ортогонально поляризованных мод получим:

$$f_{\pm} = \frac{c m_1}{L_1} - \frac{c(m_1 - \Delta m)}{2(L_1 - lF)}, \tag{2}$$

где  $l$  – толщина ФАП,  $\Delta m = m_1 - m_2$ :

$$F = \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \alpha} - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \alpha}, \tag{3}$$

$n_{\kappa}$  – показатель преломления материала ФАП для волны  $\kappa$ -поляризации.

Учитывая, что при указанном методе стабилизации периметра лазера:

$$\frac{m_1}{L_1} = \frac{2}{\lambda}, \tag{4}$$

и то, что  $l \ll L$ , в первом приближении по  $lF/L_1$  для частот биений можем записать:

$$f_{\pm} \approx \frac{c}{2L_1} \left[ \left( \frac{\Delta m}{L_1} - \frac{2}{\lambda} \right) lF + \Delta m \right], \tag{5}$$

Для того, чтобы определить искомую зависимость разностной частоты от углового положения ФАП в резонаторе, необходимо выяснить связь показателей преломления  $n_{\kappa}$  с ориентацией ФАП относительно оси резонатора и ориентацией оптической оси материала ФАП относительно ее рабочих граней.

Это можно сделать воспользовавшись результатами работы [10], устанавливающими связь между показателями преломления  $n_{\kappa}$  для прозрачных кристаллов с главными показателями преломления  $n_o = \sqrt{\epsilon_o}$  и

$n_e = \sqrt{\varepsilon_e}$  при произвольной ориентации оптической оси относительно рабочих граней и плоскости падения:

$$n_s = n_o, \quad (6)$$

$$n_p^2 = \sin^2 \alpha + \left\{ (n_e^2 - n_o^2) \sin 2\varphi \sin \alpha \cos \Theta + \left[ n_o^2 n_e^2 (n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi) - n_o^2 \sin^2 \alpha \times (n_e^2 - (n_e^2 - n_o^2) \sin^2 \varphi \sin^2 \Theta) \right]^{1/2} \right\}^2 \times \frac{1}{4} (n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi)^{-2}, \quad (7)$$

где  $\varphi$  – угол, характеризующий направление оптической оси (вектора  $\vec{c}$ ) относительно вектора нормали  $\vec{q}$  к границе сред;  $\theta$  – азимут падения, равный углу между векторами  $\vec{k} = [\vec{q}\vec{c}]$  и  $\vec{a} = [\vec{m}\vec{q}]$ ;  $\psi$  – угол падения, т.е. угол между векторами фазовой рефракции  $\vec{m}$  и вектором  $\vec{q}$ .

Выражая  $\psi$  и  $\theta$  через углы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$

$$\psi = \arccos(\cos \beta \cos \alpha), \quad (8)$$

$$\Theta = \frac{\pi}{2} + [\gamma - \arctg(\operatorname{ctg} \alpha \sin \beta)]. \quad (9)$$

для параметра  $F$  запишем:

$$F = \sqrt{n_o^2 - (1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta)} - \frac{1}{2} (n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi)^{-1} \left\{ (n_e^2 - n_o^2) \sin 2\varphi \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta} \times \sin[\gamma - \arctg(\operatorname{ctg} \alpha \sin \beta)] - 2n_o [n_e^2 (n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi) - (1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \beta)(n_e^2 - n_o^2)] \times \sin^2[\gamma - \arctg(\operatorname{ctg} \alpha \sin \beta)] \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

Выражения (5) и (10) позволяют описывать разность частот ортогонально поляризованных мод, генерируемых в линейном лазере с произвольно ориентированной ФАП. Коэффициент  $F$ , пропорциональный  $f_\delta$ , зависит только от материала и ориентации пластинки, поэтому его удобно анализировать при оптимизации параметров ФАП.

Аналитическое рассмотрение выражения (10) из-за громоздкости затруднено, поэтому приведем наиболее характерные результаты в виде ряда графических зависимостей.

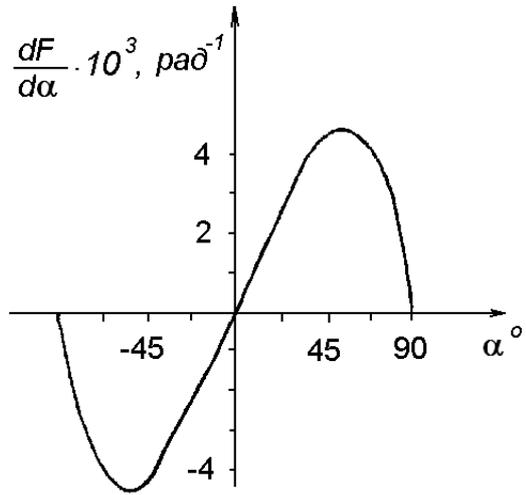


Рисунок 2а – Зависимость  $\partial F/\partial \alpha$  для кварца от угла  $\alpha$  при  $\varphi = 0^\circ$

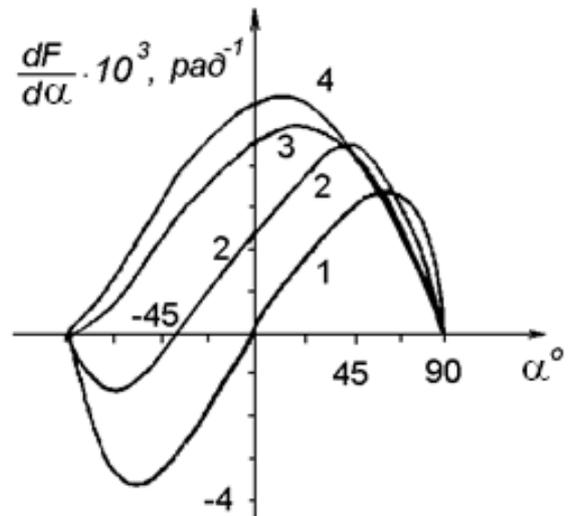


Рисунок 2б – Зависимость  $\partial F/\partial \alpha$  для кварца от угла  $\alpha$  при  $\varphi = 50^\circ$  и разных  $\gamma$  (1 –  $0^\circ$ ; 2 –  $30^\circ$ ; 3 –  $60^\circ$ ; 4 –  $90^\circ$ )

Для ФАП, изготовленной из кристаллического кварца, при температуре  $20^\circ\text{C}$  на длине волны излучения  $1,15\ \mu\text{м}$  вид зависимостей  $\partial F/\partial \alpha$  от угла  $\alpha$  при разных  $\varphi$  и  $\gamma$  показан на рисунке 2. Из него видно, что при любой ориентации оптической оси кристалла относительно рабочих граней ФАП (т.е. при любых  $\varphi$ ) чувствительность к угловым перемещениям относительно оси  $X$  определяется начальным

углом наклона относительно этой оси и разворотом относительно собственной нормали (угол  $\gamma$ ).

Использование в качестве материала ФАП кальцита, резко повышает чувствительность разностной частоты к угловым перемещениям. Это хорошо видно из семейства кривых, представленных на рисунке 2г.

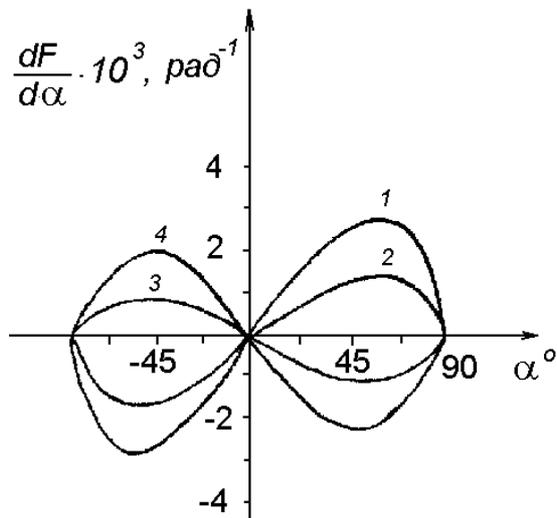


Рисунок 2в – Зависимость  $\partial F/\partial\alpha$  для кварца от угла  $\alpha$  при  $\varphi = 90^\circ$  и разных  $\gamma$  (1 –  $0^\circ$ ; 2 –  $30^\circ$ ; 3 –  $60^\circ$ ; 4 –  $90^\circ$ )

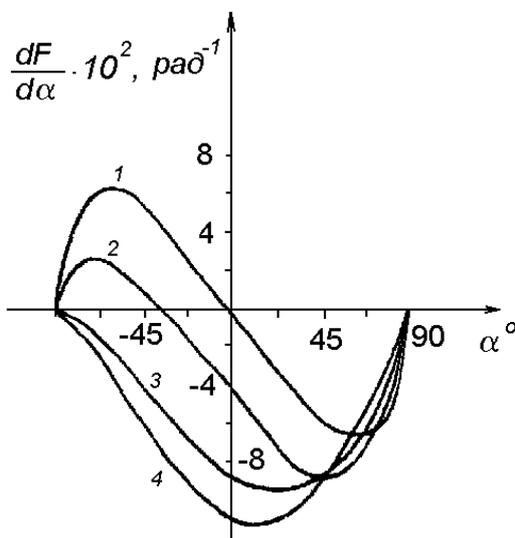


Рисунок 2г – Зависимость  $\partial F/\partial\alpha$  для кальцита от угла  $\alpha$  при  $\varphi = 50^\circ$  и разных  $\gamma$  (1 –  $0^\circ$ ; 2 –  $30^\circ$ ; 3 –  $60^\circ$ ; 4 –  $90^\circ$ )

### Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования частотных характеристик ЛДО с внутризональной

ФАП проводились на установке, блок-схема которой показана на рисунке 3. Резонатор ЛДО образован сферическим 1 (радиус кривизны  $R = 2,5$  м,  $r^2 = 99,6\%$ ) и плоским 3 ( $R = \infty$ ,  $r^2 = 99,2\%$ ) зеркалами. Периметр резонатора во всех экспериментах был близок к 0,4 м. В качестве активного элемента использовалась газоразрядная трубка с ортогональными просветленными окнами 2, наполненная одноизотопной смесью  $\text{He-}^{20}\text{Ne}$ . Лазер работал в одночастотном режиме на переходе  $2s_2-2p_4$  (1,15 мкм). При работе с небольшой разностью частот ортогонально поляризованных мод для уменьшения их конкуренции на два участка по 15 мм разряда с помощью электромагнитов 7 накладывались взаимно ортогональные магнитные поля, напряженностью 50 Э.

Излучение через призму Глана–Томсона 16 подавалось на фотоприемник 17 (ЛФД-2), а затем на усилитель 18 (два последовательно включенных У-3-29). Частота сигнала биений измерялась частотомером 19 (ЧЗ-34). Контроль спектра сигнала биений производился с помощью спектроанализатора 20 (С4-25). При частоте сигнала биений больше 120 МГц вместо частотомера ЧЗ-34 использовался спектроанализатор 21 (С4-49) с опорным генератором 22 (Г4-70). Для контроля модового состава излучения применялся сканирующий интерферометр 13 («СКИФ»), сигнал с которого подавался на фотоприемник 14 (ФД-10), а затем на осциллограф 15 (С1-65).

ФАП закреплялась в гониометрическом устройстве 6, имевшем три вращательные степени свободы. С его помощью можно было устанавливать углы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  в следующих пределах:

- $-35^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ$ ,
- $-20^\circ \leq \beta \leq 20^\circ$ ,
- $-90^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ .

Отсчет угла  $\alpha$  во всем диапазоне его изменений производился по лимбу с точностью  $15'$  и в диапазоне  $2^\circ$  путем измерения микрометром с ценой деления 0,01 мм линейного перемещения рычага длиной 0,4 м, что обеспечивало точность отсчета  $15''$ . Измерения углов  $\beta$  и  $\gamma$  производилось с помощью лимбов с точностью  $15'' - \beta$  и  $1^\circ - \gamma$ .

С целью уменьшения дисперсионных эффектов, положение одной из мод поддерживалось на центре контура усиления. Стабилизация осуществлялась с помощью дополнительного опорного лазера.

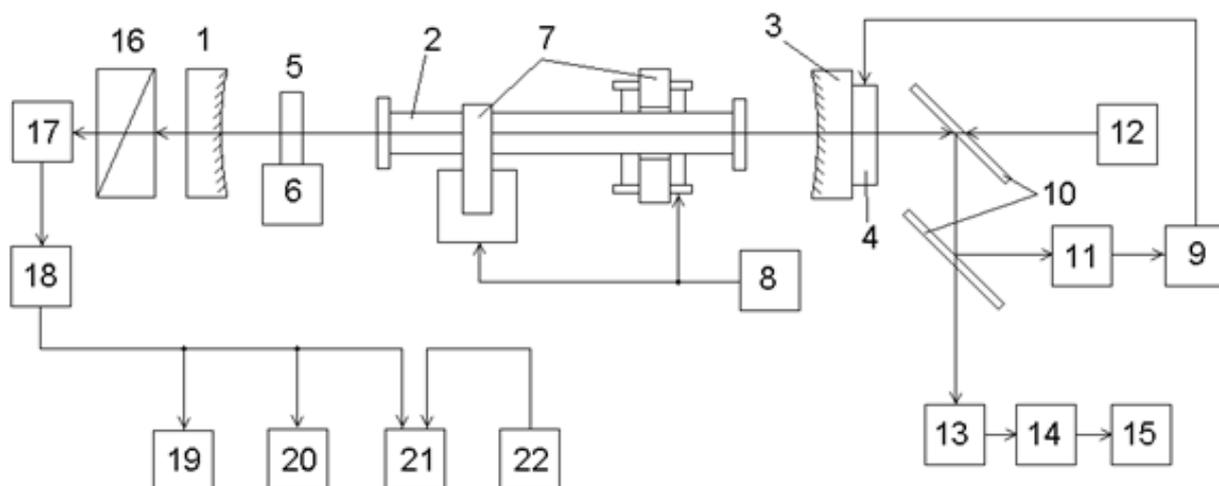


Рисунок 3 – Блок-схема экспериментальной установки

На рисунках 4а, б показаны полученные зависимости частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод от угла наклона  $\alpha$  для кварцевой ФАП. В экспериментах использовалась простейшая ФАП, вырезанная вдоль оптической оси. Измерения производились с шагом 36". Значками «|» и « $\perp$ » отмечены кривые, соответствующие повороту пластинки вокруг оптической оси и перпендикулярно ей. Для сравнения на этих же рисунках приведены теоретические зависимости для ФАП с теми же параметрами, полученные на основании выражений (5) и (10) для температуры 20 °С.

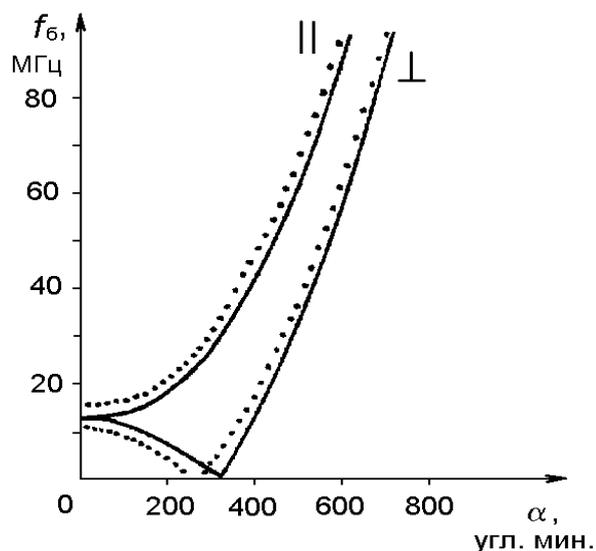


Рисунок 4б – Зависимости частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод от угла наклона  $\alpha$  кварцевой ФАП ( $l = 1,52$  мм;  $\varphi = 0^\circ$ ;  $\beta = 0^\circ$ ;  $\gamma = 90^\circ$  (кривая «|») и  $\gamma = 0^\circ$  (кривая « $\perp$ »))

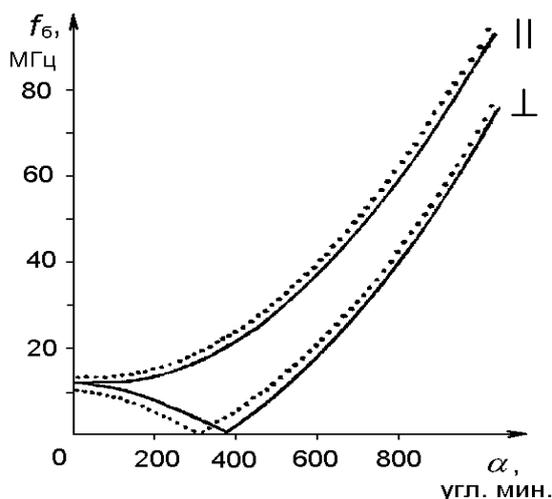


Рисунок 4а – Зависимости частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод от угла наклона  $\alpha$  кварцевой ФАП; ( $l = 0,595$  мм;  $\varphi = 0^\circ$ ;  $\beta = 0^\circ$ ;  $\gamma = 90^\circ$  (кривая «|») и  $\gamma = 0^\circ$  (кривая « $\perp$ »))

Некоторое несовпадение теоретических и экспериментальных кривых «|» и « $\perp$ » в точке  $\alpha = 0$  объясняется отличием температуры в моменты измерения точек, соответствующих кривым «|» и « $\perp$ » от 20 °С и друг от друга. Приведение их к одной температуре дает совпадение теории и эксперимента с точностью лучше 1%.

На рисунке 4в приведена аналогичная зависимость для кальцитовой ФАП. На графике точки поворота соответствуют смене интерферирующих мод. Видно резкое возрастание чув-

ствительности частоты сигнала биений к поворотам ФАП.

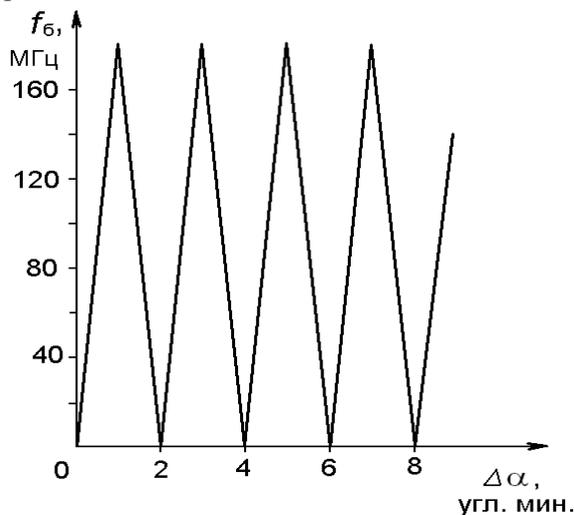


Рисунок 4в – Зависимости частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод от угла наклона  $\alpha$  кальцитовой ФАП ( $l = 5,57$  мм;  $\varphi = 17^\circ$ ;  $\beta = 0^\circ$ ;  $\gamma = 90^\circ$ )

На рисунке 5а представлена зависимость частоты сигнала биений  $f_6$  от угла  $\gamma$  при  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\beta = 0$ , а на рисунке 5б – от угла  $\beta$  при разных значениях  $\gamma$ . Из графиков видно, что частота сигнала биений ортогонально поляризованных мод для рассматриваемой ориентации оси кристалла ФАП в наименьшей степени подвержена изменениям углов  $\beta$  и  $\gamma$  при  $\beta = 0$ ,  $\gamma = 0$  или  $90^\circ$ .

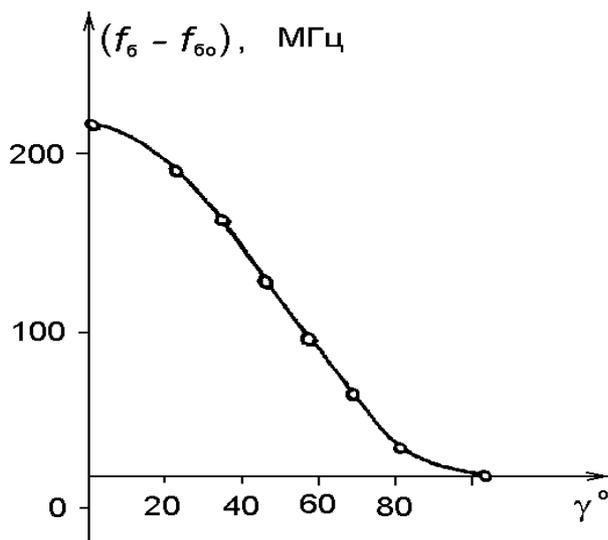


Рисунок 5а – Зависимости частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод от угла наклона  $\gamma$  кварцевой ФАП ( $l = 0,595$  мм;  $\varphi = 90^\circ$ ;  $\beta = 0^\circ$ ). Сплошная линия – теория. Точки – эксперимент

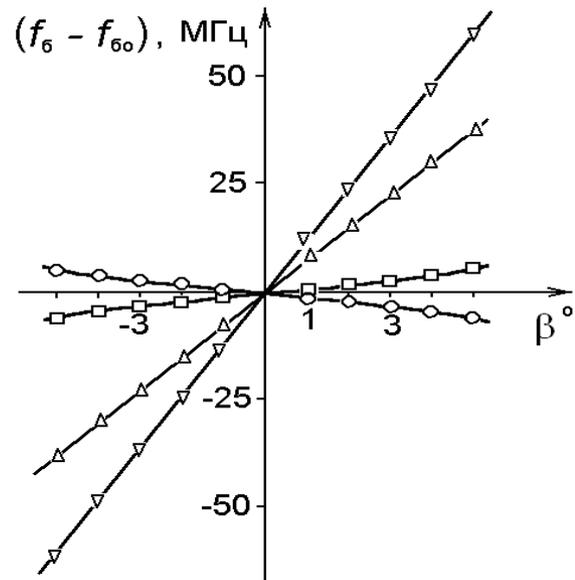


Рисунок 5б – Зависимости частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод от угла наклона  $\beta$  кварцевой ФАП ( $l = 0,595$  мм;  $\varphi = 90^\circ$ ) при различных значениях угла наклона  $\gamma$  [ $0^\circ$  (□);  $50^\circ$  (∇);  $70^\circ$  (Δ);  $90^\circ$  (○)]. Сплошная линия – теория. Точки – эксперимент

Из рисунков 4б и 4в можно оценить коэффициент преобразования квантового интерферометра при измерении сверхмалых угловых перемещений. Для кварцевой ФАП толщиной 1 мм он составляет  $\sim 3$  КГц/угл. сек., а для кальцитовой  $\sim 3$  МГц/угл. сек. при использовании резонатора длиной 0,1 м. При частотном разрешении 1 Гц это позволяет получить пороги чувствительности  $10^{-3}$  и  $10^{-6}$  угл. сек. соответственно.

### Заключение

В работе обоснована возможность использования ЛДО с наклоняющейся ФАП в качестве преобразователей малых угловых перемещений в частоты сигнала биений ортогонально поляризованных мод. Показано, что в таких системах возможно достижение масштабного коэффициента преобразования до единиц МГц на угловую секунду, что в реальных конструкциях позволяет говорить о достижении пороговой чувствительности к угловым перемещениям до  $10^{-6}$  угл. сек.

### Список использованных источников

1. Кузин А. Российские стандарты для измерений линейных размеров в нанотехнологиях/

- А. Кузин [и др.] // Наноиндустрия. – 2009. – № 3. – Р. 2–5.
2. Гавриленко В. Реализация наношкалы в России / В. Гавриленко [и др.] // Наноиндустрия. – 2009. – № 4. – Р. 36–40.
3. Лахов В.М. Метрологическое обеспечение, стандартизация и оценка соответствия нанотехнологий / В.М. Лахов // Компетентность. – 2008. – № 2 (53). – Р. 31–35.
4. Тодуа П.А. Метрология в нанотехнологии / П.А. Тодуа // Российские нанотехнологии. – 2007. – Т. 2. № 1–2. – Р. 61–69.
5. Гончуков С.А. He-Ne лазер на  $\lambda = 0,63$  мкм в режиме генерации двух ортогонально поляризованных мод / С.А. Гончуков, В.М. Ермаченко // Препринт ФИ АН СССР № 31, М., – 1981.
6. Устройство для измерения разности набегов фаз обыкновенного и необыкновенного лучей в кристаллических пластинках: ас 61691 (СССР), G01p 15.08 / Н.В. Зуйкова, А.И. Орлов, Л.Н. Орлов, В.С. Рубанов, Шевцова А.И., Ясинский В.М.; заявл. 24.05.76.
7. Гуделев В.Г. Измерение температурной зависимости фазовой анизотропии оптических элементов внутризональным методом / В.Г. Гуделев, Н.В. Зуйкова, А.И. Шевцова // ЖПС. – 1979. –Т. 30. –В. 4. – Р. 735–736.
8. Устройство для измерения температуры: ас 757873 (СССР), G01p 15/18 / В.Г. Гуделев, Н.В. Зуйкова, А.И. Шевцова, В.М. Ясинский; заявл. 03.05.78.
9. Laser accelerometer: US Pat. № 3800594, G01p 15/08 / T.J. Hutchings, W.L. Zingery; filed 02 07 73, patented 02.04.74. Accelerometer: GB Pat. № 1170067, G01p 15/08 / E.D. Jacobs, W.L. Zingery; publication date 12.11.69.
10. Лазерные измерительные системы./ Под ред. Д.П. Лукьянова // М. : Радио и связь, 1981. – 456 с.
11. Ландау, Л. Д. Механика /Л. Д. Ландау, Е.М.Лившиц. -- М.: Наука, – 1974.
12. Doyle, W. M. Properties of an anisotropic Fabry-Perot Resonator / W.M. Doyle, M.B. White // J. Opt. Soc. Amer. – 1965. – Vol. 55, № 10. – Р. 1221–1225.
13. Doyle, W. M. Frequency Splitting and Mode Competition in Dual-Polarization He-Ne Gas Laser / W.M. Doyle, M.B. White // Appl. Phys. Lett. – 1964. – Vol. 5, № 10. – Р. 193–195.
14. Федоров, Ф. И. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами / Ф.И. Федоров., В.В. Филиппов. -- Минск: Наука и техника, 1976. – 222 с.

---

Zuikov I. E.

### Quantum interferometer for limited measurements

The results of theoretical and experimental studies of quantum interferometer are described. The interferometer based on linear isotropic laser with displacement phased anisotropic plate inside resonator. The perspectives of usage of such resonator as a precession proximity sensor is shown. The necessity of methods and devices for modern medical linear accelerators quality control development is discussed. Quality control is the basic measure of radiation protection of the patients with malignant tumors during radiotherapy. Linear accelerators devices and systems which are influencing on accuracy of dose delivery and dose distribution within treated patients body volumes were considered. Developed methods and devices become a basis of the national protocol for medical linear accelerators quality control which will be used in all oncological clinics of Belarus Republic.

Поступила в редакцию 14.04.2011.