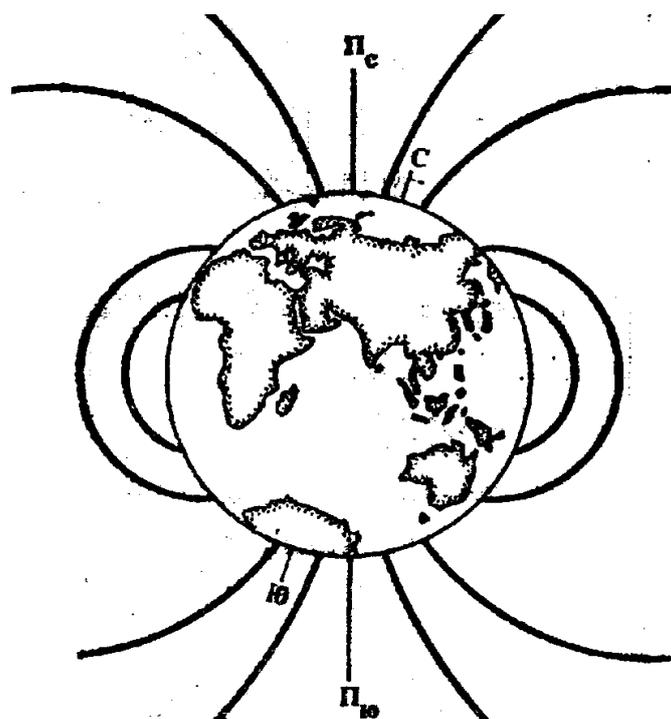


В. Д. Гавричев, А. Л. Дмитриев

Волоконно-оптические датчики магнитного поля

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2013

Министерство образования и науки Российской Федерации
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

В. Д. Гавричев, А. Л. Дмитриев

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2013

В. Д. Гавричев, А. Л. Дмитриев, Волоконно-оптические датчики магнитного поля / Учебное пособие. – СПб: СПбНИУ ИТМО, 2013. – 83 с.

В учебном пособии описаны современные разработки волоконно-оптических датчиков (измерителей) магнитного поля. Отдельно рассмотрены датчики, в которых оптоволокну используется для подведения оптического сигнала к чувствительному элементу датчика и регистрации выходного излучения. Подробно повествуется материал, касающийся вопросов принципов действия, конструирования и создания волоконно-оптических датчиков магнитного поля.

Учебное пособие предназначено для специалистов старших курсов, бакалавров 3-4 лет обучения и магистрантов инженерно-физического факультета, специализирующихся по направлениям 200500 «Лазерная техника и лазерные технологии», 223200 «Техническая физика». Материал рекомендован студентам, обучающимся по дисциплинам «Волоконно- и интегрально-оптические измерительные системы», «Интегрированные системы безопасности».

Одобрено ученым советом ИФФ, протокол № 6 от 11 июня 2013 года.



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2013

© В. Д. Гавричев, А. Л. Дмитриев, 2013 г

Введение

Датчики магнитного поля представляют собой важный класс научной аппаратуры, области исследования и применения которой простираются от коммерческих до военных и фундаментальных наук. Для измерения низкочастотных (< 10 Гц) магнитных полей с уровнем ниже 10^{-9} Тл (10^{-5} Гс) разработано пять различных технологий. На их основе могут быть построены: (1) феррозондовые приборы, (2) прецессионные приборы, (3) сверхпроводящие квантовые интерферометры, (4) оптоволоконные устройства и (5) устройства на основе эффекта магнитоупругости, приводимые в действие механическим напряжением. Датчик для измерения высокочастотных (> 10 Гц) магнитных полей, состоящий из проволочной катушки и малошумящего предусилителя, имеет простую конструкцию, эффективен в работе. Однако при жестких условиях эксплуатации, при наличии электромагнитных помех или высокого напряжения, использование датчика, не имеющих проводящих ток материалов (металлы, полупроводники), просто не заменимы. Устройства, применимые для измерения высокочастотных (> 10 Гц) магнитных полей: (6) проволочная петля (измерительная катушка), (7) волоконнооптические устройства на основе эффекта Фарадея и (8) объемные устройства на основе эффекта Фарадея. В данном учебном пособии рассмотрена основная теория и принципы действия волоконно-оптических датчиков магнитного поля в том числе магнитоупругие интерферометрические датчики, датчики на основе эффекта Фарадея, датчики на основе силы Лоренца, метод Кастлера, принцип работы оптических магнитометров.

В связи с разнообразными историческими и практическими прецедентами литература по измерениям магнитного поля страдает от приводящего в замешательство количества используемых единиц измерения. В то время как В/м — это почти универсально принятая единица измерения электрического поля, магнитное поле может быть определено в таких единицах, как гаусс, эрстед, тесла, гамма, ампер-виток/метр и, в исключительных случаях, Вб/м². Сложности возникают потому, что обычно приходится выбирать между тем, чтобы (1) твердо придерживаться единой системы единиц измерения или (2) смешивать системы единиц измерения, но работать с численными значениями, которые удобны и легко распознаваемы. Правда, представления о том, какие именно единицы удобны и легко распознаваемы, открывают широкие возможности для интерпретаций и часто создают дополнительные сложности. Еще больше осложняет ситуацию то, что одни и те же параметры могут иметь различные основные размерности в различных системах единиц, как показано в табл. 1, в которой сопоставляются системы СИ и СГС (электромагнитные единицы). Следовательно, разумно выполнять преобразования уравнений в единой системе единиц и преобразовывать численные значения в другую систему,

если это необходимо, только в самом конце. Поскольку лабораторное оборудование обычно калибруется в вольтах и амперах, удобно выполнять все вычисления в системе СИ, несмотря на присутствие неудобного μ_0 . В этом методическом пособии используется как система единиц СИ, так и абсолютные электромагнитные единицы в системе СГС. При обсуждении разрешения измерений поля в свободном пространстве мы будем использовать тесла (единицу СИ), понимая, что число относится или к B , или к $\mu_0 H$. При определении применяемых лабораторных полей и конкретных параметров материалов используется привычный эрстед (единица СГС). Все уравнения приведены в системе СИ.

Таблица 1. Физические величины, единицы измерения, размерности и преобразования для систем СИ и СГС (электромагнитные единицы)

	Величина		СИ	СГС
1.	Напряженность магнитного поля	H	ампер-виток/м $L^{-1}T^1Q$	эрстед $M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}$
			1 ампер-виток/м = $4\pi \times 10^{-3}$ Э	
2.	Магнитная индукция	B	тесла (вебер/м ²) MT^1Q^{-1}	гаусс $M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}$
			1 тесла = 10^4 гаусс	
3.	Намагниченность	M	ампер/м $L^{-1}T^1Q$	абампер/см $M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}$
			1 ампер/м = 10^{-3} абампер/см	
4.	Магнитная проницаемость (свободного пространства)	μ_0	генри/м MLQ^{-2}	безразмерная
			$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ генри/м	
5.	Электрический ток	I	ампер QT^{-1}	абампер $M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}$
			1 ампер = 0,1 абампер	
6.	Напряжение	V	вольт $ML^2T^2Q^{-1}$	абвольт $M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}$
			1 вольт = 10^8 абвольт	
7.	Сопротивление	R	ом $ML^2T^{-1}Q^{-2}$	абом LT^{-1}
			1 ом = 10^9 абом	

M — масса, L — расстояние, T — время, Q — заряд (СИ). Заряд не является основной размерностью в системе СГС (электростатическая единица, электромагнитная единица, единица системы Гаусса, единица Хевисайда Лоренца). В системе электромагнитных единиц заряд имеет размерность $M^{1/2}L^{1/2}$.

Несколько разделов посвящены вопросам принципов действия и основ конструирования волоконно-оптических датчиков магнитного поля. Мы начнем с рассмотрения датчиков, основанных на эффекте Фарадея, в которых взаимодействие с измеряемым магнитным полем происходит непосредственно в самом волокне; и продолжим изучением

магнитострикционных датчиков и датчиков на основе силы Лоренца, в которых с помощью волокна измеряется отклик чувствительного материала на приложенное поле.

1. Датчики на основе эффекта Фарадея

Свет распространяется через любую среду с поляризацией. Состояние поляризации в любой точке характеризуется функцией зависимости вектора электрического поля E световой волны в этой точке от времени. В наиболее общем случае конец вектора поля E с течением времени описывает в пространстве эллипс. Такая поляризация называется эллиптической. Можно выделить два частных случая: (1) когда эллипс становится окружностью (круговая поляризация) и (2) когда эллипс вырождается в линию (линейная поляризация). Состояние поляризации любой распространяющейся волны может быть представлено как суперпозиция двух волн, имеющих ортогональные состояния поляризации, например, две ортогональные линейно поляризованные волны или две волны с круговой поляризацией, имеющие противоположные направления вращения. Если состояние поляризации некоторым образом изменяется при распространении излучения через вещество, такое вещество называют двулучепреломляющим и свойства двулучепреломления можно характеризовать по типу волн, на которые среда не влияет на вид поляризации. Таким образом, состояние поляризации излучения с круговой поляризацией остается постоянным в веществах, имеющих круговое двулучепреломление.

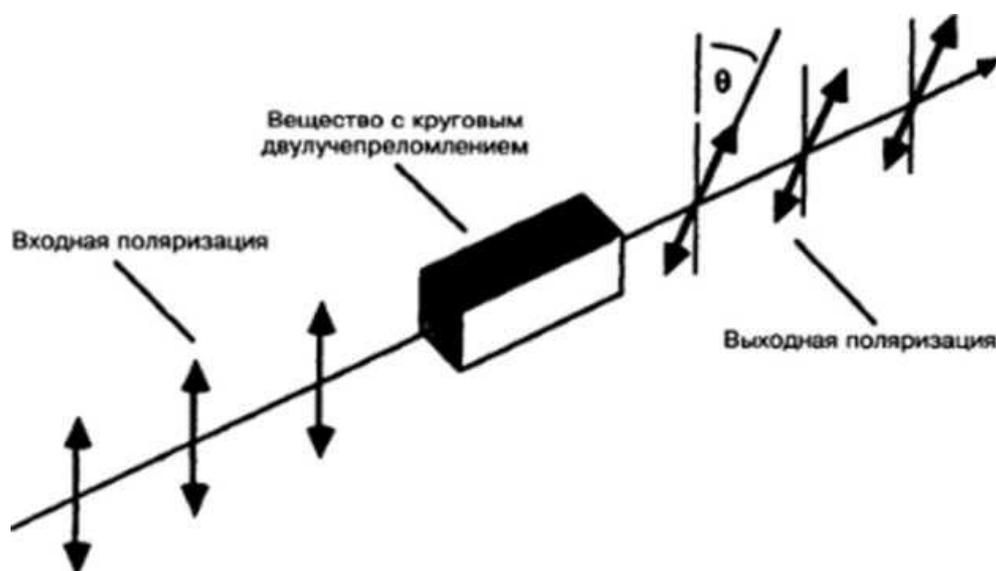


Рис. 1. Вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света круговой двулучепреломляющей средой

Однако те же самые материалы сильно влияют на состояние поляризации линейно поляризованного излучения, как показано на рис. 1, где плоскость поляризации линейно поляризованного излучения поворачивается на угол θ после прохождения через круговую двулучепреломляющую среду. Полное изменение состояния поляризации зависит от расстояний, проходимого излучением в двулучепреломляющем веществе, величины и вида двулучепреломления и состояния поляризации на входе.

Фарадей открыл, что во многих материалах круговое двулучепреломление возникает под воздействием приложенного магнитного поля. Следовательно, можно измерять магнитное поле, используя линейно поляризованное излучение и измеряя величину кругового двулучепреломления, возникшего в определенных материалах под воздействием внешнего магнитного поля. Именно этот механизм используется в волоконно-оптических датчиках магнитного поля, основанных на эффекте Фарадея.

1.1. Эффект Фарадея в оптических волокнах

Статическое круговое двулучепреломление прямого отрезка круглой сердцевины оптического волокна обычно достаточно мало. Однако в присутствии магнитного поля H возникшее в волокне круговое двулучепреломление повернет плоскость поляризации линейно поляризованного излучения на угол θ

$$\theta = V \int H \cdot dI, \quad (1)$$

где магнитооптическая постоянная Верде V является мерой интенсивности проявления эффекта Фарадея в волокне и интегрирование выполняется по длине волокна, подвергнутого воздействию поля H . Величина V зависит от состава материала волокна и оптической длины волны; намного слабее она зависит от температуры диэлектрического вещества. Примечательным свойством вращения под воздействием эффекта Фарадея является его зависимость от направления распространения. Если свет, распространяющийся в одном направлении, подвергается вращению на угол θ , свет, двигающийся в противоположном направлении, подвергается вращению на угол $-\theta$. Эту зависимость можно использовать в разъединителях мощности, как на оптических, так и на микроволновых частотах. С другой стороны, она может являться помехой в таких устройствах, как волоконно-оптические датчики вращения, основанные на исключении всех источников такой зависимости, кроме эффекта Саньяка. Паразитное магнитное поле может действительно влиять на датчик через эффект Фарадея

и исказить выходной сигнал.

Угол фарадеевского вращения θ при напряженности магнитного поля H , длине светового пути в веществе L выражается еще как

$$\theta = VHL. \quad (2)$$

В типичной схеме измерения тока N витков волокна намотано на проводник с током i . В соответствии с законом Ампера линейный интеграл магнитного поля сводится к

$$\theta = VNi. \quad (3)$$

Пример 1, для кварцевого волокна при $A = 0,63$ мкм, $V = 4,6 \times 10^{-8}$ рад/м. Для $N = 100$ витков независимо от радиуса витков можно ожидать проявления чувствительности $(\theta / i) = 460$ мкрад/А.

Изменение состояния поляризации θ можно измерить с помощью поляриметра, как показано на рис. 2. На входе в волокно поляризатор создает линейно поляризованное излучение, в то время как анализатор (другой поляризатор) устанавливается под фиксированным углом по отношению к входному поляризатору. Чтобы поддерживать строго определенное состояние поляризации на всем протяжении, используется одномодовое волокно. Если анализатор установлен под углом $\pm 45^\circ$ по отношению к поляризатору, мощность излучения (интенсивность) P на приемнике определяется как

$$P = \frac{P_0}{2} (1 \pm \sin 2\theta), \quad (4)$$

где $P_0/2$ — средняя оптическая интенсивность на приемнике, как показано на рис. 3. Для небольших токов уравнение (4) можно преобразовать следующим образом:

$$P = \frac{P_0}{2} (1 \pm 2VNi), \quad (5)$$

т.е. интенсивность является линейной функцией тока.

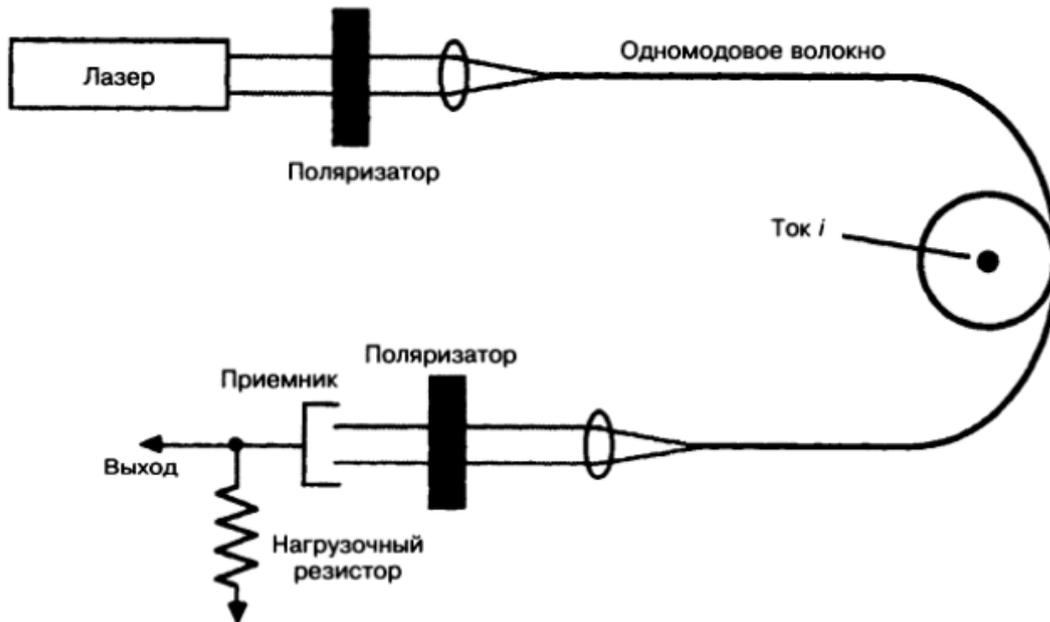


Рис. 2. Волоконный поляриметр, сконструированный как датчик тока

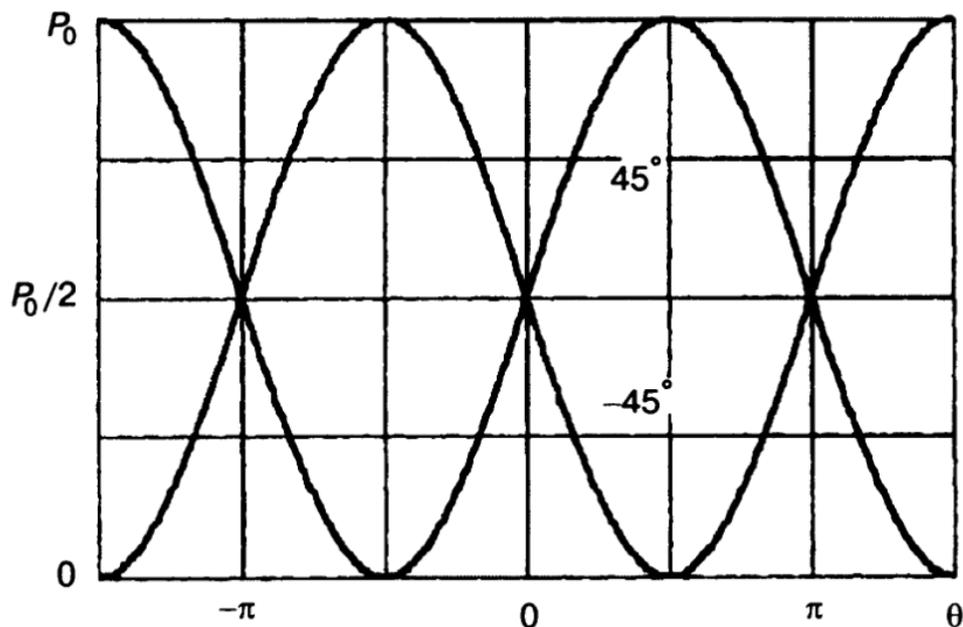


Рис. 3. Выходная интенсивность поляриметра как функция угла поворота θ , если анализатор установлен по отношению к поляризатору под углом $\pm 45^\circ$

При наматывании волокна на проводник получается компактный датчик, преимущество которого является симметричность по отношению к полю, создаваемому током. Однако изгибание волокна таким способом создает в нем механическое напряжение, что в свою очередь вызывает линейное двулучепреломление β_b , определяемое по формуле

$$\beta_b = K_\lambda \left(\frac{r}{p} \right)^2, \quad (6)$$

где r — радиус волокна и K_λ — параметр вещества, имеющий значение $K_\lambda \approx 1,3 \times 10^6$ для кварцевого волокна при $\lambda = 0,63$ мкм. При наличии линейного двулучепреломления уравнение (4) можно переписать как

$$P = \frac{P_0}{2} \left(1 + \frac{\alpha_F}{\gamma} \sin \gamma L \right), \quad (7)$$

где $\gamma^2 = \beta^2 + \alpha_F^2$ и $\beta = \beta_i + \beta_b$ включает в себя линейное двулучепреломление β_i , присущее волокну. Круговое двулучепреломление, обусловленное эффектом Фарадея, выражается как $\alpha_F = 2\theta/L$, где $L = 2\pi Np$ — длина волокна и p — радиус витка волокна. Если $\beta \gg \alpha_F$, то получается выражение

$$P = \frac{P_0}{2} (1 + 2V_{eff} N_i), \quad (8)$$

которое имеет такой же вид, как уравнение (5), но постоянная Верде заменена эффективной постоянной Верде

$$V_{eff} = \frac{V}{\beta L} \sin \beta L, \quad (9)$$

Поскольку мы предположили, что $\beta L \gg 1$, то V_{eff} — намного меньше V и о постоянной Верде говорят, что она «подавляется» линейным двулучепреломлением. Из уравнения (9) также понятно, что при такой длине волокна L , когда $\beta L = n\pi$ (n — целое), постоянная Верде полностью подавляется, до такой степени, что значение β остается постоянным и выходное состояние поляризации никак не зависит от эффекта Фарадея.

Пример 2, $N = 100$ витков волокна диаметром 80 мкм намотаны на сердечник диаметром 5 см, величина линейного двулучепреломления, вызванного изгибом, составляет β_b — 3,3 рад/м. Чувствительность витка уменьшается до $\theta/i = 8,9$ мкрад/А. Значение уменьшилось более чем в 50 раз по сравнению с первым примером.

Для преодоления вредного влияния линейного двулучепреломления разработано три метода: скручивание волокна, отжиг волокна и использование волокон с круговым двулучепреломлением. Скручивание

волокна на ξ радиан на метр вызывает в оптическом волокне постоянное круговое двулучепреломление α_τ , где

$$\alpha_\tau = g\xi \quad (10)$$

Параметр вещества g для кварцевого волокна равен примерно от 0,13 до 0,16 при $\lambda = 0,63$ мкм. Если волокно закручено достаточно для того, чтобы выполнялось условие $\alpha_\tau \gg \beta \gg \alpha_F$, то $\gamma = \alpha_\tau (1 + \beta^2 / 2\alpha_\tau^2)$ и

$$P = \frac{P_0}{2} (1 + q \sin(\alpha_\tau + 2VN_i)), \quad (11)$$

где $q = 1 - (\beta^2 / 2\alpha_\tau^2)$ — это уравнение соответствует случаю, когда анализатор установлен так, что значение $P = P_0/2$ получается при $i = 0$ и нескрученном волокне. Если анализатор настроен так, чтобы обеспечивать такой же выход $P = P_0/2$ при $i = 0$ и скрученном волокне, для $2NV_i \ll 1$ получается отклик

$$P = \frac{P_0}{2} (1 + 2qVN_i), \quad (12)$$

и постоянная Верде почти полностью восстановлена: $qV = V$ для $\beta \ll \alpha_\tau$.

Пример 3. В примере 2 постоянная Верде катушки из 100-витков диаметром 5 см «подавляется» линейным двулучепреломлением, обусловленным изгибом, до менее 2% своего первоначального значения. Если то же самое волокно скручено на 20 оборотов на метр, чему соответствует $\xi = 126$ рад/м, то при $g = 0,13$ величина кругового двулучепреломления, вызванного скручиванием, станет $\alpha_\tau = 16,3$ рад/м. Если пренебречь первоначальным линейным двулучепреломлением, отклик витка скрученного волокна характеризуется величиной qV , где $q = 1 - \beta^2 / 2\alpha_\tau^2 = 0,98$. То есть 98% первоначальной постоянной Верде, присущей ненапряженному волокну, восстановлено.

Второй метод преодоления эффекта линейного двулучепреломления заключается в устранении самого механического напряжения, после того как катушка уже сформирована, путем отжига волокна. Этот метод особенно полезен при небольшом (< 3 см) диаметре витков. 200 витков одномодового волокна диаметром 7 мм были последовательно обработаны при температуре 800 °С и продемонстрировали значение эффективной постоянной Верде, близкое к первоначальному, присущему ненапряженному волокну.

Волокна, которые изначально имеют высокую степень кругового

двулучепреломления, также могут быть эффективны при решении проблемы двулучепреломления, вызванного изгибом. Производится множество различных волокон, обладающих этим свойством, в том числе волокна со спиральной сердцевиной, крученые волокна и волокна с эллиптическим двулучепреломлением.

Ширина полосы пропускания — важная характеристика волоконно-оптических датчиков, основанных на эффекте Фарадея. Поскольку эффект Фарадея возникает в результате взаимодействия между электронами в волокне и приложенным магнитным полем, такие датчики срабатывают чрезвычайно быстро, особенно по сравнению с магнитострикционными датчиками, основанными на механическом движении. Хотя в коротких объемных оптических устройствах, основанных на эффекте Фарадея, измеренная полоса пропускания намного превышает значение 1 ГГц, в волоконных датчиках она ограничена временем задержки в самом волокне.

Рассмотрим датчик Фарадея, состоящий из волокна длиной L . Если измеряемое магнитное поле быстро колеблется в то время, пока излучение распространяется по волокну, угол поворота плоскости поляризации также подвергается множеству колебаний и только небольшая часть волокна в самом конце внесет вклад в конечный угол поворота. Подробные расчеты показывают, что ширина полосы пропускания Δf на уровне 3 дБ для N витков радиусом r определяется приблизительно как

$$\Delta f = \frac{c}{(\pi^2 n N p) \sqrt{2}}, \quad (13)$$

где n — показатель преломления сердцевины волокна, и c — скорость света в вакууме. На частотах за пределами 3 дБ частотная характеристика умножается на коэффициент $(\sin \omega \tau / \omega \tau)$, где время распространения $\tau = nL/c$. Из уравнения (13) понятно, что при постоянном N полоса пропускания может быть расширена только уменьшением p , чему сопутствует уменьшение эффективной постоянной Верде, обусловленное линейным двулучепреломлением, вызванным изгибом. Используя уравнения (12) и (13), полезно вычислить произведение полосы пропускания на чувствительность $BRP = \Delta f(\theta/i)$,

$$BRP = \frac{cV}{\pi^2 n p \sqrt{2}} \left[1 - \frac{K_\lambda}{2g^2 \xi^2} \left(\frac{r}{p} \right)^4 \right]. \quad (14)$$

Для данного волокна (V , K_λ , r и g) и для данного скручивания ξ и радиуса витков p произведение полосы пропускания на чувствительность постоянно и не зависит от количества витков волокна N . Увеличение

чувствительности можно получить только за счет уменьшения полосы пропускания [1].

Материалы для элемента Фарадея. Характеристики материалов с эффектом Фарадея приведены в табл. 2. Среди них на практике особенно важны диамагнитные материалы, такие, как свинцовое стекло, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) и другие, отличающиеся слабой температурной зависимостью характеристик, а также ферромагнитные: $(\text{Tb}_{0,19}\text{Y}_{0,81})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ — в виде объемных монокристаллов, $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ — в виде тонких эпитаксиальных пленок и другие, для которых характерна температурная стабильность свойств.

Рассмотрим основные моменты, связанные с проектированием датчиков, в которых применяются оптически активные¹ и ферромагнитные материалы. В оптически активных веществах, наподобие диамагнетиков BGO, BSO и других, поворот плоскости поляризации происходит за счет не только эффекта Фарадея, но и оптической активности. Поэтому угол поворота θ будет выражаться суммой:

$$\theta = VHL + \theta_A L, \quad (15)$$

где θ_A — оптическая активность.

В ферромагнитных материалах вследствие высокой намагниченности насыщения $4\pi M_s$ эффект Фарадея проявляется сильнее. Тогда в зависимости от соотношения между напряженностью внешнего магнитного поля и намагниченностью насыщения угол поворота определяется следующим образом:

$$\theta_F = \frac{\varphi_s}{4\pi M_s} HL, \quad H \leq 4\pi M_s; \quad (16)$$

$$\theta_F = \varphi_s L \quad H \geq 4\pi M_s,$$

где φ_s — угол поворота при $H=4\pi M_s$.

Следовательно, при проектировании датчиков магнитного поля на основе ниже описанных материалов можно воспользоваться формулой (4), подставив в нее выражение θ по формуле (15) или θ_F по формуле (16).

¹ В оптически активных материалах вследствие различия коэффициента преломления для света с левой и правой круговой поляризацией возникает эффект, подобный эффекту Фарадея. Если луч, прошедший сквозь такое вещество, отражается и проходит сквозь вещество еще раз, то в результате плоскость поляризации луча возвращается в исходное положение.

Таблица. 2. Основные характеристики типичных материалов с эффектом Фарадея

Материал	Структура	Постоянная Верде, мин/(Э·см)	Оптическая активность °/мм	Длина волны, мкм	Температурная стабильность постоянной Верде
Диамагнетики					
Свинцовое стекло	Аморфная	0,04	—	0,85	±0,5 % (-25...100 °С)
As ₄ S ₃ -стекло	»	0,10	—	0,90	±1 % (-10...80 °С)
ZnSe	Кристаллическая (кубическая)	0,21	—	0,82	±1 % (20...120 °С)
Bi ₁₂ SiO ₂₀	То же	0,10	10,5	0,87	±1 % (-13...85 °С)
Bi ₁₂ GeO ₂₀	»	0,188	9,6	0,85	±1,5 % (-25...85 °С)
Парамагнетики					
Стекло FR-5	Аморфная	0,11	—	0,85	±15 % (-25...85 °С)
Ферромагнетики					
YIG	Кристаллическая (кубическая)	9,0	—	1,3	±8 % (-25...85 °С)
(Tb _{0,19} Y _{0,81}) ₃ Fe ₅ O ₁₂	То же		—	1,15	±1,5 % (-25...85 °С)
(YSmLuCa) ₃ (FeGe) ₅ O ₁₂	»	49	—	0,83	±0,5 % (-25...85 °С)

Преимуществом датчиков на диамагнитных материалах обычно считается возможность измерения ими напряженности магнитного поля в широком диапазоне – от десятков до нескольких тысяч ампер на метр. Ферромагнитные же материалы при более высокой напряженности магнитного поля в силу свойства магнитного насыщения имеют нелинейные характеристики, но зато датчики на их основе малогабаритны.

Изоляторы. Оптические изоляторы являются необходимым оптическим элементом, например, в схемах, где в качестве источника излучения применяется полупроводниковый лазер с линейно поляризованным светом. Здесь изолятор служит для ограничения спектра и уменьшения флуктуации излучения, обусловленных обратным светом. В простейшем случае, как показано на рис. 4, оптический изолятор можно создать на основе вышеописанных принципов — путем объединения поляризатора и четвертьволновой пластины с оптическими осями, развернутыми на 45° относительно осей поляризатора, но, как правило, развязка оптических сигналов в таком устройстве недостаточна.

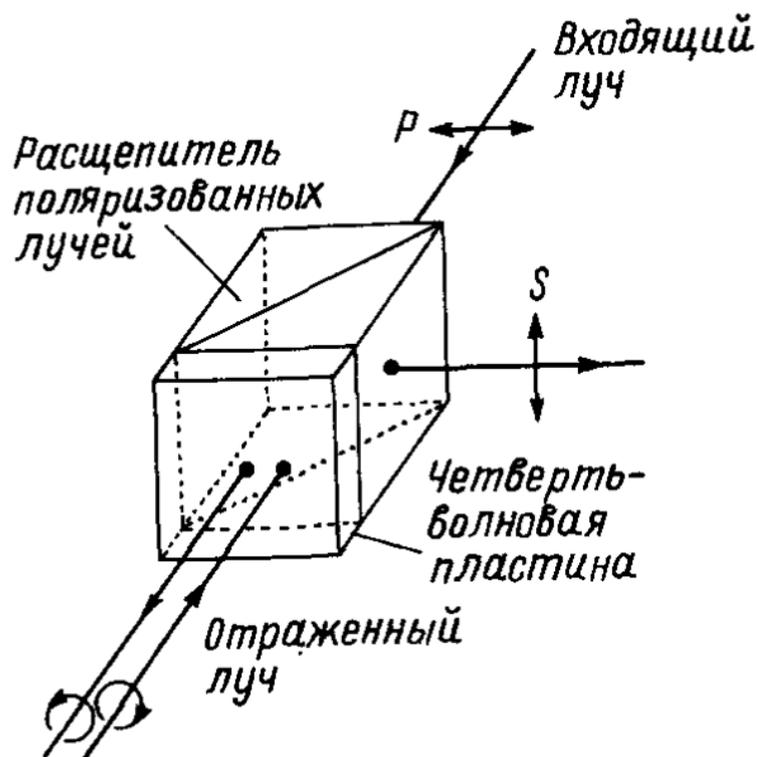


Рис. 4. Оптический изолятор

Что касается оптических изоляторов с развязкой 50 дБ и более, то в них обычно используется магнитооптический эффект — эффект Фарадея. Изолятор состоит из поляризатора, элемента вращения Фарадея, магнита для создания магнитного поля, оптического анализатора (рис. 5).

Обычно делают угол поворота $\theta = 45^\circ$, тогда свет в обратном направлении не проходит. Желательно, чтобы материал элемента Фарадея обладал большой постоянной Верде и был достаточно прозрачен.

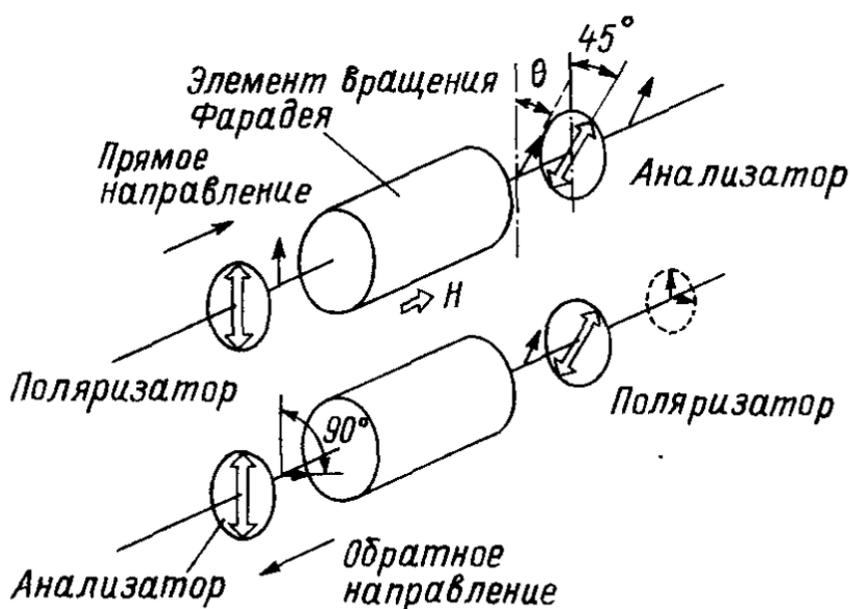


Рис. 5. Оптический изолятор на основе эффекта Фарадея

Теперь о принципе работы изолятора. Как видно из рис. 5, луч света, входящий в прямом направлении, поступает на элемент вращения Фарадея как линейно поляризованный свет с углом поляризации, определяемым поляризатором. После элемента вращения плоскость поляризации луча поворачивается на угол 45° . Таким образом, если на выходе поставить анализатор с плоскостью поляризации под углом 45° , то все устройство окажется полностью прозрачным для светового луча. Однако при прохождении луча в обратном направлении он снова поворачивается на угол 45° , т. е. суммарный угол поворота 90° , поэтому луч не проходит через поляризатор (в данном случае работающий как анализатор). Стало быть, это устройство в целом работает как изолятор. На практике чаще используются оптические изоляторы коротковолнового ($0,8 \text{ мкм}$) и длинноволнового ($1,3 \text{ мкм}$ и $1,5 \text{ мкм}$) диапазона (рис. 6). В качестве материала для элемента Фарадея коротковолнового изолятора удобно использовать парамагнитное стекло с добавками тербия (Tb^{3+}), но поскольку постоянная Верде у него сравнительно мала, нужный угол вращения плоскости поляризации получается удлинением оптического пути (четырёхкратным отражением). В качестве материала для элемента Фарадея длинноволнового изолятора используется монокристалл YIG железиттриевого граната — с большой постоянной Верде, прозрачный на длине волны выше $1,2 \text{ мкм}$. В обоих случаях прямые потери не превышают 1 дБ,

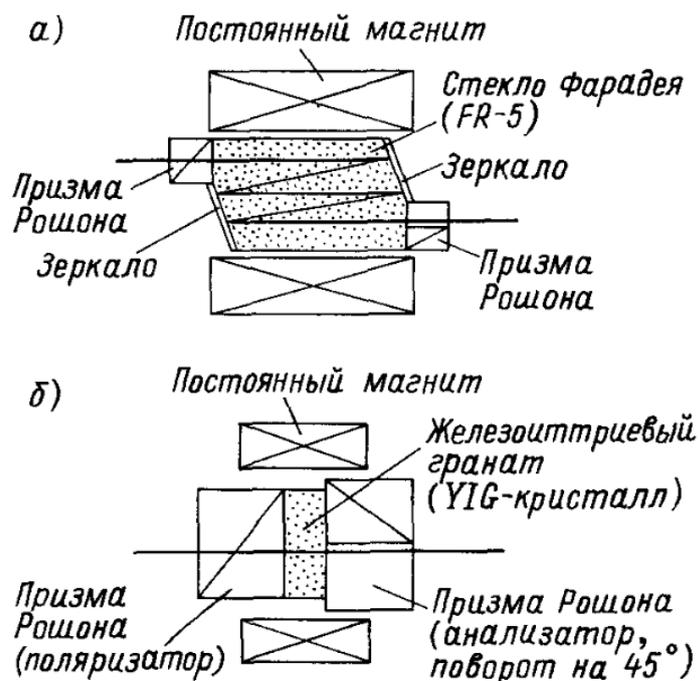


Рис. 6. Оптический изолятор для коротковолнового (а) и длинноволнового (б) диапазона.

а развязка получается около 30 дБ. Ниже приведены характеристики оптических изоляторов:

	Коротковолновый диапазон	Длинноволновый диапазон
Развязка, дБ	32	28
Прямые потери, дБ	0,8	0,6
Центральная длина волны, нм	850±20	1300±50; 1550±50
Эффективный диаметр луча, мм	≤ 2	≤ 2
Материал элемента вращения Фарадея	Парамагнитное стекло	Железонттриевый гранат
Габариты, мм	35×24×23	13×10×14
Масса, г	≈150	≈10

1.2. Шум

В волоконных поляриметрах, применяемых в качестве датчиков, основанных на эффекте Фарадея, присутствуют три основных источника шума: тепловой шум (шум Джонсона) в нагрузочном резисторе приемника, дробовой шум и низкочастотные механические и тепловые возмущения. Фазовый шум, обусловленный лазерным источником, редко становится проблемой для поляриметрических датчиков благодаря незначительной разности хода между ортогонально поляризованными модами. Проблемы, связанные с низкочастотным шумом, как правило, не являются актуальными — волоконно-оптические датчики Фарадея обычно работают только на частотах от 50 до 60 Гц или выше.

Если не рассматривать постоянную составляющую, ток I , создаваемый приемником благодаря эффективному сигналу Фарадея P_0NV_i [уравнение (5)], равен

$$I = \eta P_0 NV_i, \quad (17)$$

где η — квантовая эффективность приемника. Дробовой шум добавит к этому сигнальному току эффективный шумовой ток в пересчете на единицу полосы пропускания

$$\left(\frac{I}{\sqrt{\Delta\nu}} \right)_{sn} = (2e\eta P_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

в то время как нагрузочный резистор приемника R добавит тепловой шумовой ток на единицу полосы пропускания

$$\left(\frac{I}{\sqrt{\Delta\nu}} \right)_T = (4k_B T/R)^{\frac{1}{2}}, \quad (19)$$

где e — заряд электрона и k_B — постоянная Больцмана. Следовательно, минимальный разрешаемый ток—сигнал на единицу полосы пропускания определяется как

$$\left(\frac{I}{\sqrt{\Delta\nu}} \right)_{\min} = \frac{\left[\left(I/\sqrt{\Delta\nu} \right)_{sn}^2 + \left(I/\sqrt{\Delta\nu} \right)_T^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\eta P_0 V N}. \quad (20)$$

В предельном случае дробовый шум

$$\left(\frac{i}{\sqrt{\Delta\nu}} \right)_{\min} = \left(\frac{1}{VN} \right) \cdot \left(\frac{e}{\eta P_0} \right)^2 \quad (21)$$

и в предельном случае тепловой шум

$$\left(\frac{i}{\sqrt{\Delta\nu}} \right)_{\min} = \frac{1}{\eta P_0 V N} \left(\frac{4k_B T}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

Отметим, что $\eta P_0/2$ — это просто средний ток приемника и что V при необходимости можно просто заменить на qV , чтобы учесть проявления линейного двулучепреломления, вызванные скручиванием и изгибом волокна.

Пример 4. Предположим, что $P_0 = 100$ мкВт, $\eta = 0,5$ А/Вт и $T = 300$ К, и вычислим характеристики ограничений дробовым и тепловым шумами для катушки из скрученного волокна из примера 3. Ограничение дробовым шумом получается

$$\left(\frac{i}{\sqrt{\Delta\nu}} \right)_{sn}^{\min} = 0,12 \text{ мА} / \sqrt{G\zeta}$$

и ограничение тепловым шумом

$$\left(\frac{i}{\sqrt{\Delta V}} \right)_T^{\min} = \frac{5,6}{\sqrt{R(\Omega)}} \text{ мА}/\sqrt{\text{Гц}}$$

Порог чувствительности этого датчика будет ограничен тепловым шумом для сопротивлений $R \ll 2,2 \text{ кОм}$. График зависимости эквивалентного тока шума от R представлен на рис. 7.

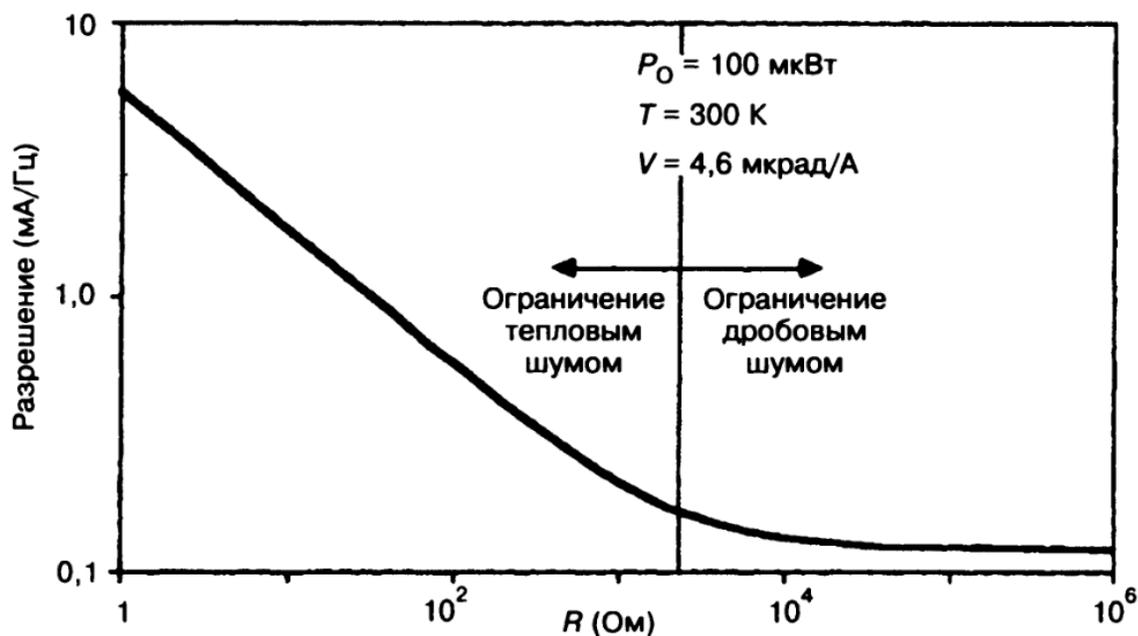


Рис. 7. Эквивалентный ток шума как функция сопротивления нагрузки детектора в волоконном поляриметре [2].

1.3. Структуры датчиков

1.3.1. Датчик для измерения тока в энергетических системах

Волоконный датчик особенно хорошо подходит для применения в этом приложении, поскольку в нем используется непроводящее подсоединение к высоковольтной шине. Система представлена на рис. 8. Излучение гелий-неонового лазера поляризуется и вводится в одномодовое оптическое волокно посредством микрообъектива. Волокно скручено для создания постоянного кругового лучепреломления α_τ и N раз обернуто вокруг шины. Выходное излучение сводится в параллельный пучок и пропускается через призму Волластона, чтобы разделить две ортогональные линейно поляризованные моды. Разность выходов делится на сумму для придания результату устойчивости и независимости от флуктуаций интенсивности.

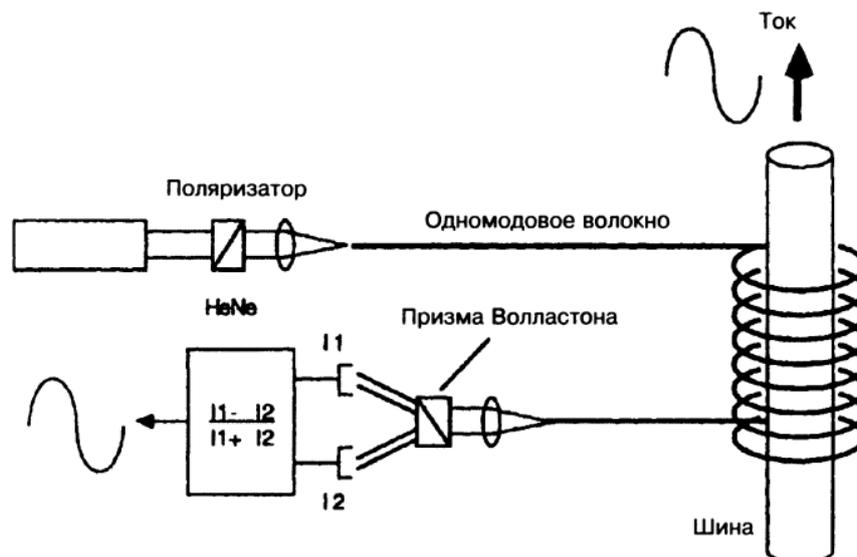


Рис. 8. Волоконно-оптическое устройство отображения тока, основанное на эффекте Фарадея, в высоковольтной линии.

1.3.2. Датчик тока с широкой полосой пропускания и высоким разрешением

Если намотать голое волокно на керамический сердечник, затем выполнить отжиг всей конструкции примерно при $800\text{ }^{\circ}\text{C}$, а после этого

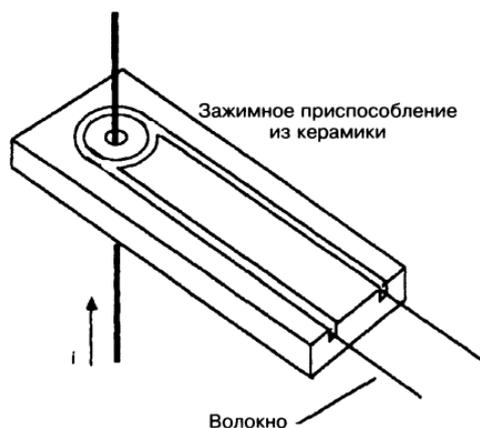


Рис. 9. Зажимное приспособление из керамики используется для закрепления витков голого волокна в процессе тепловой обработки для снятия напряжений. Устройство остается после завершения отжига, чтобы защитить волокно и позволить проводить измерения тока i .

медленно ее охладить, линейное двулучепреломление, вызванное изгибом, может быть полностью устранено. Этим способом были изготовлены катушки диаметром 7 мм, состоящие почти из 200 витков волокна. Керамическое приспособление сохранялось после отжига в качестве защитного контейнера для голого волокна, как показано на рис. 9.

1.3.3. Датчик: информационное кольцо

Новый подход к применению эффекта Фарадея в волоконных системах- схема с замкнутым контуром – представлен на рис. 10.

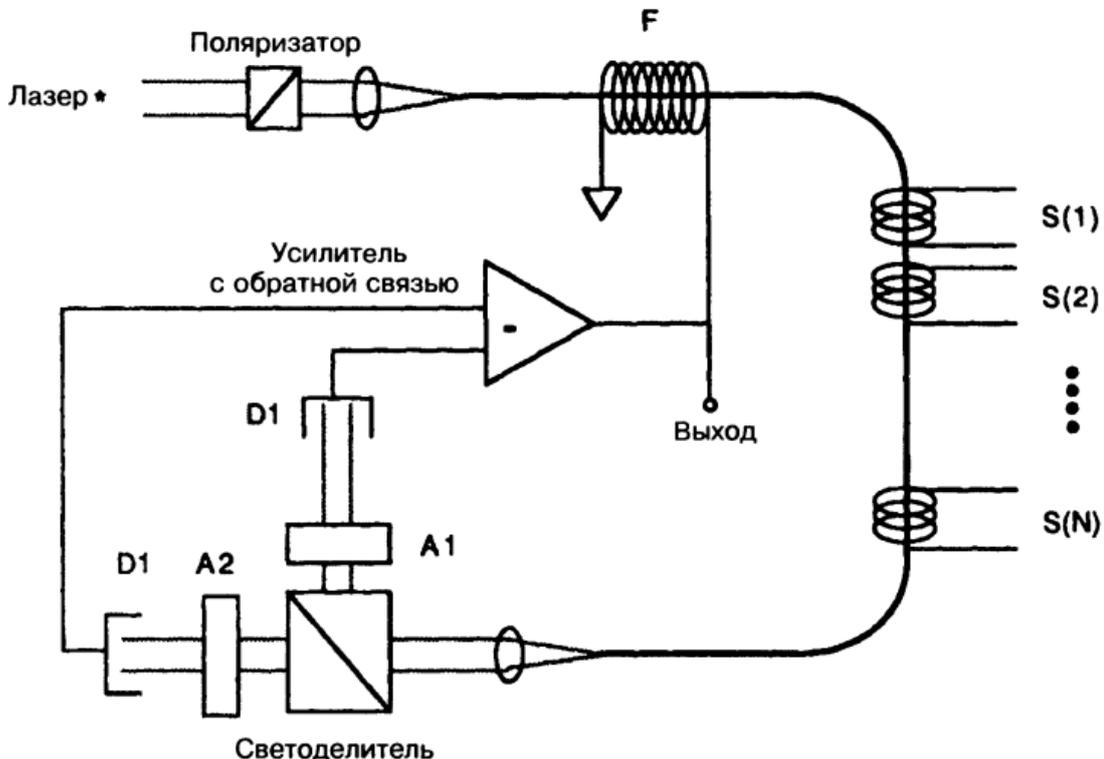


Рис. 10. Волоконный поляриметр, сконфигурированный как информационное кольцо. Сигнал с катушек передается в основной блок обработки (усилитель с обратной связью) посредством угла поворота плоскости поляризации при различных частотах

Несколько многovitковых проволочных соленоидов размещено на единственном волоконном «кольце». (В каждом соленоиде можно использовать также многovitковые катушки, и в этом случае угол поворота плоскости поляризации определяется как $\theta = VNMi$, где N – количество витков волокна и M – количество витков проволоки с током i .) Один соленоид (F) используется в петле обратной связи, чтобы поддерживать значение полного угла поворота плоскости поляризации меньше 90° , в то время как остальные соленоиды $S(1), S(2), \dots, S(N)$ используются для передачи сигнала в кольцо. Выход делится на два луча, каждый из которых анализируется одним из двух поляризаторов, установленных под углом $\pm 45^\circ$ по отношению к входному поляризатору. Таким образом, измеренные углы на обоих выходах остаются в пределах 90° . Когда по одной из сигнальных катушек пропускается ток, на катушку обратной связи приходит такой сигнал с выхода дифференциального усилителя, чтобы углы оставались в пределах 90° . Система

мультиплексирована, поскольку на сигнальные катушки падают сигналы различающихся частот, и действует как информационное кольцо, в котором каждая сигнальная катушка работает только на передачу. В каждом канале может быть достигнуто разрешение лучше, чем $1 \text{ мА}/\sqrt{\text{Гц}}$.

1.3.4. Датчик с объединением оптических элементов

На рис. 11, представлена чувствительная часть датчика магнитного поля, у которого в качестве материала для элемента Фарадея используется свинцовое стекло. На стекле непосредственно изготавливается поляризатор и анализатор многослойного типа (диэлектрические пленки $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$). Благодаря конструктивному объединению этих элементов повышается надежность датчика и снижается его себестоимость. В качестве источника света используется светодиод ($\lambda = 0,85 \text{ мкм}$), светового детектора — *pin*-фотодиод. Оптическое волокно — многомодовое из кварцевого стекла с диаметром сердечника 100 мкм. Датчик с длиной оптического пути 20 мм позволяет измерять напряженность магнитного поля 80... 4000 А/м (10... 500 Э) с нелинейностью не хуже $\pm 0,25\%$ и при отношении сигнал — шум не менее 40 дБ ($B = 1 \text{ кГц}$). Температурная погрешность $\pm 0,5 \%$ в диапазоне от — 25 до 86 °С.

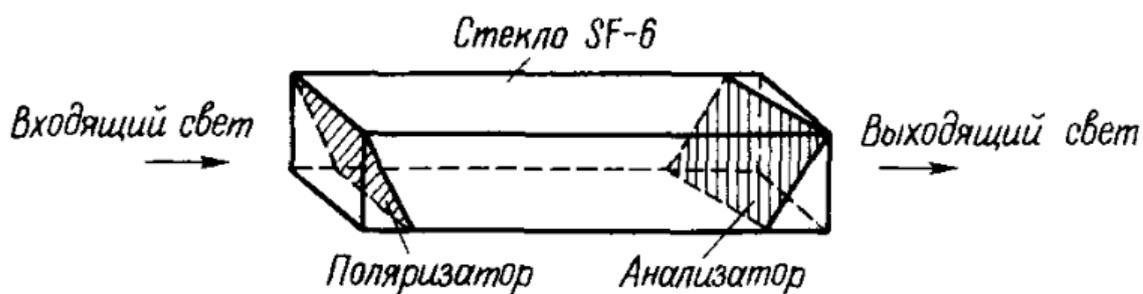


Рис.11 . Магниточувствительная оптическая часть датчика с объединением оптических элементов

1.3.5. Датчик с многократным отражением

Этот датчик представлен на рис. 12. В нем вращение Фарадея происходит наряду с многократным отражением входящего в свинцовое стекло светового луча. При этом луч, отражаясь от верхней и нижней поверхности стекла, не изменяет поляризацию. Для более полного отражения на эти поверхности напыляется многослойная пленка со

свойствами четвертьволновой пластины. Одно из преимуществ такого датчика — удлинение действительного оптического пути, а следовательно, и увеличение глубины модуляции интенсивности магнитным полем. При использовании для передачи света многомодового оптического волокна, для приема — жгута из оптических волокон, а в качестве источника света — светодиода на основе AlGaAs минимальная измеряемая напряженность магнитного поля 400 А/м (≈ 5 Э), диапазон измерений 0... 40 000 А/м (0...500 Э), линейность $\pm 1\%$. Неравномерность частотной характеристики ± 3 дБ в полосе от 3 до 750 Гц.

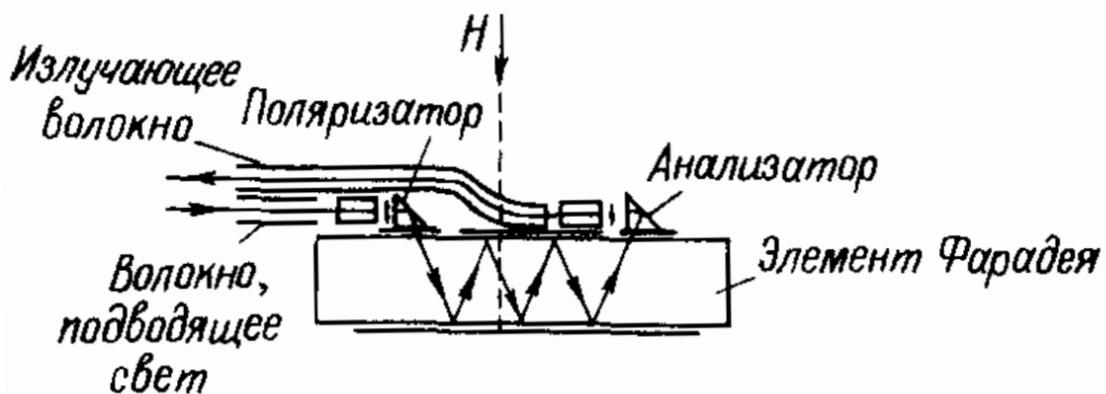


Рис. 12. Магниточувствительная оптическая часть датчика с многократным отражением.

1.3.6. Датчик на основе ферромагнитного материала

В ходе исследования состава кристаллов разработан термостабильный монокристалл железоиттриевого граната $(\text{Tb}_{0,19}\text{Y}_{0,81})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, который оказался весьма подходящим для датчика магнитного поля. На рис. 13 представлена структура такого датчика с магниточувствительной частью отражательного типа. В качестве источника света используется светодиод на основе InGaAsP ($\lambda = 1,3$ мкм), а поляризатора и анализатора света — термостабильный, механически прочный рутил. Чувствительность датчика составляет 10 % изменения интенсивности света на каждые 8000 А/м (≈ 100 Э). Колебания амплитуды выходного сигнала $\pm 1,5\%$ при температуре от -20 до 120 °С.

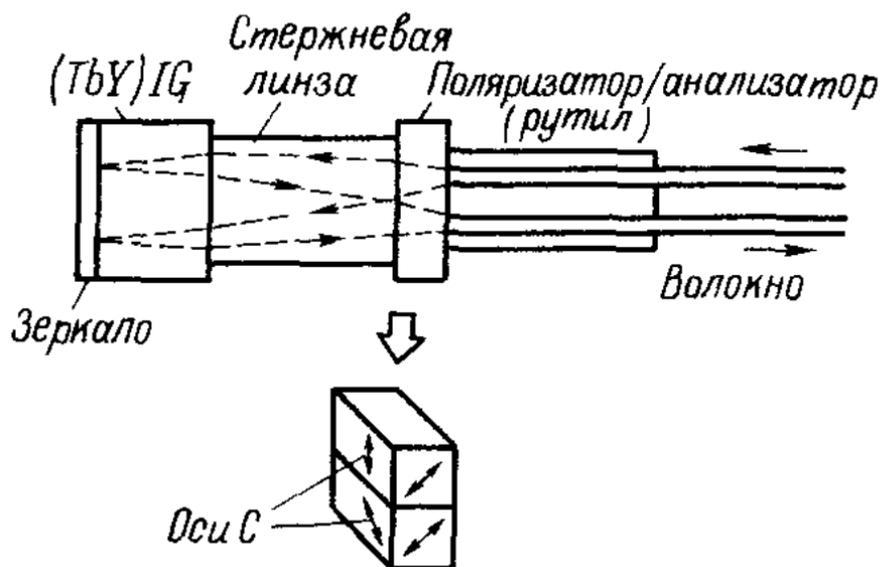


Рис. 13. Магниточувствительная оптическая часть датчика отражательного типа на основе магнитоэлектрики

2. Магнитоэлектрические датчики

В магнитоэлектрических волоконно-оптических датчиках магнитного поля для измерения зависящей от магнитного поля деформации в

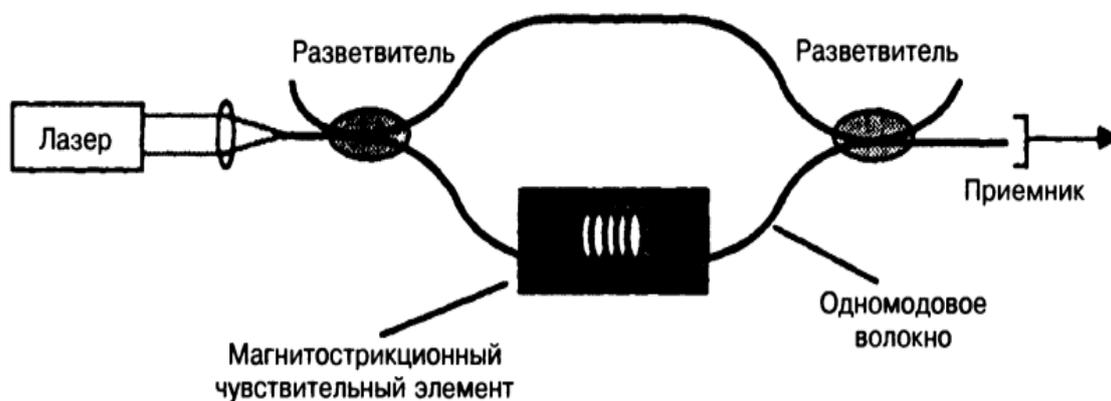


Рис. 14. Основные компоненты магнитоэлектрического волоконно-оптического магнитометра на основе интерферометра Маха-Цандера

чувствительных элементах (магнитоэлектрики) применяются волоконные интерферометры. На рис.14 представлена базовая схема интерферометра Маха-Цандера, включающего в себя магнитоэлектрический элемент, подсоединенный к волокну длиной L в одном из плеч интерферометра. Если деформация вещества ϵ зависит от общего приложенного внешнего

магнитного поля H , зависящей от поля сдвиг фазы $\phi(H)$, возникающий в интерферометре, определяется как

$$\phi(H) = \frac{2\pi n \xi}{\lambda} L \eta e(H), \quad (23)$$

Где λ - длина волны лазерного источника в свободном пространстве, n – показатель преломления сердцевинки волокна, L – длина волокна, подвергающегося зависящей от поля деформации $e(H)$, η - эффективность передачи деформации (деформации в волокне)/(деформация в магнитоотрицательном элементе) и ξ - оптический коэффициент коррекции деформации, который позволяет учесть изменение постоянной распространения в середине волокна при продольной деформации

$$\xi = 1 - \frac{1}{2} n^2 [(1 - \mu)P_{12} - \mu P_{11}], \quad (24)$$

Где μ - коэффициент поперечной деформации Пуассона для материала волокна и P_{ij} – элемент тензора коэффициентов оптической чувствительности к деформациям. Для кварцевого волокна значение ξ примерно равно 0,78 и $n = 1,46$, в результате чего получается $n\xi = 1,14$. Не вся деформация, сформировавшаяся в магнитоотрицательном элементе, передается в сердцевину оптического волокна, поскольку в области сопряжения между волокном и материалом всегда присутствуют потери. Сколько именно деформации передается, зависит от типа и толщины связывающего вещества, используемого для соединения волокна с магнитоотрицательным материалом, типа материала, покрывающего волокно, и частоты возмущения. В общем случае эффективность передачи деформации рассчитать точно достаточно сложно. В некоторых простых случаях она измерена, однако типичные значения для одномодового волокна с покрытием и эпоксидным клеем лежат в диапазоне $0,3 \leq \eta \leq 0,9$.

2.1. Магнитоотрицательность

Большинство ферромагнитных материалов обладает свойством магнитоотрицательности, и для большинства материалов величину магнитоотрицательности можно вычислить по формуле

$$e = CH^2 \quad (25)$$

Это уравнение описывает так называемую «модель когерентного вращения», которая применима только при выполнении набора условий,

как показано на рис. 15. В модели когерентного вращения предполагается, что вещество обладает одноосной магнитной анизотропией, и определяется ось легкого намагничивания, характеризующаяся полем анизотропии H_A . То есть в отсутствие внешнего приложенного магнитного поля магнитные моменты направлены в положительную или в отрицательную сторону вдоль поля анизотропии — «легкая ось». Эта анизотропия обычно является результатом локальной атомной конфигурации вблизи момента (анизотропия кристаллической структуры), но также зависит от макроскопической формы образца (анизотропия формы).



Рис. 15. Доменная структура поперечно расположенного образца металлического стекла. Реакция моментов на приложенное поле, описанное моделью когерентного вращения

Сила поля анизотропии определяет, насколько сильно «привязаны» моменты к направлению легкой оси. Все моменты в образце не просто направлены в одном и том же направлении вдоль легкой оси. Вместо этого магнитостатическая энергия образца как целого минимизируется доменной структурой (рис. 15), в которой легкая ось располагается в плоскости полос и перпендикулярно направлению приложенного поля. Под воздействием приложенного поля моменты поворачиваются когерентно в направлении поля. При таких условиях намагниченность возрастает пропорционально приложенному полю и возрастание намагниченности сопровождается изменением длины образца вдоль направления поля, причем длина зависит от величины приложенного поля не линейно, а квадратично, как следует из уравнения (25).

По мере возрастания величины приложенного поля и превышения им значения H_A деформация асимптотически достигает насыщения магнитострикции λ_s (рис. 16). Значение C в уравнении (25) зависит от λ_s и H_A как $C = 3 \lambda_s / 2 H_A^2$.

Понятно, что материал, пригодный для использования в качестве

магнитострикционного чувствительного элемента, должен иметь одновременно большое λ_s и маленькое H_A .

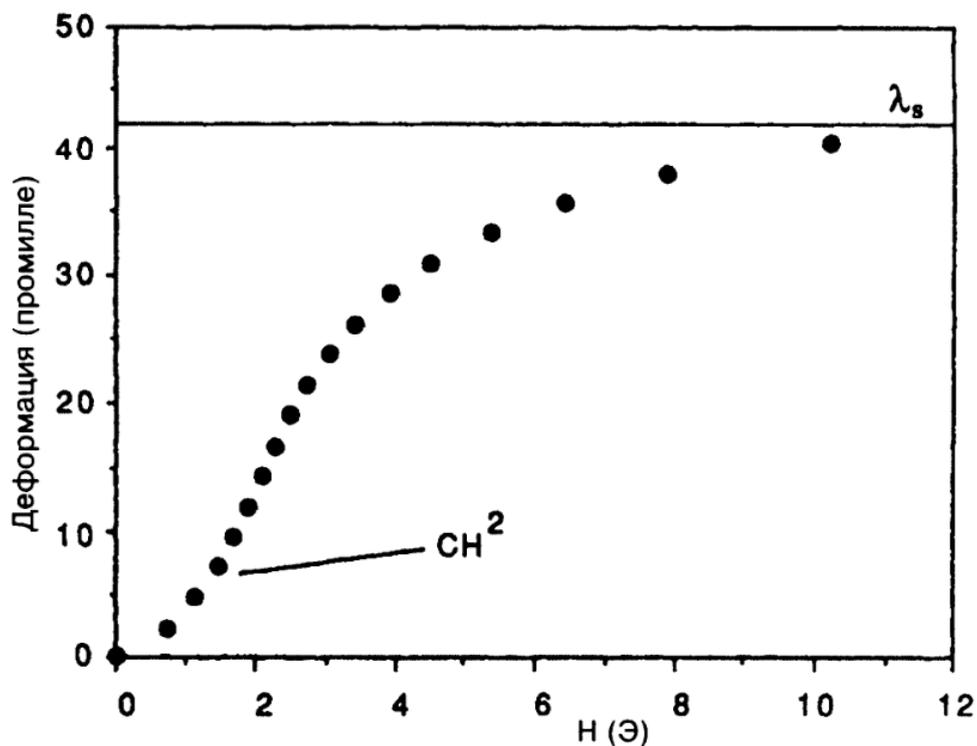


Рис. 16. Характеристика магнитострикции металлического стекла демонстрирует квадратичную зависимость при слабых полях и насыщение при сильных полях λ_s — насыщение магнитострикции.

Особенно подходят для использования в волоконных датчиках такие магнитострикционные материалы, как аморфные ферромагнитные сплавы (металлическое стекло). (Слово «стекло» в названии указывает на аморфную природу сплава.) Оптимальное значение C достигается только после того, как материал соответствующим образом подвергается термической обработке в процессе, который называют отжигом поля. Хорошие результаты достигнуты для аморфного сплава Метгласс 2605 S2 ($\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$) нагреванием материала или в вакууме, или под потоком обезвоженного аргона примерно до 400°C в присутствии магнитного поля с индукцией от 0,01 до 0,1 Тл и последующим медленным охлаждением в присутствии поля. Сопоставление магнитострикции в слабых полях до и после отжига полем приведено на рис. 17. Параметр C может быть увеличен примерно в 10 раз, обычно с 10^{-7} Э^{-2} до 10^{-6} Э^{-2} . Магнитострикция насыщения, которая не показана на рисунке, после отжига полем существенно не изменяется. Некоторые параметры металлических стекол, характеризующие их

свойства и относящиеся к нашему изучению волоконных датчиков, приведены в табл. 3.

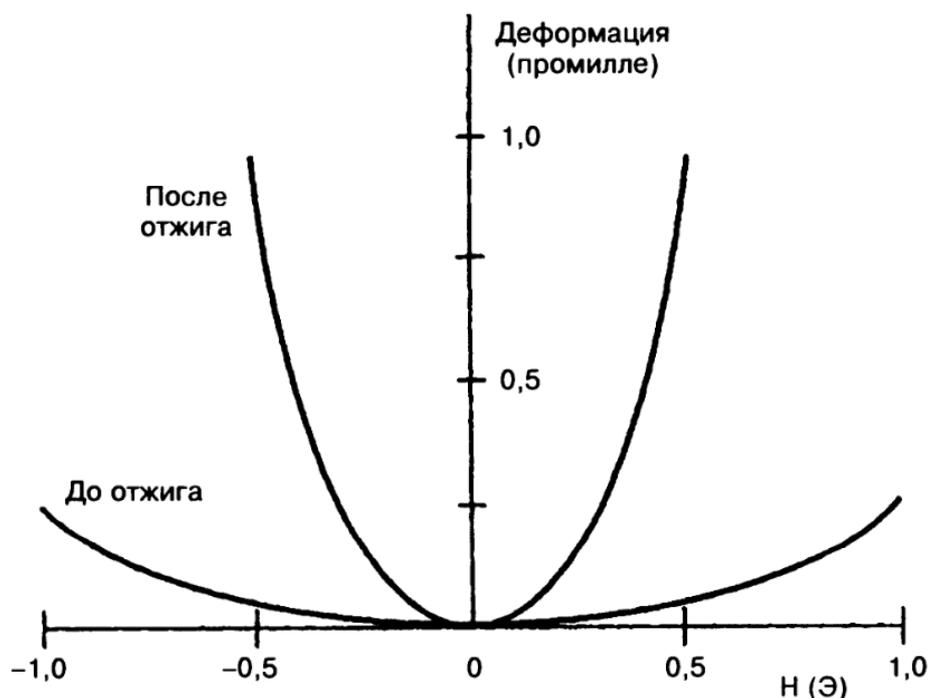


Рис. 17. Сопоставление магнитострикции в слабых полях образца металлического стекла до и после отжига поперечным полем

При работе с датчиками наиболее важной особенностью уравнения (25) является нелинейная зависимость магнитострикции от H , свойство чрезвычайно полезное при измерениях низкочастотных магнитных полей. Рассмотрим магнитное поле, состоящее из постоянной составляющей H_0 , медленно изменяющейся составляющей с частотой Ω и быстро изменяющейся составляющей с частотой ω ($\omega \gg \Omega$)

$$H = H_0 + H_\Omega \cos \Omega t + h \cos \omega t. \quad (26)$$

Таблица 3. Типичные значения механических, электрических и магнитных параметров для металлических стекол на основе железо/бор.

Параметр	Обозначение	Значение
Механические/физические		
Модуль Юнга	E_m	$1,7 \times 10^{11} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$
Коэффициент Пуассона	ρ	0,30
Плотность	σ	$7,3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$
Электрические		
Сопротивление	ρ	$1,4 \times 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$

Магнитные		
	λ_s	27×10^{-6}
	T_θ	410 °C
Намагниченность насыщения	$4\pi B_s$	1,5 Т
Температура Кюри	H_A	1,0 Э
Намагниченность насыщения	χ	2×10^4 (ед.СИ)
Поле анизотропии ^a		

^a Образец поперечно отожженный

^b Образец поперечно отожженный, измерения при постоянном поле

Сдвиг фазы, возникающий в результате приложения этого поля к магнестрикционному элементу, будет состоять из частот составляющих постоянной, Ω , 2Ω , ω , 2ω , и $\omega \pm \Omega$. При условии, что мы управляем высокочастотным полем и требуется измерить постоянное и низкочастотное поля, достаточно измерить только компоненты сдвига фазы при ω и $\omega \pm \Omega$, имеющие амплитуды

$$\phi(H_0) = \left(2 \frac{2\pi m \xi}{\lambda} CLh \right) H_0 \quad (27)$$

$$\phi_{\omega \pm \Omega}(H_\Omega) = \left(\frac{2\pi m \xi}{\lambda} CLh \right) H_\Omega \quad (28)$$

При фиксированном значении h амплитуда составляющей ω изменяется линейно при изменении H_0 , в то время как амплитуда боковой полосы при $\omega \pm \Omega$ изменяется линейно при изменении амплитуды низкочастотного поля H_Ω . Более того, знак этих сигналов зависит от направления H_0 и H_Ω . Высокочастотное магнитное поле, приложенное к магнестрикционному элементу, называют по-разному: возмущающее поле, модулирующее поле или магнитная несущая. На рис. 18 показана переменная деформация, получающаяся в результате приложения небольшого возмущающего поля, центрированного относительно постоянного поля смещения H_0 . При $H_0 = 0$ переменный сдвиг фазы состоит только из компоненты 2ω , и при увеличении H_0 компонента 2ω остается постоянной, тогда как величина вклада компоненты ω возрастает линейно при увеличении H_0 . Врезка на рис. 18 показывает частотный спектр характеристики. (Постоянная составляющая не показана.) Понятно, что уравнение (27) симметрично по отношению к постоянному и переменному полям. Следовательно, этот преобразователь может также использоваться в качестве датчика переменного магнитного поля, если приложено фиксированное постоянное поле подмагничивания. Тогда изменения выходного сигнала

на частоте ω будут пропорциональны изменениям амплитуды переменного поля на частоте ω .

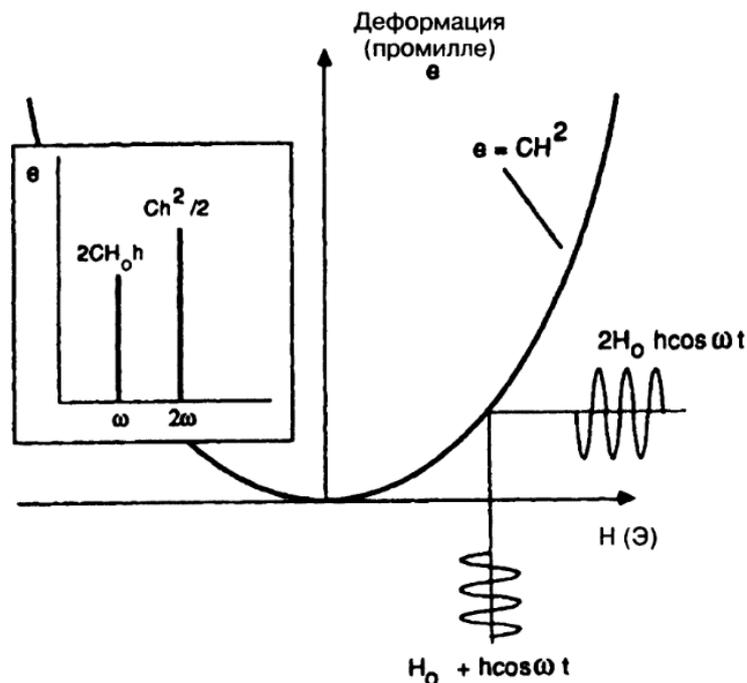


Рис. 18. Смешивание воздействий постоянного и переменного полей при нелинейной магнитострикции. На врезке показан соответствующий частотный спектр (постоянная составляющая не показана)

На рис. 19 показан график зависимости ϕ_ω от постоянного поля H_0 , полученный в результате измерений при помощи волоконного магнитометра, работающего на длине волны $\lambda = 0,83$ мкм и включающего в себя полосу металлического стекла, встроенную в покрытое защитной оболочкой одномодовое оптическое волокно длиной $L = 25$ см. Для возбуждения использовалось магнитное поле, имеющее среднеквадратичную напряженность $6,0$ мЭ на частоте 1 кГц. Доля линейного выхода соответствует $C = 1,0 \times 10^{-6} \text{ Э}^{-2}$.

Из графика очевидно, что получилась кривая гистерезиса; такой эффект проявляется почти во всех устройствах, в которых используются магнитные материалы, его следует принимать во внимание также и при разработке магнитострикционных волоконно-оптических датчиков. Метод преодоления эффектов гистерезиса будет рассмотрен далее.

При требуемом режиме работы волоконно-оптических датчиков возможность регистрации сигналов на частоте ω ограничена собственным фазовым шумом интерферометра. Мощность шума фазового интерферометра зависит от частоты $1/f$, при частотах выше 1 кГц фазовый шум, правильно сконструированного волоконного

интерферометра, может быть легко сведен к диапазону 1-10 мкрад/ $\sqrt{\text{Гц}}$.

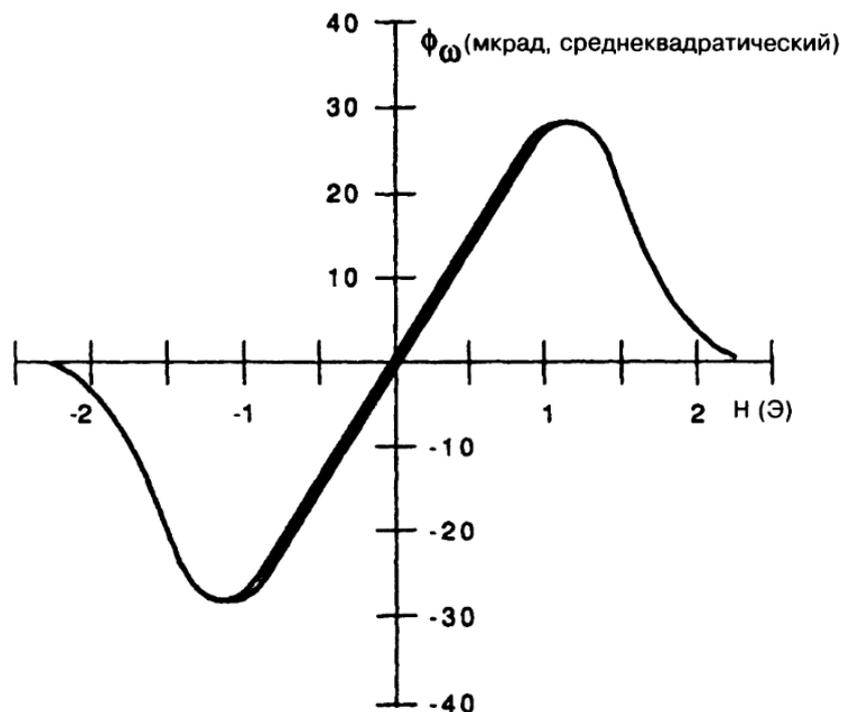


Рис. 19. Сдвиг фазы на частоте возмущения как функция постоянного поля, демонстрирующий область линейной зависимости при слабых полях и насыщении при значениях выше примерно 1 Э

При особенно хороших источнике и симметричном изолированном интерферометре могут быть достигнуты значения меньше 1 мкрад/ $\sqrt{\text{Гц}}$. Однако при частотах порядка 1 Гц фазовый шум, достигающий значений 1-10 мрад/ $\sqrt{\text{Гц}}$, не является чем-то примечательным даже в интерферометрах, сконструированных соответствующим образом. Он обусловлен медленными случайными изменениями температуры лазера, а также разностью температур и механических напряжений волокон двух плеч интерферометра. Необходимость использования возмущающего сигнала вытекает непосредственно из этой проблемы низкочастотного фазового шума. Смешивание возмущающего поля с измеряемым полем улучшает отношение сигнал/шум не только за счет повышающего преобразования сигнала до частот, при которых шум интерферометра ниже, но также за счет повышения уровня сигнала в результате умножения низкочастотного поля на амплитуду возбуждающего поля. При условии, что общая (постоянная + переменная) напряженность поля мала настолько, что модель когерентного вращения остается применимой, это означает, что увеличение амплитуды возмущения прямо увеличивает отношение сигнала на частоте возмущения к шуму интерферометра.

2.2. Магнитоотрицательные преобразователи

Два основных типа магнитоотрицательных преобразователей представлены на рис. 20. В первом типе устройства магнитоотрицательным материалом покрыто или голое волокно, или волокно, предварительно покрытое немагнитным полимером, придающим упругость и позволяющим сохранять целостность чувствительному к магнитному полю волокну. В преобразователях второго типа форма элемента из магнитоотрицательного материала фиксирована и волокно подсоединено к этому элементу. Наиболее распространенные формы элементов — плоские прямоугольные полосы и цилиндры.

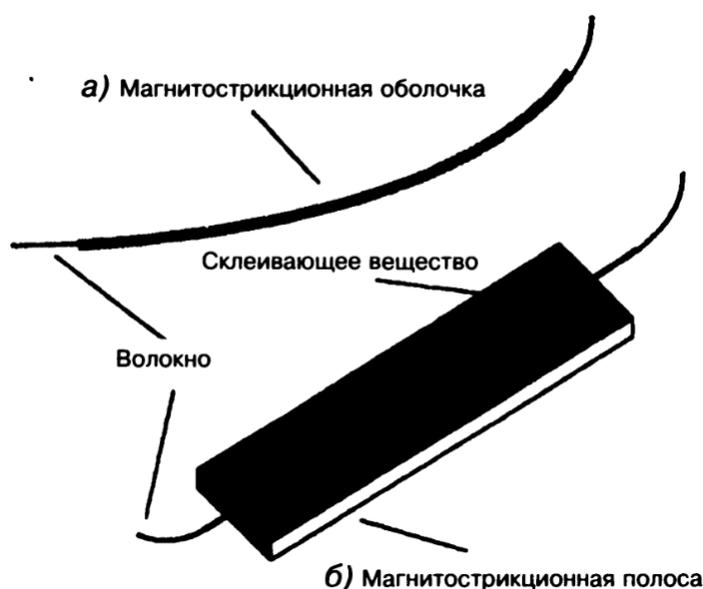


Рис. 20. Два типа магнитоотрицательных преобразователей:
a) магнитоотрицательная оболочка на волокне; *б)* волокно, соединенное с магнитоотрицательным элементом.

Чтобы соответствующим образом сравнить и оценить преобразователи двух типов, необходимо изучить влияние трех эффектов, которые не учитываются уравнением (25): размагничивание, механические нагрузки и механический резонанс.

2.2.1. Размагничивание

Магнитное поле в высоко восприимчивом к полю веществе никогда не равно приложенному внешнему полю. Это «размагничивание» возникает из-за того, что магнитные моменты в образце реагируют на приложенное поле таким образом, что если вещество имеет

положительную магнитную восприимчивость, то магнитные моменты откликаются, частично нейтрализуя приложенное внешнее поле. Если рассматривать только одно направление, внешнее и внутреннее поля связаны как

$$H_{int} = \frac{H_{ext}}{1 + N\chi}, \quad (29)$$

где N — коэффициент размагничивания, который зависит только от формы элемента, и χ — объемная магнитная восприимчивость, которая связывает намагниченность M с напряженностью внутреннего поля H_{int} как $M = \chi H_{int}$. В общем случае величина χ зависит как от величины, так и от частоты приложенного поля. Если для образца отношение площади перпендикулярного полю сечения A_m к квадрату длины параллельной полю грани L_m достаточно мало, то в грубом приближении при постоянных полях и пренебрежении краевыми эффектами.

$$N \approx \frac{8A_m}{L_m^2}. \quad (30)$$

На рис. 21 показано уменьшение внутреннего поля, обусловленное размагничиванием, для полосы обработанного отжигом сплава Метгласс 2605 S2 в зависимости от коэффициента размагничивания N

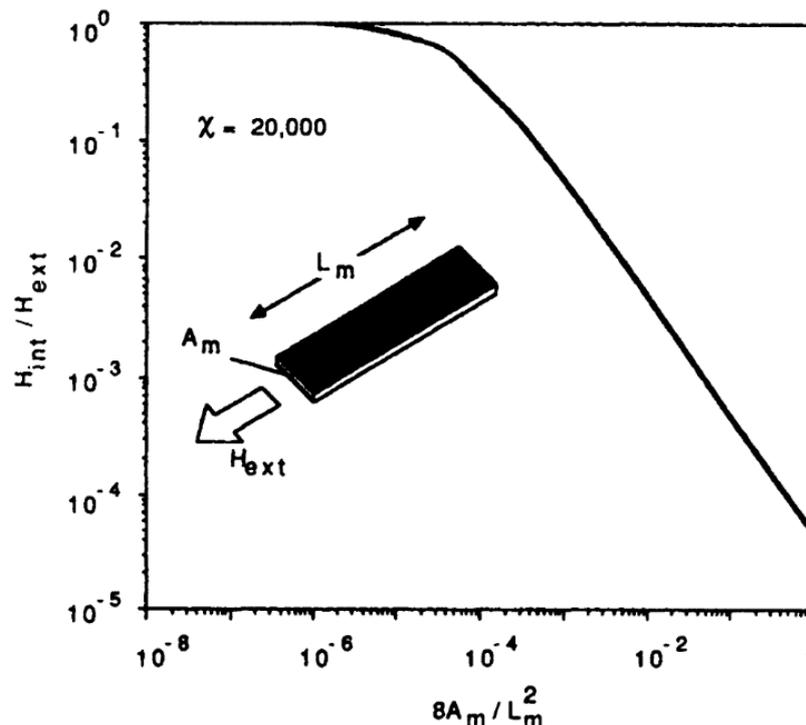


Рис. 21. Размагничивание прямоугольного образца с $\chi = 20\,000$ (единицы СИ)

. Восприимчивость к постоянному полю этого вещества составляет примерно $\chi = 2 \times 10^4$ (единицы СИ). Типичный размер полосы, используемой в качестве чувствительного элемента, в магнестрикционном преобразователе составляет 5 см в длину 1,25 см в ширину и 25 мкм в толщину. В этом случае для полей, приложенных параллельно длине элемента, $N \approx 1,0 \times 10^{-3}$, $(1 + N\chi) \approx 21$, т.е. менее 5% приложенного внешнего поля проникает внутрь посередине элемента. Коэффициент размагничивания около граней больше, чем посередине, и внутрь элемента проникает малая часть внешнего поля.

2.2.2. Механические нагрузки

Уравнение (25) предполагает, что материал располагается свободно в пространстве, однако при подсоединении волокна к магнестрикционному элементу, материал фиксируется, что вызывает определенный уровень нежелательной механической нагрузки. Величину нагрузки можно оценить, рассматривая магнестрикцию через эквивалентную силу F_m , действующую на элемент. То есть

$$e = CH^2 = \frac{F_m}{A_m E_m}, \quad (31)$$

где E_m — модуль Юнга элемента. Когда материал, не обладающий магнестрикционными свойствами, такой как волокно, подсоединяется к элементу, сила, обусловленная магнестрикцией, остается той же самой, однако площадь, на которую сила должна действовать, увеличивается на величину, равную площади волокна A_f , с учетом модуля продольной упругости волокна E_f . Если предположить, что оптическое волокно связано с элементом идеально ($\eta = 1$), соотношение между деформацией в отсутствие нагрузки и деформацией при нагрузке определяется как

$$e_{\text{нагрузки}} = \frac{e_0}{1 + A_f E_f / A_m E_m}. \quad (32)$$

2.2.3. Механические резонансы

Частотная характеристика магнестрикционного преобразователя, включает все его составные части (чувствительный

элемент с магнитострикционным материалом, оптическое волокно, склеивающее вещество). Во всех магнитострикционных преобразователях наблюдаются сильные механические резонансы, частоты которых зависят от формы преобразователя, граничных условий и эффективного механического модуля упругости всего преобразователя. На рис. 22 представлена частотная характеристика цилиндрического преобразователя из металлического стекла как функция частоты возмущения при фиксированном постоянном поле смещения. $R(\omega)$ — нормализованная частотная характеристика преобразователя.

Если учесть размагничивание, механические нагрузки и механические резонансы, то уравнение (25) можно модифицировать следующим образом

$$e = \frac{3\lambda_{sat}}{2H_A^2} \left[\frac{R(\omega)}{(1 + A_f E_f / A_m E_m)(1 + N_\chi)^2} \right] H_{ext}^2, \quad (33)$$

причем выражение в квадратных скобках позволяет уточнить теоретически оптимальную характеристику $3\lambda_s/2H_A^2$, а частотная зависимость восприимчивости χ не учитывается. Удобно переписать уравнение (33) в виде уравнения (25)

$$e = C_{eff} H_{ext}^2, \quad (34)$$

где «эффективный параметр C », обозначенный C_{eff} , включает в себя все корректирующие факторы. Как правило, параметр C_{eff} измеряется экспериментально.

Используя значения из табл. 2, поучительно рассчитать C_{eff} для двух случаев: (1) плоской полосы, подсоединенной к волокну, и (2) волокна с магнитострикционным покрытием. В этих вычислениях не будут учтены как частотная зависимость восприимчивости, так и механические резонансы.

Пример 5. К полоске магнитострикционного материала Метгласс 2605 S2 размером 5 см x 1,25 см x 25 мкм, прикреплено кварцевое волокном диаметром 80 мкм с $E_f = 7,1 \times 10^{10}$ Дж/м³ (156 проходов, общая длина волокна, подсоединенного к элементу из Метгласса $L = 7,8$ м, общий объем элемента из Метгласса $V_m = 1,56 \times 10^{-8}$ м³). Тогда

$$\frac{3\lambda_s}{2H_A^2} = 40,5 \times 10^{-6} \text{ Э}^{-2}, \quad (1 + N_\chi)^{-2} = 2,3 \times 10^{-3}, \quad \left(1 + \frac{A_f E_f}{A_m E_m} \right)^{-1} = 0,99$$

И, наконец,

$$C_{eff} \approx 4,6 \times 10^{-8} \text{ Э}^{-2}.$$

В этом случае коэффициент размагничивания фиксирован и зависит только от геометрии элемента, оптическое волокно влияет только на проявление механических нагрузок.

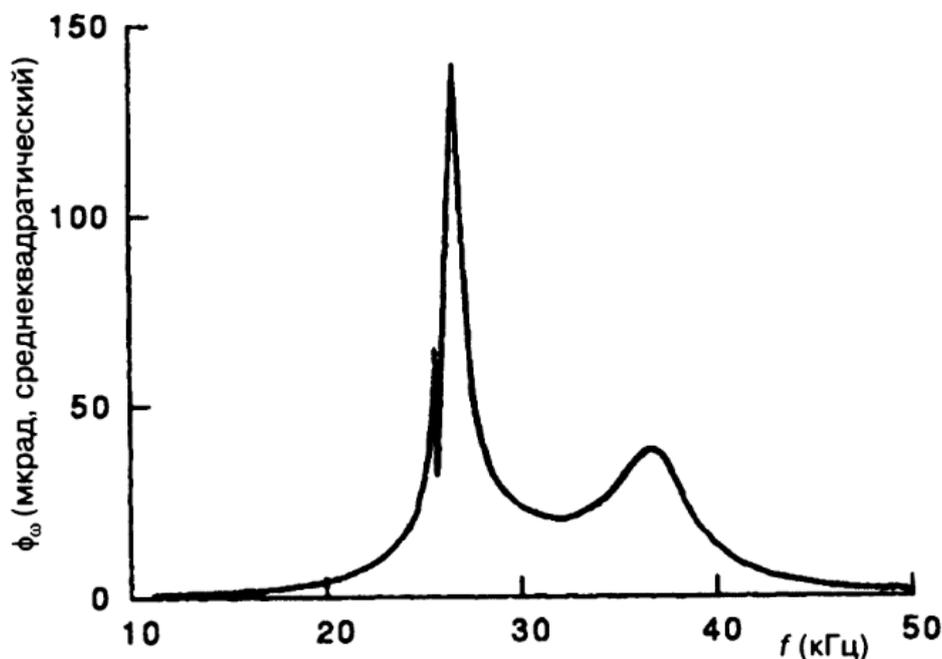


Рис. 22. Частотная характеристика цилиндрического магнитоотрицательного преобразователя

Пример 6. Датчик состоит из 7,8 м оголенного кварцевого волокна диаметром 80 мкм, покрытого 25 мкм слоем Метгласса 2605 S2. (Общий объем Метгласса $V_m = 6,4 \times 10^{-8} \text{ м}^3$.) В этом случае оценим размагничивание, предполагая, что кольцо магнитоотрицательного вещества эквивалентно плоской прямоугольной полосе толщиной 25 мкм и шириной, равной средней длине окружности покрытия из Метгласса 2π (52,5 мкм). Вычисляя, как и в первом случае, получаем

$$\frac{3\lambda_s}{2H_A^2} = 40,5 \times 10^{-6} \text{ Э}^{-2}, \quad (1 + N_\chi)^{-2} = 1,0, \quad \left(1 + \frac{A_f E_f}{A_m E_m}\right)^{-1} = 0,80$$

$$C_{eff} \approx 3,2 \times 10^{-5} \text{ Э}^{-2}.$$

В этом примере механическая нагрузка является постоянной, длина волокна изменяет только коэффициент размагничивания.

Из сравнения двух примеров становится понятным, что выбор волокна с магнитоотрицательным покрытием предпочтительнее, поскольку в этом случае эффектом размагничивания можно пренебречь. Не смотря на очевидное преимущество осаждения или напыления равномерного покрытия из магнитоотрицательного вещества, имеющего хорошие механические и магнитные свойства, на оптические волокна заданной длины (> 10 см), эта задача оказалась сложной, и добиться воспроизводимых результатов пока не удалось. Компоновка создает дополнительные проблемы для этого типа датчиков. Для уменьшения размеров чувствительного элемента приходится складывать или скручивать волокно так, чтобы оно уместилось в небольшом объеме. Из-за этого возникают две проблемы. Во-первых, размещение смежных витков волокна в непосредственной близости увеличивает коэффициент размагничивания благодаря увеличению площади магнитоотрицательного вещества в сечении, перпендикулярном полю, и в тоже время уменьшению длины элемента в направлении, параллельном полю (см. рис. 21). Во-вторых, та часть волокна, что расположена в «области разворота», теперь уже не будет ориентирована параллельно полю и, следовательно, не будет реагировать на приложенное поле в соответствии с уравнением (25). Конечным результатом является уменьшение эффективной длины чувствительного волокна. Для сравнения, экспериментально измеренные значения C_{eff} для полос металлического стекла и цилиндров в целом соответствуют значению, вычисленному выше в примере 5. Достаточно большие значения C_{eff} , лежащие в диапазоне от 1 до 5×10^{-6} Э⁻², могут быть получены при введении возмущений с частотой в окрестности частотного резонанса. К тому же датчики, включающие в себя десятки метров волокна, могут быть скомпонованы последовательно без дальнейшего уменьшения C_{eff} . По этим причинам преобразователь, состоящий из волокна, свернутого и подсоединенного к однослойным цилиндрам из металлического стекла, до сих пор демонстрируют в целом лучшую эффективность. Однако при коротких волокнах преобразователи на основе волокон с магнитоотрицательным покрытием имеют безусловные преимущества.

Теперь кратко рассмотрим составляющие магнитоотрицательного волоконно-оптического магнитометра, в общем виде представленного на рис. 23.

Преобразователь. Преобразователь является магнитоотрицательным элементом одного из типов, описанных ранее. Его размер и форма зависят от конкретного приложения.

Волоконный интерферометр. На рис. 23 показан интерферометр Маха - Цендера, но также могут использоваться интерферометры Майкельсона,

Фабри-Перо или поляриметрический интерферометр. Интерферометр должен иметь низкий пороговый сдвиг фазы на частотах, близких к частоте возмущения, и достаточную оптическую выходную мощность, чтобы преодолеть шум в блоке электронной обработки сигнала.

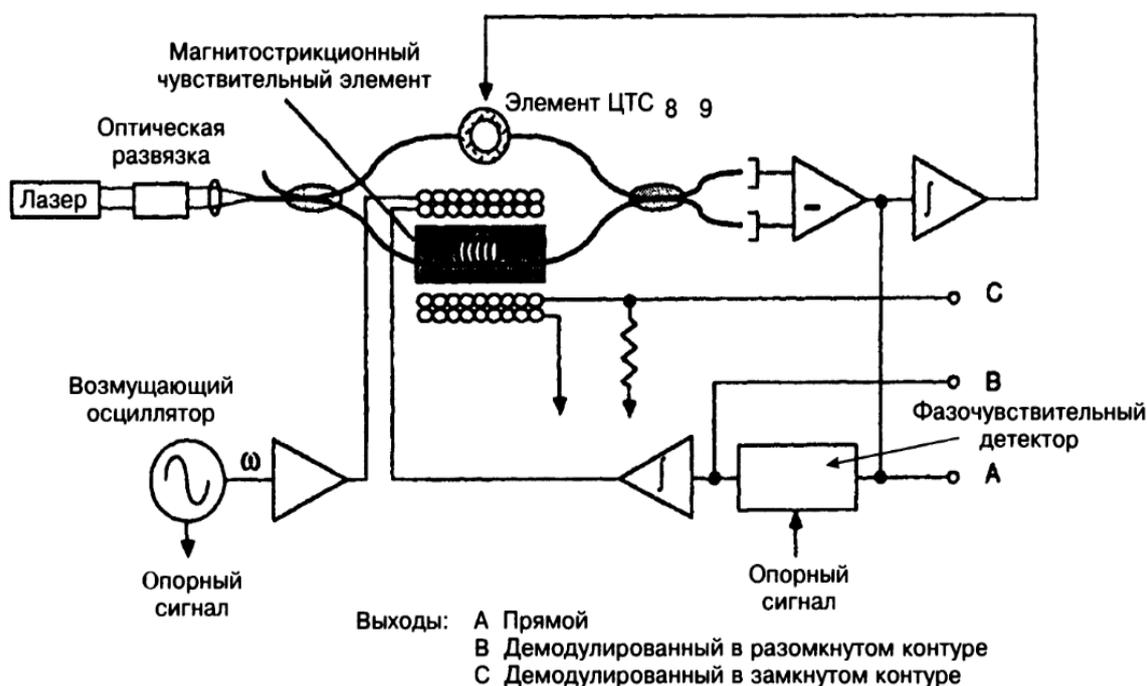


Рис. 23. Схема волоконно-оптического низкочастотного магнетометра, в котором используется активное гомодинное слежение за фазой для демодуляции выхода интерферометра и фазочувствительное слежение для демодуляции сигнала

Оптический источник и приемник. Источник состоит из одномодового лазера, газового или твердотельного, какого-либо устройства для эффективного ввода излучения в сердцевину волокна и оптической развязки, достаточной, чтобы воспрепятствовать перескокам моды в лазере из-за обратного отражения от микрообъективов, стыковых соединений и концов волокна на выходе разветвителя. Приемник представляет собой фотодетекторную схему с достаточным усилением и полосой пропускания для точного воспроизведения сигнала на частоте возмущения.

Демодуляция. В системе на рис. 23 демодуляция на основе активного гомодинирования (слежение за фазой). Другие методы демодуляции — это фазомодулированная несущая и разветвитель 3 x 3 .

Магнитное возмущение и электронная обработка сигнала. Возмущающее магнитное поле обеспечивает осциллятор, подсоединенный к соленоиду, содержащему преобразователь, причем осциллятор должен обладать хорошей амплитудной устойчивостью и

иметь малый шум в окрестности несущей и в окрестности постоянного поля. Геометрические и электрические параметры соленоида определяются размерами преобразователя, требованиями компоновки, а также выходным импедансом осциллятора и его способностью возбуждаться. Фазочувствительный детектор — наиболее эффективное средство для обработки немодулированного сигнала интерферометра на частоте возмущения ω , позволяющее получить величину и направление статичного и низкочастотного полей.

При работе выходной сигнал можно отслеживать в трех точках системы: (1) непосредственно на выходе интерферометра, где вид сигнала подходит для отображения на осциллокопе или спектроанализаторе в целях настройки или калибровки; (2) на выходе фазочувствительного детектора (разомкнутый контур), где напряжение прямо пропорционально измеряемому полю; (3) и на резисторе обратной связи (замкнутый контур), где ток пропорционален измеряемому полю. Если использовать выход фазочувствительного детектора для возбуждения обмотки, можно настроить замкнутый контур так, чтобы поддерживать в чувствительном элементе фиксированный уровень постоянного поля, обычно $H_0 = 0$. При таком варианте схемы постоянное поле в чувствительном элементе никогда не подвергается существенным изменениям, и гистерезис практически исключается, по крайней мере, для частот в пределах значения произведения коэффициента усиления на ширину полосы пропускания замкнутого контура. Результат воздействия замкнутого контура показан на рис. 24.

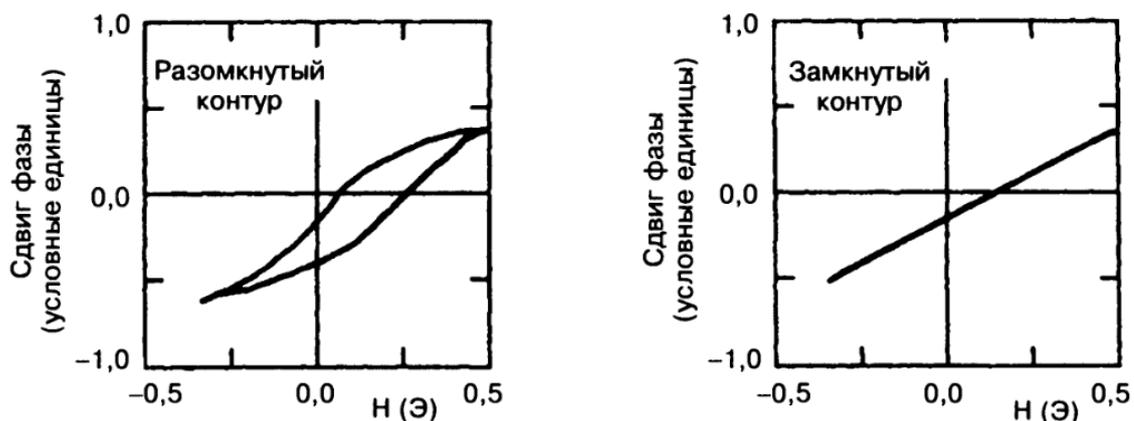


Рис. 24. Сравнение эффектов гистерезиса при работе волоконного магнитометра с разомкнутым и замкнутыми контурами

Прежде чем завершить изучение магнитострикционных датчиков, следует проанализировать еще два дополнительных эффекта. Ранее было показано, что достаточно измерить только компоненту фазового сдвига при ω , чтобы определить величину и направление постоянного поля, перпендикулярного собственной оси преобразователя, где предпочтительно использовать как можно большую амплитуду

возмущающего поля для достижения максимума отношения сигнал/шум. Однако большие амплитуды возмущающего поля могут вызвать большие сдвиги фаз при 2ω , что создаст проблемы, как для интерферометра, так и для синхронизирующего усилителя.

Оптическая мощность P на выходе интерферометра Маха-Цендера как функция разности фаз ϕ определяется формулой

$$P = \frac{P_0}{2} (1 + \mathcal{G} \cos \phi), \quad (35)$$

где $P_0/2$ — средняя оптическая мощность и \mathcal{G} — контрастность полос интерферометра. Если ϕ состоит из членов при ω ; и 2ω ; т. е. $\phi = \phi_\omega + \phi_{2\omega}$ — выходная мощность также состоит из компонент при ω и 2ω ; Когда сигнал на выходе интерферометра удерживается в пределах 90° , амплитуда ω компоненты мощности $P_\omega \cos \omega t$ определяется формулой

$$P_\omega = P_0 \mathcal{G} J_0(\phi_{2\omega}) J_1(\phi_\omega), \quad (36)$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя первого рода порядка n . Для малых сдвигов фазы $J_1(\phi_\omega) \approx \phi_\omega/2$ и P_ω прямо пропорционально ϕ_ω , т.е.

$$P_\omega = \left[\frac{P_0}{2} \mathcal{G} J_0(\phi_{2\omega}) \right] \phi_\omega. \quad (37)$$

Поскольку коэффициент пропорциональности зависит от J_0 для 2ω ; сдвига фазы, большой сдвиг фазы при 2ω ; может сильно повлиять на выход интерферометра при ω . Несложно сконструировать преобразователи, для которых $\omega_{2\omega} \gg 1$ рад даже при умеренных значениях амплитуды возмущающего поля. Например, в системе из 10 м волокна, намотанного на цилиндрический преобразователь с $C_{eff} = 1,0 \times 10^{-6} \text{ Э}^{-2}$, при $\lambda = 0,83 \text{ мкм}$ достигается $\phi_{2\omega} \approx 10$ рад при максимуме возмущения $h = 0,5 \text{ Э}$. Поскольку $J_0(10) \approx 0,25$, отклик при ω уменьшится на 75% из-за присутствия сдвига фазы 2ω ; . Более того, если попытаться такой же преобразователь использовать в таких же условиях для измерения низкочастотных полей, к примеру, в диапазоне nT , то даже пренебрегая интерферометрическим эффектом, описанным выше, отношение 2ω ; сдвига фазы к ω ; сдвигу фазы для поля 1 — nT превышает значение 10^5 (100 дБ по амплитуде). При этом потребуется синхронизирующий усилитель с динамическим резервом свыше 100 дБ.

Для решения «проблемы 2ω » разработано множество методов. Самый простой первый шаг заключается в электронной фильтрации выходного сигнала интерферометра. Этот метод позволяет снизить требования к динамическому резерву синхронизирующего усилителя, но не решает собственно проблему интерферометрии [уравнение (37)]. Наилучший метод, позволяющий преодолеть снижение выходного сигнала интерферометра, обусловленное $J_0(2\omega)$, использует механические резонансы преобразователя. На рис. 22 представлена частотная характеристика преобразователя цилиндрической формы из металлического стекла. На графике выделяются два резонансных максимума, за которыми следует быстрый спад характеристики в области высоких частот. Если частоты действующего на цилиндр возмущающего поля таковы, что 2ω находится далеко за пределами области резонанса, то сам преобразователь действует как механический фильтр, устраняя сдвиг фазы 2ω из интерферометра и, следовательно, обеспечивая $J_0(2\omega) \approx 1$.

Наконец, на практике было установлено, что поведение магнестрикционных преобразователей не подчиняется строго модели когерентного вращения, описываемой уравнением (25). Оказалось, что появляется дополнительная составляющая деформации при ω не являющаяся линейной функцией постоянного поля и ненулевая даже при H_0 , стремящемся к нулю. Эта дополнительная составляющая называется *остаточным сигналом*. Сильный остаточный сигнал требует, чтобы синхронизирующий усилитель имел достаточно большой динамический диапазон, часто за счет разрешения. При этом повышающему преобразованию подвергаются также и низкочастотный шум оптической мощности, и низкочастотные немагнитные возмущения преобразователя, соответствующие боковым полосам частоты возмущения. Остаточный сигнал можно подавить, если тщательно подобрать частоту и амплитуду колебаний возмущающего поля.

2.3. Шум в магнестрикционных датчиках

В магнестрикционных волоконных магнитометрах присутствует множество источников шума и действует множество его механизмов. На практике при уровнях ниже примерно $1 \text{ nT}/\sqrt{\text{Гц}}$ магнитный фон окружающей среды становится существенным, и для соответствующего определения собственного уровня шума датчика становятся необходимыми такие меры предосторожности, как использование магнитного экранирования. При условии, что внешний фон магнитных флуктуации будет исключен, отношение сигнал/шум в волоконном

магнитометре обычно определяется или фазовым шумом интерферометра на частоте вносимых возмущений, или немагнитным низкочастотным шумом, на выходе усилителя. В конце концов, разрешение может быть ограничено тепловым шумом в самом магнитострикционном веществе.

Обозначим минимально различимый интерферометрический сдвиг фазы на единицу полосы пропускания в частотном диапазоне $\omega - \Omega \leq \omega \leq \omega + \Omega$ как $\phi_{\min}/\sqrt{\Delta\nu}$ и предположим, что частота колебаний возмущающего поля магнитометра — ω . Из уравнения (28) разрешимая величина низкочастотного магнитного поля $(H_{\Omega})_{\min}/\sqrt{\Delta\nu}$ определяется как

$$\frac{(H_{\Omega})_{\min}}{\sqrt{\Delta\nu}} = \frac{\phi_{\min}/\sqrt{\Delta\nu}}{2\pi\xi CL h/\lambda}. \quad (38)$$

Кроме этого очевидного интерферометрического шума, возможны низкочастотные флуктуации таких параметров, как температура, напряжение и т.д., влияющих на выходной сигнал в окрестности частоты колебаний возмущающего поля. Вернемся к уравнению (27), и предположим, что температура датчика изменяется с амплитудой T_{Ω} на частоте Ω , т. е. $T = T_{\Omega} \cos \omega t$. (Мы выполним вычисления, используя температуру как флуктуирующий параметр, но полученный результат применим к любому из параметров, таких как напряжение, ускорение, давление и т. д.) Изменение в выходном сигнале интерферометра, составляющее $\delta\phi_{\omega} \cos \omega t$ при ω и обусловленное изменением температуры, пропорционально температурной зависимости всех коэффициентов в уравнении (27). Таким образом:

$$\delta\phi_{\omega} = 2KCLh \left[H_0 \left(\frac{1}{K} \frac{\delta K}{\delta T} + \frac{1}{C} \frac{\delta C}{\delta T} + \frac{1}{L} \frac{\delta L}{\delta T} + \frac{1}{h} \frac{\delta h}{\delta T} \right) + \frac{\delta H_0}{\delta T} \right] \times T_0 \cos \Omega t, \quad (39)$$

где $K = 2\pi n \xi / \lambda$. Следовательно, изменение температуры приводит к появлению сигнала в боковых по отношению к ω полосах, и этот сигнал интерферирует с сигналом, создаваемым измеряемым низкочастотным полем. Важно отметить, что воздействие температуры на параметры K , C , L и h зависит линейно от H_0 . Если поддерживать на преобразователе $H_0 = 0$, то механизм повышающего преобразования будет исключен в принципе. Это еще одно преимущество использования замкнутого контура при работе с датчиком магнитного поля.

Наконец, независимо от того, насколько хорошо работают интерферометр и преобразователь, флуктуации, присущие самой магнитострикции, накладывают теоретически обоснованные ограничения на разрешение датчика. Используя флуктуационно-

диссипативную теорему, можно показать, что для чувствительного элемента из металлического стекла при температуре T , имеющего объем V , модуль Юнга E_m , магнитострикционный параметр C_{eff} и возбуждаемого полем с амплитудой h , минимально различимое поле на единицу полосы пропускания определяется как

$$\frac{(H_{\Omega})_{\min}}{\sqrt{\Delta\nu}} = \frac{2}{C_{eff} h} \left(\frac{k_B T}{VE_m \omega Q} \right)^{1/2}, \quad (40)$$

де k_B — постоянная Больцмана, и предполагается, что возмущение преобразователя осуществляется на частоте механического резонанса и преобразователь имеет добротность Q на частоте $\omega/2\pi$. Влияние вихревых токов не учитывается. На рис. 25 представлен график функции рассчитанного минимально различимого поля от частоты возмущения (резонансной) для волоконного магнитометра, в котором используется преобразователь из металлического стекла, при температуре $T = 300$ К. Для частот возмущения выше 10 кГц теоретическое разрешение низкочастотных полей лежит в диапазоне $10fT/\sqrt{\Gamma\zeta}$ при минимально разрешимых сдвигах фазы ниже 0,1 мкрад/ $\sqrt{\Gamma\zeta}$.

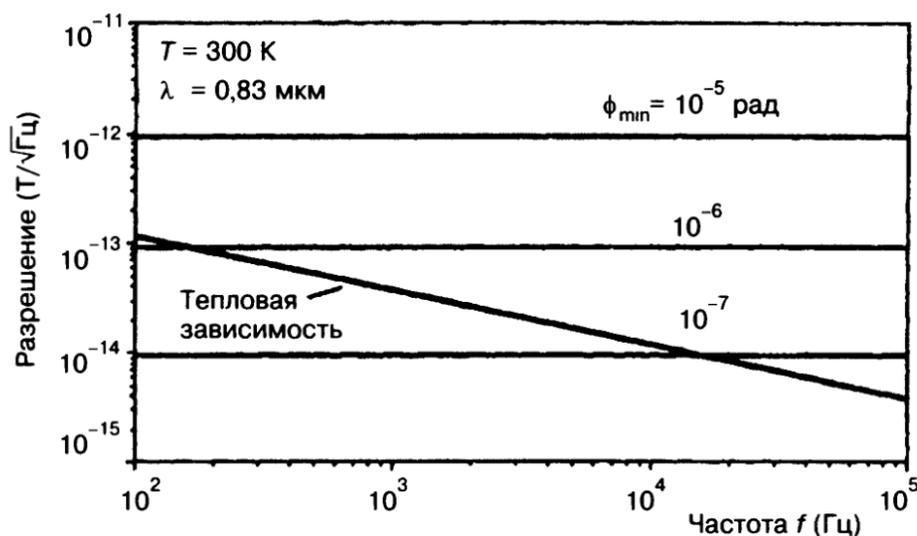


Рис. 25. Теоретически рассчитанное минимальное различимое поле (разрешение) как функция частоты для преобразователя цилиндрической формы из металлического стекла с параметрами: длина волокна $L = 31$ м, $C = 4 \times 10^{-6}$ Э⁻², $E_m = 1,7 \times 10^{11}$ Дж/м³, объем $1,8 \cdot 10^{-7}$ м³, возбуждаемого полем со среднеквадратичным значением напряженности 1,0 Э

Структуры интерферометров. На рис. 26 представлены основные структуры волоконно-оптических интерферометров, в частности на рис. 26, а и б — структуры, особенно важные для волоконно-

оптических гироскопов. Они образуют единую систему. В интерферометрах Маха — Цендера и Майкельсона одни концы двух одномодовых оптических волокон предназначены для чувствительного элемента, другие — для опорного сигнала. В отличие от них интерферометры Фабри — Перо и интерферометры с поляризованными модами выполнены лишь на одном оптическом волокне и разработаны с учетом использования тех или иных особенностей волокна.

Формирование выходного сигнала. В структурах интерферометров, за исключением интерферометров Фабри — Перо, интенсивность

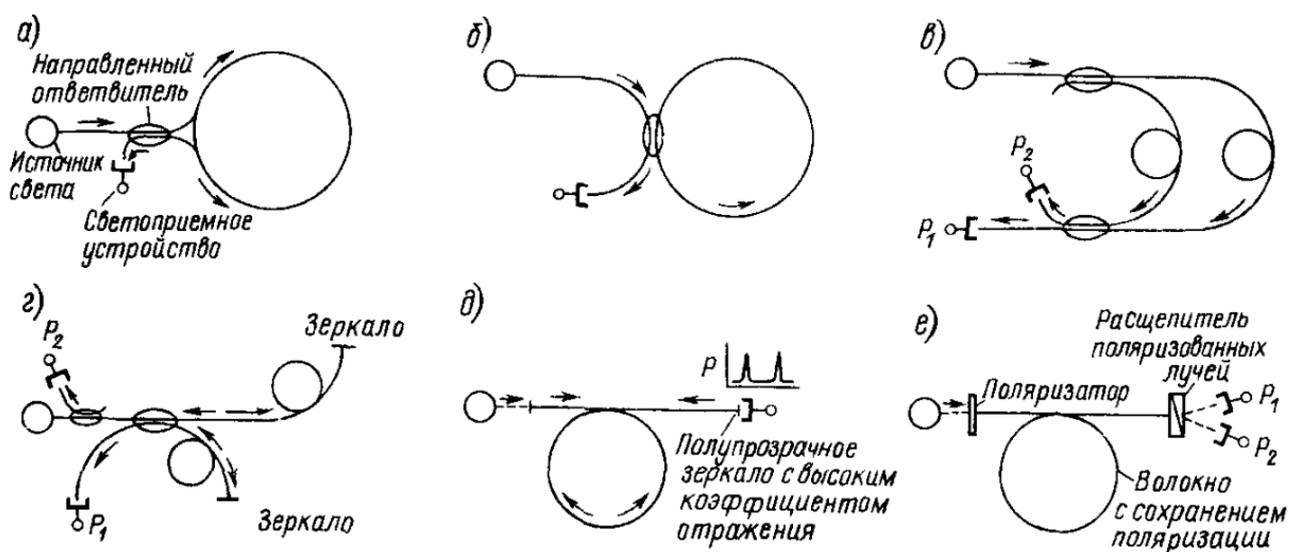


Рис. 26. Схемы волоконно-оптических интерферометров: *а* — кольцевого, *б* — кольцевого Фабри — Перо; *в* — Маха — Цендера; *г* — Майкельсона; *д* — Фабри — Перо; *е* — с поляризованными модами интерференции P_1 и P_2 при интенсивности двух световых волн I_1 и I_2 (на рис. 26, *е* — это световые волны с ортогональной поляризацией) выражается следующим образом:

$$P_1 \approx I_1 + I_2 + \gamma \cdot 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi; \quad (41)$$

$$P_2 \approx I_1 + I_2 - \gamma \cdot 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (42)$$

В этих формулах γ — показатель, называемый степенью когерентности интерференции. Он является функцией произведения ширины Δf спектральной линии источника света и разности Δl длин двух оптических путей:

$$\gamma(\Delta f \Delta l) \leq 1 \quad (43)$$

И при $\Delta f \Delta l = 0$ получается равным единице.

При изменении разности фаз φ между световыми волнами желательно для повышения чувствительности (т. е. увеличения крутизны изменения выходных сигналов P_1 и P_2), чтобы $\Delta f \Delta l \rightarrow 0$. Для заданной величины Δf возможно найти значение Δl , при котором показатель γ окажется равным e^{-1} , и эта длина Δl называется длиной когерентности (когерентным расстоянием) источника света. Для обычного гелий-неонового лазера, одномодового полупроводникового лазера и гелийнеонового лазера с одной модой длина когерентности составляет соответственно несколько десятков сантиметров, около 10 м и около 1 км. Таким образом, источник света необходимо выбирать в соответствии со структурой интерферометра. Кроме того, из формул (41) и (42) следует, что при $I_1=I_2$ чувствительность к изменению фазы оптимальна.

Заметим, что в формулах (41) и (42) для двух интерференционных выходных сигналов P_1 и P_2 знаки при $\cos \varphi$ противоположны. Это точно соблюдается, если направленный ответвитель, объединяющий два световых луча, или расщепитель поляризованных лучей не имеет потерь. Обычно свет с интенсивностью I_1+I_2 передается по двум оптическим путям полностью, что является хорошей иллюстрацией закона сохранения энергии. В этом можно убедиться при более строгом (с использованием закона Стокса) анализе характеристик отражения в расщепителе лучей или направленном ответвителе.

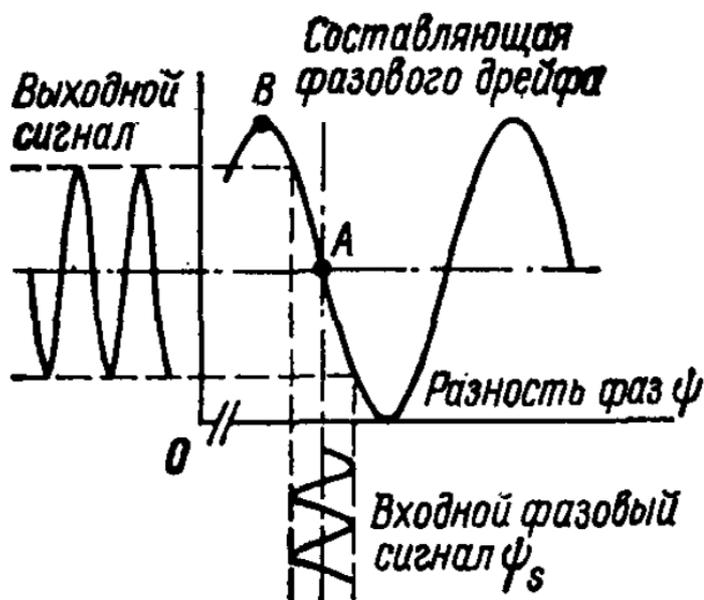


Рис. 27. Установка рабочей точки в интерферометре

Коэффициент шума и меры по его снижению. Разность фаз φ между двумя световыми волнами можно представить в виде фазы входного сигнала φ_s и дрейфа φ_d в низкочастотной области, вызванного

в основном колебаниями температуры:

$$\varphi = \varphi_s + \varphi_d. \quad (44)$$

Обычно трудно устранить влияние колебаний температуры, поэтому в качестве сигнала, используемого в волоконно-оптическом интерферометрическом датчике, принимается только переменная составляющая, расположенная выше частотной полосы температурного дрейфа. Разумеется, это ограничение неприемлемо для оптической системы с волокном опорного сигнала. В таких случаях применяется интерферометр на одном оптическом волокне (рис. 26, *в* и *е*).

На рис. 27 приведены кривые зависимости интенсивности выходного сигнала от фаз φ_s и $-\varphi_d$. Фаза φ_d определяет рабочую точку для фазы φ_s . В частности, рабочую точку необходимо устанавливать в точке *A* на рисунке, где, например, значение $dP/d\varphi_s$ максимально. Кроме того, при колебаниях интенсивности I_1 и I_2 [см. формулу (41)] изменяется масштаб оси ординат на рис. 27, т. е. возникают колебания масштабного коэффициента датчика. К тому же, как видно из рисунка, при входном сигнале (фаза φ_s) большой амплитуды выходной сигнал оказывается нелинейным, что создает определенную проблему. Таким образом, при создании волоконно-оптического датчика типа интерферометра, прежде всего, должны быть учтены дрейф нуля, колебания масштабного коэффициента и нелинейность. Меры против этих нежелательных факторов различны для методов светового гомодинирования и гетеродинамирования. При методе светового гомодинирования предусматривается равенство частот двух интерферирующих световых волн и получение выходного сигнала, определяемого формулами (41) и (42). В противоположность этому, если в один из оптических путей ввести частотный сдвигатель и установить между световыми волнами частотную разность $\Delta\omega$, то в соответствии с формулой (41) получается электрический сигнал переменного тока с фазовой модуляцией, т. е.

$$P_1 = I_1 + I_2 + \gamma\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega t + \varphi_d + \varphi_s). \quad (45)$$

Фазовым детектированием этого сигнала можно получить $\varphi_s + \varphi_d$, что и отвечает сути метода светового гетеродинамирования. Как видно из табл. 4, в первом методе отмеченные три проблемы решаются усовершенствованием оптической системы, а во втором — в основном усовершенствованием электроники с целью более полного использования техники фазового детектирования. Однако акустооптический модулятор, с технической точки зрения наиболее приемлемый в настоящее время для сдвига частоты, еще не избавлен от таких недостатков, как сравнительно большая потребляемая мощность (около 2 Вт) и большая девиация

частоты (примерно 100 МГц). Но в последнее время проводятся исследования по созданию частотного сдвигателя на новых принципах, а также разрабатывается метод оптического квазигетеродинамирования — с выдачей выходного сигнала без применения частотного сдвигателя

Таблица 4. Методы формирования выходного сигнала интерферометра

Метод	Особенности	Общая характеристика
Световое гомодинамирование: активное пассивное	Для компенсации дрейфа целесообразно применение фазовращателя (для стабилизации масштабного коэффициента и расширения динамического диапазона принимаются специальные меры) Выходные сигналы, соответствующие $\sin\theta$ и $\cos\theta$, подвергаются аналоговой обработке. Требуется ограничение частоты сигнала Допускается работа со световой волной произвольной формы	Одинаковая частота двух интерферирующих световых волн; выходной сигнал формируется посредством прямой амплитудной модуляции
Световое гетеродинамирование	Целесообразно применение частотного сдвигателя, например акустооптического модулятора	Формируется сигнал, пропорциональный разности частот $\Delta\omega$ двух интерферирующих световых волн, посредством фазовой модуляции несущей с частотой $\Delta\omega$
Световое квазигетеродинамирование	Частотный сдвигатель не требуется. С помощью фазового нлн частотного модулятора производится оптимальная обработка сигнала для выделения несущей	Стабильность выходного сигнала обеспечивается электронными схемами фазового детектирования

На рис. 28, а представлена наиболее общая схема интерферометра с гомодинамированием. В этой структуре составляющая дрейфа φ_d компенсируется с помощью волоконно-оптического фазового модулятора. Здесь с помощью дифференциального усилителя из выходного сигнала интерферометра устраняется составляющая $I_1 + I_2$ постоянного тока [см. формулы (41) и (42)], а низкочастотная

составляющая подается по цепи обратной связи и тем самым рабочая точка устанавливается в точке A (см. рис. 27). Даже при такой

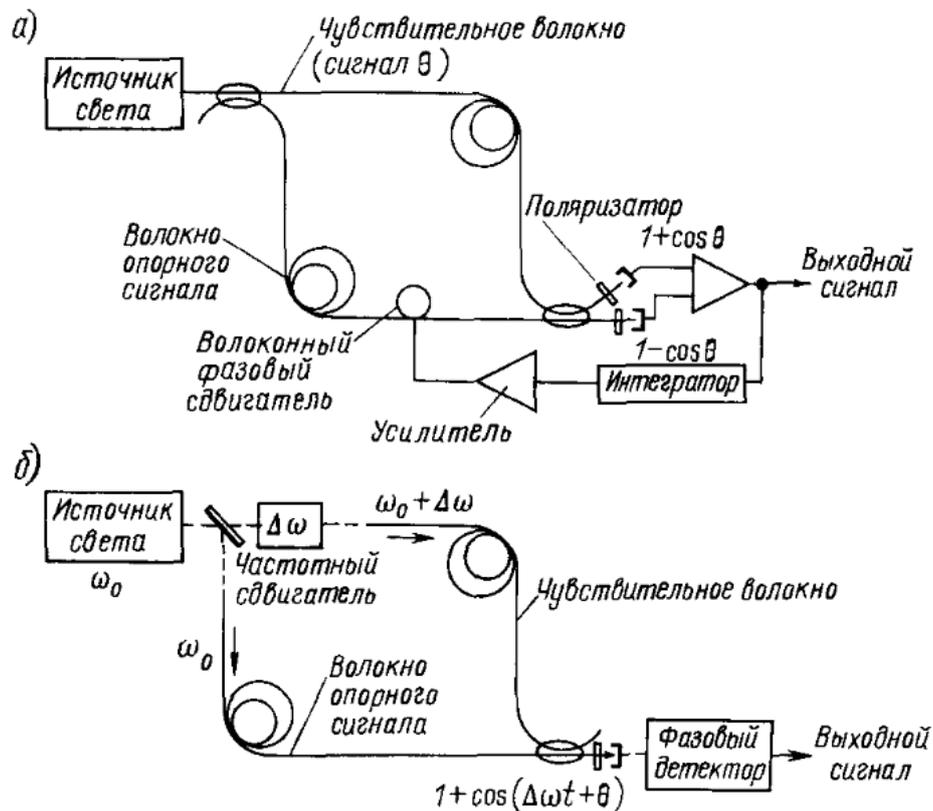


Рис. 28. Интерферометры гомодинный с активной стабилизацией (а) гетеродинный (б)

модификации системы все же остаются две из трех указанных выше проблем. Поэтому необходимо с помощью отслеживания сигналов I_1 и I_2 ввести процедуру деления выходного сигнала или компенсировать колебания мощности источника света, контролируя ее посредством оптического волокна с сохранением поляризации. Эти проблемы могут быть решены и введением так называемого нулевого метода (рассматривается ниже). При структуре на рис. 28, а уже производятся измерения разности фаз порядка 10^{-6} рад/Гц.

Ниже описываются на конкретных примерах оптические системы в соответствии с их классификацией по структуре интерферометра, а также методы решения в них вышеуказанных проблем с приведением полученных характеристик. Интерферометры Маха — Цендера и Майкельсона отличаются от других видов интерферометров своей взаимозаменяемостью на практике, и до сих пор являются предметом исследований.

Интерферометр Маха—Цендера. Структура с гомодинированием и частотной модуляцией излучения полупроводникового лазера. При

получении сигнала методом гомодинирования меры по устранению указанных трех шумовых факторов касаются в основном оптической системы. При этом в один из оптических путей вводится фазовый модулятор света и посредством его осуществляется обратная связь для изменения выходного интерференционного сигнала. Тогда даже при появлении входного сигнала выходной сигнал P определяется точкой A (см. рис. 27): точка A соответствует нулевому выходному сигналу, так как эта схема соответствует дифференциальной системе на рис. 28, a . В результате выходной сигнал не только не подвергается влиянию колебаний I_1 и I_2 , но и улучшается его линейность. Однако для этого требуется хорошая частотная характеристика и линейность самого фазового модулятора. Рассмотрим структуру, в которой реализован метод гомодинирования с использованием прямой частотной модуляции излучения полупроводникового лазера без применения фазового модулятора (рис. 29). Частота излучения одномодового полупроводникового лазера обычно пропорциональна изменению инжекционного тока ΔI . При заданной разности Δl оптической длины пути изменение частоты источника света в светоприемнике преобразуется в изменение фазы.

При этом получается следующая зависимость:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta l}{c} \quad \Delta\omega_0 = \frac{\Delta l}{c} k\Delta I, \quad (46)$$

где k – постоянная, определяемая типом полупроводникового лазера и равна приблизительно 1 ГГц/мА.

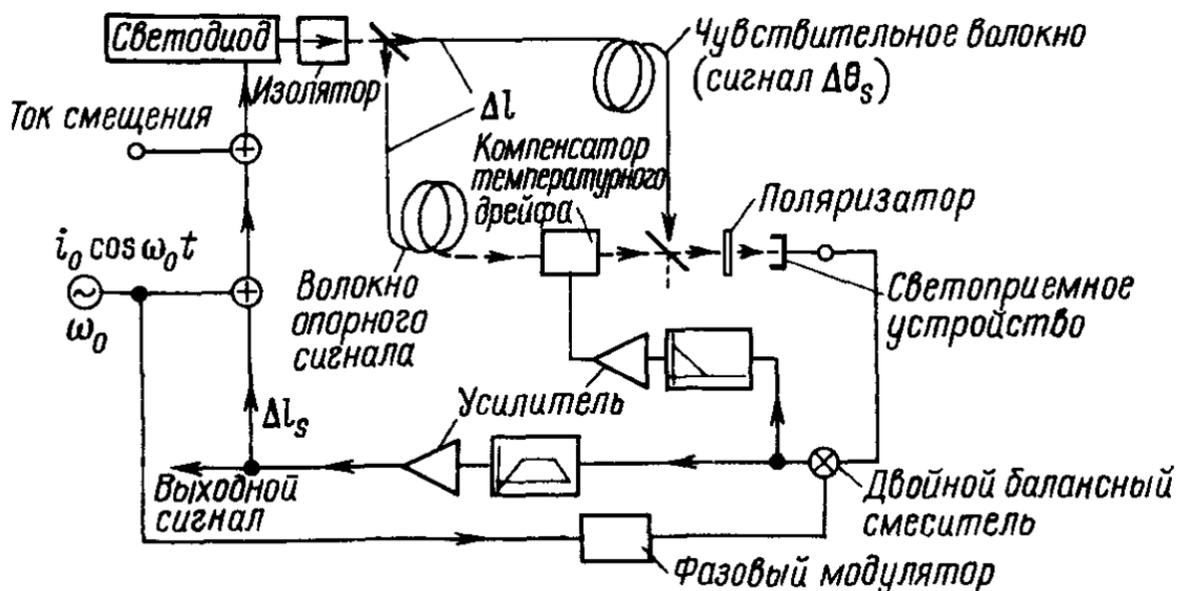


Рис. 29. Интерферометр с гомодинированием и прямой частотной модуляцией излучения полупроводникового лазера

Как видно из формулы (46), изменением инжекционного тока можно компенсировать изменение фазы сигнала. На ток, инжектируемый в полупроводниковый лазер (рис. 29), накладывается ток частотой ω (1 МГц), большей, чем частоты в полосе сигнала. Обратная связь организуется так, чтобы составляющая этой частоты в выходном сигнале светоприемника, обнаруживаемая с помощью двойного балансного смесителя, была равной нулю. Это приводит к тому, что рабочая точка устанавливается в точке B (см. рис. 27). В результате составляющая P_ω в выходном сигнале P при постоянной η выражается следующей формулой:

$$P_\omega \approx J_1(\eta) \sin(\varphi_d + \varphi_s), \quad (47)$$

Поэтому в точке B (начало отсчета $\varphi_d + \varphi_s$) составляющая $P_\omega = 0$.

Как следует из формулы (47), значение P_ω в точке B наиболее чувствительно к изменению суммы $\varphi_d + \varphi_s$. В этом случае, как видно из рис. 28, a , нет необходимости избавляться от постоянной составляющей выходного сигнала интерференционной системы, а следовательно (см. рис. 29), требуется только один светоприемник и тем самым упрощается оптическая система². В схеме на рис. 29 сигнал температурного дрейфа, имеющий большую амплитуду по сравнению с выходным сигналом, передается по цепи обратной связи на фазовый модулятор света, выполненный из пьезоэлемента.

Оптическая система, представленная на рис. 29, содержит одномодовое волокно длиной 9 м и одномодовый полупроводниковый лазер со скрытой гетероструктурой («Хитачи», HLP-3400 с интервалом когерентности около 10 м). При $\Delta l = 7,5$ см постоянная k оказалась равной 1 ГГц/мА.

Метод компенсации пассивного типа и метод светового квазигетеродинамирования. Рассмотренные до этого датчики являются интерферометрами с гомодинамированием, причем интерферометрами активного типа, для которых характерна установка рабочей точки по отношению к сигналу, т. е. компенсация дрейфа путем организации обратной связи через фазовый модулятор световой волны. Здесь будут представлены также интерферометры с гомодинамированием, но с повышением чувствительности к сигналу без активного механизма фазовой компенсации в оптической системе.

Предложен способ обработки выходного сигнала, при котором для сигнала с заданной частотой независимо от характера дрейфа получается чувствительность, ограниченная лишь амплитудой дрейфа. На рис. 30, a и b

² Строго говоря, в силу модуляции, а также неоптимальной интенсивности полупроводникового лазера возникает некоторый дрейф, правда, вне диапазона сигнала. При необходимости устранения дрейфа достаточно установить рабочую точку по тому же принципу, что и в основной оптической системе на рис. 28, a .

представлены соответственно оптическая система и схема аналоговой обработки для способа измерений, независимого от влияния любого дрейфа переменного тока. В разработанной системе используются специальные волоконно-оптические ответвители с тремя входами и тремя выходами.

При этом выходные сигналы светоприемников 2 и 3 можно представить в следующем виде:

$$P_2 = B_1 + B_2 \cos \varphi + B_3 \sin \varphi; \quad (48)$$

$$P_3 = B_1 + B_2 \cos \varphi - B_3 \sin \varphi, \quad (49)$$

где B_1 , B_2 , B_3 — постоянные, определяемые мощностью источника света, эффективностью связи в ответвителе и т. д.

Поскольку величина B_1 является составляющей постоянного тока выходного интерференционного сигнала, то, устранив ее с помощью соответствующей электронной схемы, можно получить (по схеме на рис. 30, б) выходной сигнал, пропорциональный фазе входного сигнала. Однако при

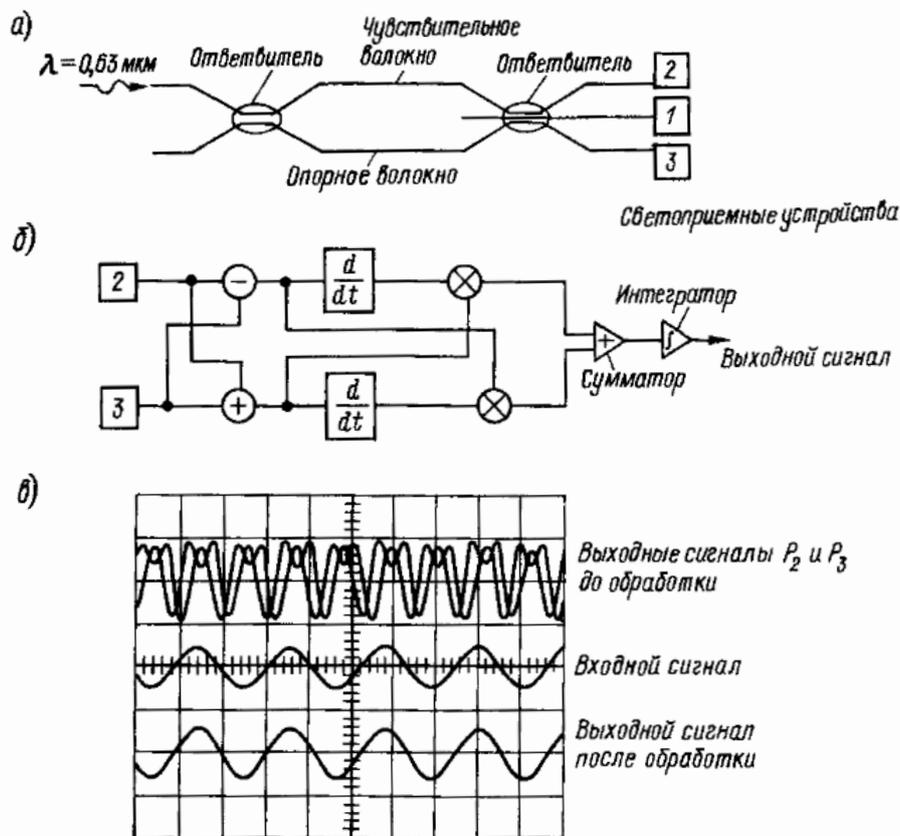


Рис. 30. Интерферометр с активной стабилизацией, выполненный на волоконно-оптических ответвителях 3×3

этом остаются колебания мощности источника света, дрейф из-за флюктуации поляризованной волны в оптическом волокне, поэтому

целесообразно использовать оптическое волокно с сохранением поляризации. На рис. 30, в показаны входной и выходные сигналы системы, в том числе выходные сигналы перед обработкой, содержащие паразитную модуляцию (феддинг). Предельная чувствительность составила $3 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2}.

Метод светового квазигетеродинамирования. Как уже было отмечено выше, при создании в оптической системе частотного сдвигателя можно получить выходной сигнал гетеродинамирования, выражаемый формулой (27). В этом случае, используя соответствующие электронные схемы, можно устранить дрейф, колебания масштабного коэффициента и причины ухудшения линейности. Однако наиболее часто используемый в качестве частотного сдвигателя акустооптический модулятор не избавляет от указанных проблем.

В связи с этим исследовалось получение выходного сигнала гетеродинамированием на произвольной несущей частоте посредством более простой и дешевой структуры, т. е. метод светового квазигетеродинамирования. Если при фазе входного сигнала φ на выходе интерферометра получить сигналы в виде $\sin \varphi$ и $\cos \varphi$, умножить их соответственно на $\cos \omega t$ и $\sin \omega t$ (ω — оптимальная несущая частота) и сложить, то получим выражение, определяющее гетеродинамированный сигнал:

$$\sin \varphi \cos \omega t + \cos \varphi \sin \omega t = \sin(\omega t + \varphi).$$

Это один из принципов данной системы. Предложены различные способы извлечения составляющих $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ и способы умножения на $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$. Создана и процедура, аналогичная фазовому методу. При обычном методе гетеродинамирования в оптический путь вводят сдвигатель частоты в качестве фазового модулятора, управляемого пилообразным напряжением. В противоположность этому имеется метод, при котором не требуется устройство сдвига частоты, а используется характеристика прямой модуляции излучения полупроводникового лазера.

Из приведенной выше тригонометрической формулы ясно, что колебания амплитуд $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ при гетеродинамировании дают фазовую ошибку выходного сигнала. Кроме того, даже при фазовом методе для устранения нежелательных частотных составляющих требуется очень точное соответствие амплитуды пилообразного напряжения фазовому сдвигу 2π , что представляет определенную трудность. Следовательно, в идеальном случае надо бы измерить и скомпенсировать колебания этих параметров, но их различие с сигналом довольно сложно, что и затрудняет компенсацию.

На рис. 31 приведена структурная схема одной из процедур, позволяющих решить эту проблему. Здесь используется прямая модуляция излучения полупроводникового лазера в интерферометре с разностью длины оптических путей. Как показано на рис. 31, для получения этой разности используется разность фазовых постоянных между

двумя поляризованными модами оптического волокна с сохранением поляризации.

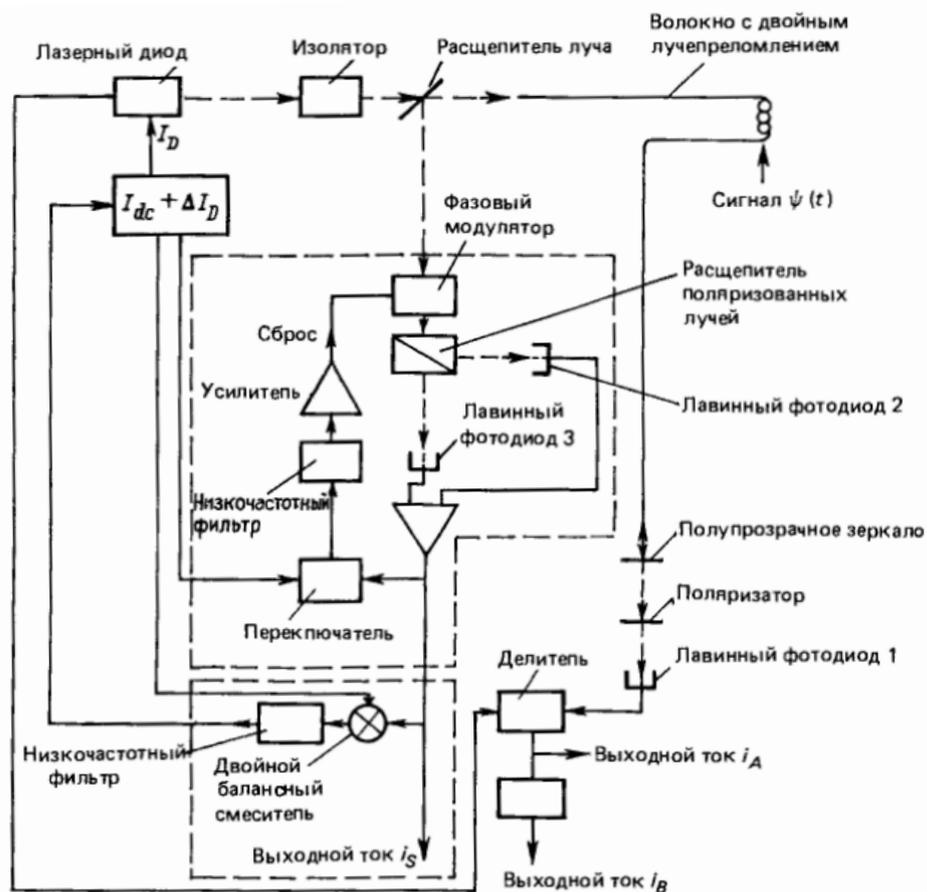


Рис. 31. Структура датчика с световым квазигетеродинамированием и автоматической стабилизацией сигнала возбуждения

I_D – ток инжекции; I_{dc} – постоянная составляющая тока инжекции

Если полупроводниковый лазер возбуждать током четырехступенчатой формы (рис. 32, а), так, чтобы на каждой ступеньке происходил фазовый сдвиг на $\pi/2$, то получается выходной интерференционный сигнал (рис. 32, б), у которого основная составляющая выражается как $\cos(\omega t + \varphi)$ (рис. 32, в).

Этот метод можно рассматривать как видоизмененный фазовый, а указанная форма инжекционного тока позволяет компенсировать дрейф, обусловленный колебаниями характеристики прямой частотной модуляции лазерного излучения [см. k в формуле (29)]. А именно, блок I (см. рис. 31) выделяет любую из составляющих (четырёх ступеней) тока и подает по цепи обратной связи на фазовый модулятор таким образом, чтобы она оказалась равной нулю. Так разделяются колебания параметров и сам сигнал. Затем при выделении блоком II составляющей с частотой 2ω формируется приращение инжекционного тока в виде «положительного» шага ΔI_D и, благодаря подаче этого сигнала в цепь обратной связи (рис. 31), осуществляется компенсация дрейфа. Здесь достаточно, чтобы

используемый фазовый модулятор работал в частотной полосе дрейфа, и от него не требуется широкого динамического диапазона или линейности.

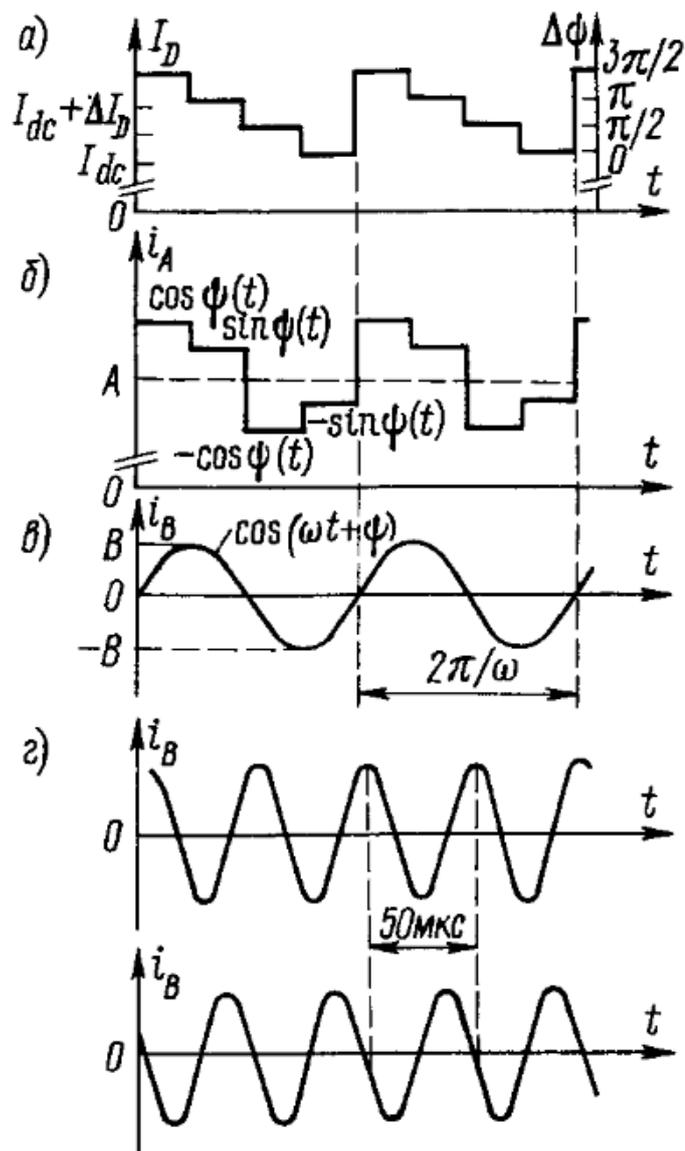


Рис. 32. Временные диаграммы для схемы на рис. 31

На рис. 32, в показан выходной сигнал для экспериментальной системы, в которой возбуждение лазера производилось током указанной выше формы. Видно, что при этом получается фазовый сдвиг колебаний несущей частоты.

2.4. Структуры датчиков

В этом разделе мы рассмотрим различные виды волоконно-оптических интерферометрических датчиков магнитного поля с высоким разрешением. Под датчиками «с высоким разрешением» подразумевается датчики, обеспечивающие величину минимально различимого поля порядка $1 \text{ нТл}/\sqrt{\text{Гц}}$ и ниже.

2.4.1. Датчик: низкочастотный одноосный магнитометр Маха - Цендера

*Структура: магнитоотрицательный цилиндр
(Металлическое стекло)*

Большинство работ в области низкочастотных магнитоотрицательных датчиков посвящено подсоединению оптических волокон большой длины к магнитоотрицательным элементам из металлического стекла в конфигурации интерферометра Маха-Цендера, как показано на рис. 33. Наилучшие результаты были получены при использовании обработанного

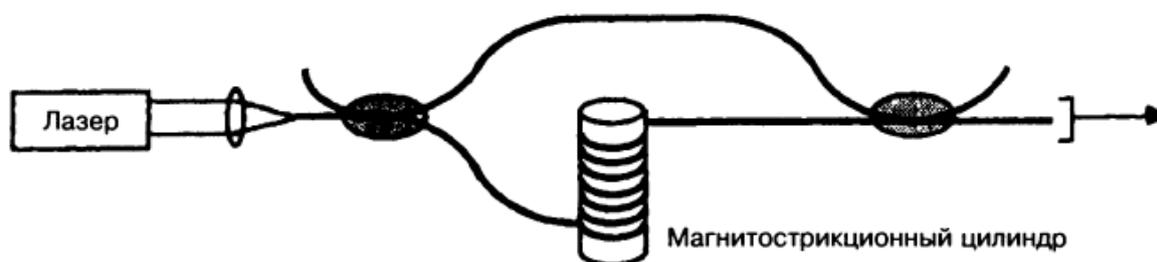


Рис. 33 Волоконно-оптический магнетометр с магнитоотрицательным преобразователем цилиндрической форма

отжигом в поле цилиндра из матгласса «2605 S2» с толщиной стенок 25 мкм, длиной 5 см и диаметром 4,45 см, обмотанного 31 м одномодового волокна в оболочке. Это волокно подсоединено к цилиндру из матгласса склеивающим веществом с небольшим модулем упругости. Такой преобразователь продемонстрировал $C_{eff} = 5 \times 10^{-6} \text{ Э}^{-2}$ при механическом резонансе на 26,5 кГц. На частоте $\Omega/2\pi = 1 \text{ Гц}$ было достигнуто разрешение $20 \text{ рТ}/\sqrt{\text{Гц}}$.

2.4.2. Датчик: низкочастотный поляриметрический одноосный магнитометр

*Структура: магнитоотрицательный цилиндр
(Металлическое стекло)*

Внешняя нагрузка приводит не только к изменению длины оптического пути в волокне, но и является причиной изменения состояния поляризации излучения в волокне. Тогда как сдвиг фазы, обусловленный изменением длины пути, измеряется при помощи интерферометра Маха-

Цендера, изменение состояния поляризации, вызванное магнестрикционной деформацией, также может быть зарегистрировано при помощи поляриметра, если взять за основу такую схему измерений, как показано на рис. 34. Здесь используется точно такой же метод поляриметрического измерения измерений поляризаций как тот, что обсуждался ранее в применении к эффекту Фарадея (см. рис. 8). При использовании обработанного отжигом в поле, покрытого метгласом акрилового сердечника с 20 м намотанного волокна с высоким двулучепреломлением было достигнуто разрешение $2.6 \text{ нТл}/\sqrt{\text{Гц}}$ при 1 Гц.

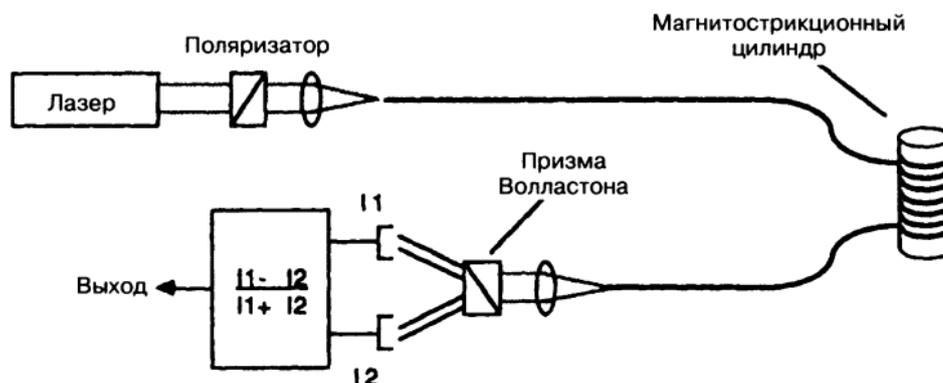


Рис. 34.. Цилиндрический магнестрикционный чувствительный элемент в поляриметрическом магнитометре.

2.4.3. Измеритель магнитного поля на основе интерферометра Майкельсона

Структура: магнестрикционный никелевый цилиндр.

Волоконно-оптический интерферометр Майкельсона также используется весьма активно. На рис. Представлена схема измерителя магнитного поля постоянного тока, построенная на основе указанных исследований, с зеркалами, запыленными на торцы одномодового оптического волокна.

Пьезоэлектрический преобразователь, предназначен для компенсации температурного дрейфа. Оптическое волокно чувствительной части датчика введено в никелевый цилиндр. Никель — магнестрикционный материал. В магнитном поле цилиндр претерпевает деформацию, в результате чего изменяется длина оптического волокна и его коэффициент преломления, что, в свою очередь, приводит к модуляции фазы. Известны и другие подобные структуры интерферометров Майкельсона, например, с намоткой волокна на цилиндр из магнестрикционного материала, с нанесением на поверхность волокна магнестрикционного покрытия. Достигнутая в этих интерферометрах чувствительность составляет $4 \cdot 10^{-7} \text{ А/м}$ ($5 \cdot 10^{-9} \text{ Э}$) на 1 м длины

ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА.

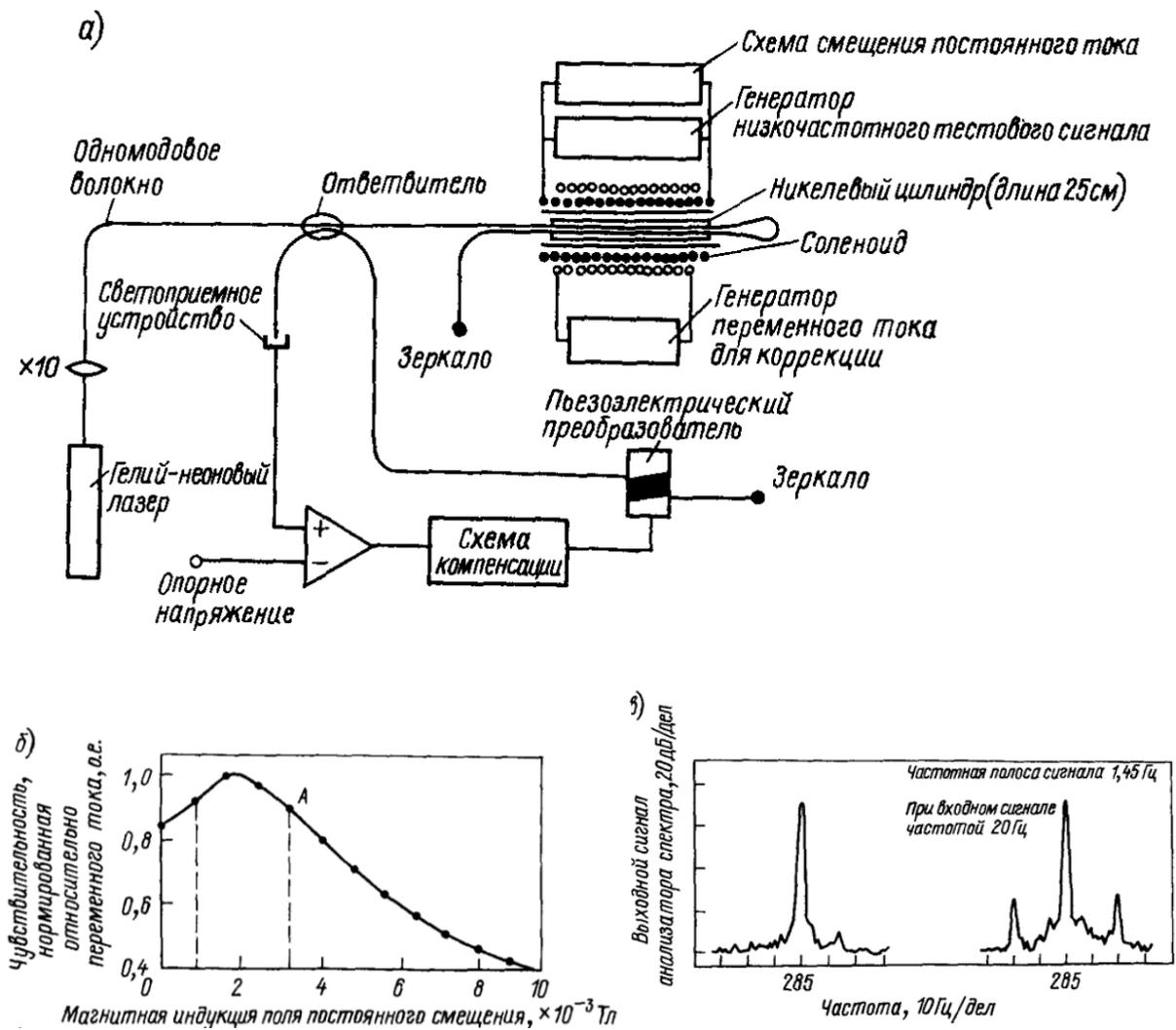


Рис. 35. Измеритель напряженности магнитного поля на основе интерферометра Майкельсона (а), характеристика магнитострикционного эффекта для никеля (б), результаты измерений магнитного поля постоянного и низкочастотного тока (в). Частотная полоса сигнала 1.45 Гц [3].

Обычно магнитострикционный материал обладает нелинейными свойствами, поэтому при подаче калибровочного сигнала переменного тока (см. рис. 35, а) реакция материала, а вернее, изменение амплитуды этого сигнала, как видно из рис. 35, б, зависит от магнитного поля постоянного смещения. Следовательно, если, например, установить постоянное смещение в точке А (рис. 35, б), то можно определить напряженность магнитного поля постоянного тока или тока низкой частоты по изменению амплитуды калибровочного сигнала переменного тока. На рис. 35, в поясняется детектирование напряженности низкочастотного магнитного поля. В качестве калибровочного подается сигнал с

частотой 285 Гц. Измерение постоянного тока с помощью обычного волоконно-оптического интерферометрического датчика затруднено из-за температурного дрейфа, но в интерферометре Майкельсона удачно используется нелинейность магнестрикционного материала, и эта проблема здесь решена.

Сообщений о подобных измерителях магнитного поля и об амперметрах с использованием магнестрикционных материалов достаточно много. Судя по ним, ведутся исследования метода компенсации гистерезиса, связи между методом нанесения покрытия и чувствительностью, по изготовлению длинных (например, 2 км и более) оптических волокон с никелевым покрытием.

2.4.4. Датчик: низкочастотный одноосный градиентометр Маха – Цендера

Структура: магнестрикционная полоса (металлическое стекло)

Двухлучевая структура интерферометра Маха-Цендера идеальна для использования в магнитном градиентометре, как показано на рис. 36, где магнестрикционные преобразователи, оба возмущаемые полем с частотой ω пропорционален

$$\phi_{\omega} = \frac{2\pi m \xi}{\lambda} (C_2 L_2 h_2 H_{02} - C_1 L_1 h_1 H_{01}), \quad (48)$$

где нижние индексы соответствуют двум плечам интерферометра. Пусть $H_{02} = H_{01} + (\delta H / \delta z) z_b$, где z_b – расстояние между двумя чувствительными элементами, и $\delta H / \delta z$ – градиент поля. Если датчик симметричен, так что $C_1 L_1 h_1 = C_2 L_2 h_2$, то

$$\phi_{\omega} = \frac{2\pi m \xi}{\lambda} C_1 L_1 h_1 \frac{\delta H}{\delta z} z_b. \quad (49)$$

Выходной сигнал интерферометра прямо пропорционален градиенту поля.

Градиентометр имеет существенное преимущество по сравнению с магнитометром, поскольку отфильтровывает и постоянные поля, и изменения полей с длиной волны намного больше базиса z_b . Благодаря этому градиентометр может применяться для регистрации и измерений характеристик локальных магнитных источников в присутствии магнитного поля Земли и внешних магнитных шумов.

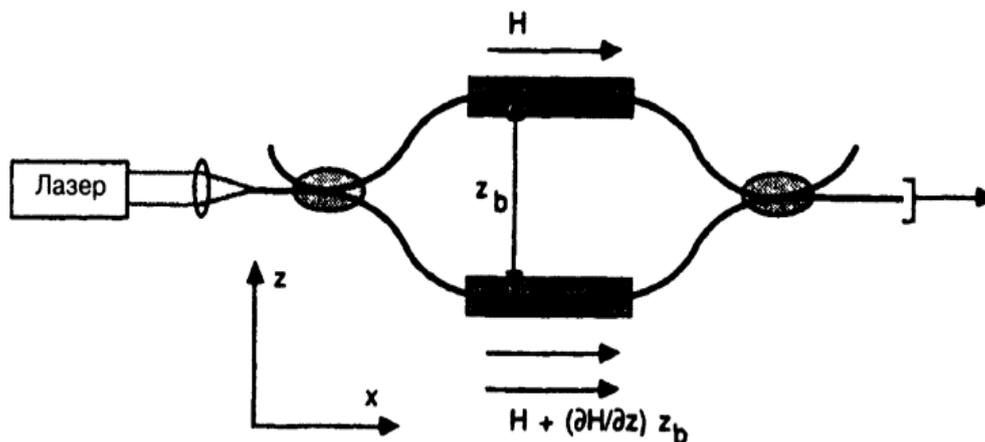


Рис. 36. Волоконно-оптический градиентометр для измерений $\delta H_x / \delta z$ имеющий базис z_b

Сообщалось о получении разрешения меньше $1 \text{ нТл} / \sqrt{\text{Гц}}$ при частотах меньше 1 Гц при использовании устройства с базисом $30,5 \text{ см}$, включающего в себя два чувствительных элемента, состоящие из 17 м волокна каждый, подключенного к обработанным отжигом полосам из металлического стекла шириной $2,5 \text{ см}$, длиной 10 см и толщиной 25 мм , расположенных в пятислойной структуре вокруг плексигласового сердечника.

3. Датчики на основе силы Лоренца

Магнитострикция не единственный механизм, благодаря которому магнитное поле может изменять физическую длину оптического волокна. Если волокно покрыто проводящей оболочкой, по которой течет ток i в присутствии магнитного поля B , то на волокно длиной L будет действовать сила F , равная

$$F = iL \times B. \quad (50)$$

Это хорошо известная сила Лоренца, действующая на движущиеся заряды в магнитном поле. Рассмотрим схему преобразователя, представленную на рис. 37. По проводящей оболочке волокна, закрепленного через промежутки длиной L течет ток i перпендикулярно магнитному полю B . Результирующая сила Лоренца действует равномерно по всей длине волокна и в любой точке перпендикулярна как току, так и приложенному полю.

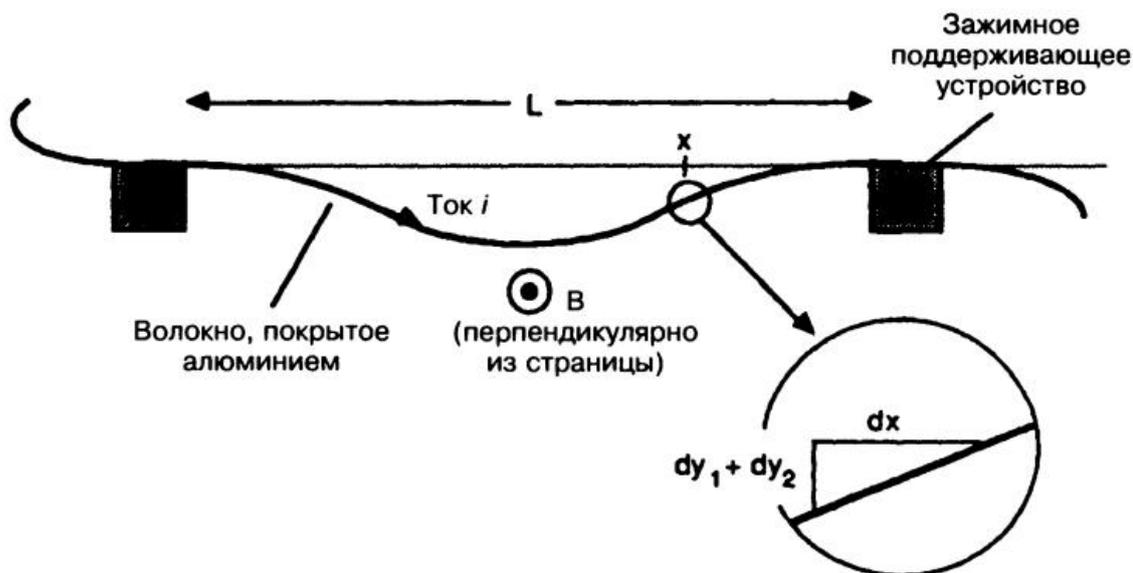


Рис. 37. Структура преобразователя для волоконно-оптического датчика на основе силы Лоренца, покрывающему волокну длиной L , течет ток i перпендикулярно магнитному полю B . Смещение в точке x является суммой двух составляющих постоянной (dy_1) в зависящей от времени (dy_2)

Рассмотрим точку x волокна, вертикально смещенную на $y(x, t)$. При условии, что смещение достаточно мало, так что можно пренебречь отклонениями силы Лоренца от вертикали, волокно ведет себя как луч «с закрепленными концами». Далее предположим, что волокно закреплено на концах с такой силой натяжения, что возникает небольшой статический провес. Тогда уравнение движения для y определяется уравнением Эйлера

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + Ap \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = f_0 + f \sin \omega t. \quad (51)$$

E , I , A и ρ - модуль Юнга волокна, проекция момента инерции, площадь поперечного сечения и плотность соответственно. f_0 - статическое приложенное поле на единицу длины. Динамическая движущая сила на единицу длины $f \sin \omega t$ возникает при переменном токе в присутствии постоянного магнитного поля или переменном поле, воздействующем на проводник, по которому течет постоянный ток, как следует из уравнения (50). Например, для тока $i \sin \omega t$ в присутствии постоянного магнитного поля $B_0 f \sin \omega t = i B_0 \sin \omega t$.

Если уравнение (51) Можно записать в виде

$$y(x, t) = y_0(x) + y_1(x, t), \quad (52)$$

из рис. 37. понятно, что зависящая от времени продольная деформация волокна определяется как

$$e = \frac{1}{2L} \int_0^L \left[2 \frac{\partial y_0}{\partial x} \frac{\partial y_1}{\partial x} + \left(\frac{\partial y_1}{\partial x} \right)^2 \right] dx. \quad (53)$$

Налагая граничные условия $y = 0$ и $\delta y / \delta x = 0$ при $x = 0$, получим

$$y_0(x) = \frac{f_0(L^2 x^2 - 2Lx^3 + x^4)}{24EI}. \quad (54)$$

И при резонансе

$$y_1(x, t) = \frac{f}{A\rho\omega^2} \sin \frac{\pi x}{L} \sin \omega t. \quad (55)$$

Из первого члена под интегралом в уравнении (53) получается составляющая деформации, пропорциональная произведению $f_0 f$ на частоте ω , а из второго члена получается составляющая пропорциональная f_0 на частоте 2ω . Следовательно, при фиксированной амплитуде переменного тока постоянное поле B_0 , может быть определено путем измерения деформации на частоте ω . Выполняя интегрирование и используя результаты, полученные ранее, получим формулу для амплитуды деформации e_ω на частоте ω

$$y_0(x) = \frac{f_0 L^2}{A\rho\omega^2 EI} K i B_0, \quad (56)$$

где численный коэффициент K , появляющийся в результате интегрирования, равен примерно 0,307. Такой режим работы аналогичен поведению магнитострикционного датчика, но существует важное отличие. Здесь сигнал на частоте ω , линейно пропорциональный произведению величины постоянного поля и величины «возмущения» (в данном случае переменного тока), возникает из-за присутствия небольшой статической силы, вызывающий постоянный провес y_0 . В отсутствие статической силы f_0 присутствует только составляющая по частоте 2ω , пропорциональная $(i \cdot B)^2$. Следовательно, не нулевой статический провес – необходимое условие функционирования преобразователя в соответствии уравнением (56).

Пример 7. Рассмотрим стандартное волокно диаметром 125 мкм, покрытое алюминиевой оболочкой толщиной 25 мкм, закрепленное с помощью поддерживающих устройств, расположенных на расстоянии 10 см. Предположим, что $E = 6,9 \times 10^9 \text{ Н/м}^2$, $I = 4,6 \times 10^{-17} \text{ м}^4$, $A = 2,4 \times 10^{-8} \text{ м}^2$ и $\rho = 2,4 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$. f_0 , сила на единицу длины, вызванная силой

тяжести, примерно равна $5,8 \times 10^{-4}$ Н/м.

$$e_{\omega} = \frac{(4,7 \times 10^2) i B_0}{f_r^2},$$

где f_r — резонансная частота. Частоты мод самых низких порядков при $L = 0,1$ м обычно находятся в окрестности 100 Гц. Следовательно, при эффективном токе $i = 0,1$ А датчик на основе силы Лоренца создаст в волокне напряжение

$$[e_{\omega}]_{\text{Lorentz}} = (4,7 \times 10^{-3}) B_0 (T).$$

Сравним этот результат с магнитострикционным датчиком. При

$$e_{\omega} = 2C_{\text{eff}} h H_0 = 2C_{\text{eff}} h_0 B_0$$

Если $C_{\text{eff}} = 1 \times 10^{-6}$ Э⁻² и среднеквадратичное $h = 0,1$ Э, то

$$[e_{\omega}]_{\text{magnetostrictive}} = (2 \times 10^{-3}) B_0 (T).$$

Датчик силы Лоренца намного предпочтительнее магнитострикционного датчика при малых длинах преобразователей.

4. Оптические магнетометры

4.1. Принцип действия оптического магнетометра

Оптический магнетометр или магнетометр с оптической накачкой показан на рисунке 38. Датчиком прибора является стеклянная колба, наполненная парами щелочного металла (например, Rb), атомы которого парамагнитны, так как содержат один неспаренный электрон. При пропускании через колбу, помещенную в измеряемое поле H , циркулярно поляризованного света, частота которого равна частоте оптического квантового перехода между основным состоянием атома и одним из его возбуждённых состояний, происходит резонансное рассеяние света. При этом момент количества движения квантов рассеиваемого света передаётся атомам, которые таким образом «оптически ориентируются», скапливаясь на одном из магнитных подуровней основного состояния. Если в объёме колбы датчика создать переменное магнитное поле, частота которого равна

частоте квантового перехода между магнитными подуровнями основного состояния, то населённость атомов на магнитных подуровнях выравнивается, атомы теряют приобретённую преимущественную ориентацию магнитных моментов и приходят в исходное состояние.

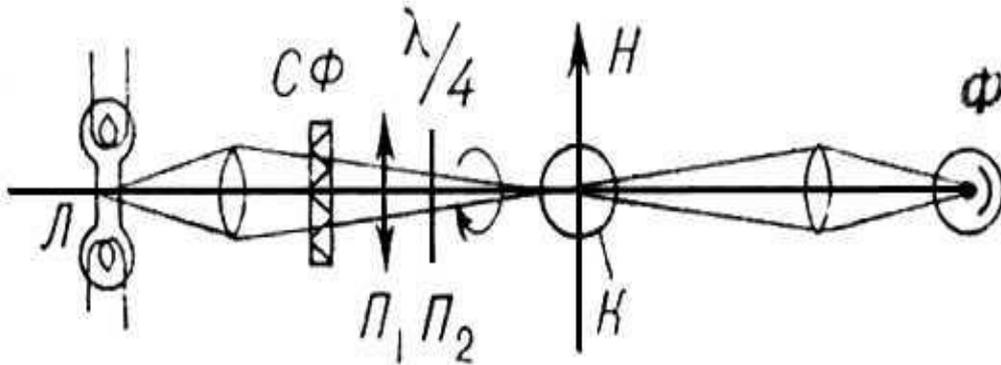


Рисунок 38. Схема оптического квантового магнитометра: Л — источник света; СФ — светофильтр; П1 — поляризатор; П2 — пластинка ($\lambda/4$), создающая разность фаз 90° для получения циркулярно поляризованного света; К — колба, наполненная парами щелочного металла; Ф — фотоприёмник; Н — измеряемое поле.

При этом пары металла, наполняющие колбу, вновь начинают сильно поглощать и рассеивать свет. Измеряя частоту переменного поля со, можно определить напряжённость магнитного поля H , в котором находится колба датчика.

4.2. Расчет чувствительности в оптическом магнитометре

Точность и вариационная чувствительность (или разрешающая способность) обоих типов устройств на принципиальном уровне лимитируются параметрами магнитного резонанса, а именно — симметрией, шириной и величиной сдвига резонансной линии, а также отношением сигнал/шум.

В стабильном поле вариационная чувствительность магнитометра характеризуется дисперсией σ_m его показаний, усреднённых по заданному интервалу T при заданном времени τ единичного измерения ($T \gg \tau$):

$$\sigma_\tau^2 = \left(B^2(t, \tau) - \langle B_T^2 \rangle \right), \quad (57)$$

где $B(t, \tau)$ — текущее значение показания магнитометра в момент t , $\langle B_T \rangle$ — среднее значение показаний за время T . Предполагается, что измерения подчиняются гауссовой статистике; при этом достоверными обычно

считаются измерения, выполненные за время $T \gg 20\tau$. Однако на разных временах измерения чувствительность определяется разными факторами, характеризующимися различными типами статистики, и чувствительность, рассчитанная по формуле (57), не может служить полной характеристикой измерения во всём временном диапазоне. Для представления зависимости чувствительности от времени принято использовать аллановские диаграммы, описывающие зависимость от времени измерения аллановской девиации $\sigma_A(\tau)$ или аллановской вариации $\sigma_A^2(\tau)$:

$$\sigma_A^2(\tau) = \frac{1}{2} \left((B_{i+1}(\tau) - B_i(\tau))^2 \right) = \frac{1}{2(n-1)} \sum_i (B_{i+1}(\tau) - B_i(\tau))^2, \quad (58)$$

где $B_i(\tau)$ представляют собой результаты последовательных смежных по времени измерений, выполненных с усреднением за время τ . Важно, что в случае нормального распределения результатов аллановская вариация совпадает со стандартной вариацией (57).

Оценку предельной (т.е. ограниченной только принципиальными физическими причинами) вариационной чувствительности можно получить, вычислив минимальную вариацию магнитного поля, которая в принципе может быть зарегистрирована с помощью магнитометра при измерении за время τ . Такая вариация может быть выражена как:

$$\delta B_{\min} = \frac{1}{\gamma} \frac{N}{(dS(\omega)/d\omega)|_{\Delta\omega=0}} = \frac{k_F}{\gamma} \frac{N\Gamma_{full}}{S}. \quad (59)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$, ω_0 — частота магнитного резонанса, k_F (≈ 1) — формфактор резонанса, Γ_{full} — полная ширина линии резонанса (с учётом всех уширяющих факторов), N — среднеквадратичный уровень шума, полученный в результате усреднения за то же время τ , S — амплитуда сигнала в максимуме, $dS/d\omega|_{\Delta\omega=0} = (1/k_F)S/\Gamma_{full}$ — крутизна сигнала резонанса.

Среди всех возможных типов шумов в схеме оптической накачки и детектирования магнитного резонанса принципиально неустранимыми являются только два типа шумов, имеющих квантовую природу, — дробовой шум света и квантовый шум атомного ансамбля. В стандартных схемах накачки, однако, среднее число детектируемых в единицу времени фотонов $\langle N_{ph} \rangle$ существенно превышает число вступающих во взаимодействие со светом атомов $\langle N_{at} \rangle$; соответственно входящий в (59) шум должен определяться дробовыми флуктуациями детектируемого фотоприёмником света, которые, в свою очередь, подчиняются пуассоновой статистике:

$$P[k = n(t + \tau) - n(t)] = \frac{\exp(-\langle N_{ph} \rangle \tau) (\langle N_{ph} \rangle \tau)^k}{k!}, \quad (60)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots$$

здесь $P[k]$ — вероятность попадания на фотоприёмник k фотонов за интервал времени τ , $\langle N_{ph} \rangle$ — среднее число фотонов в единицу времени.

Такая статистика при большом числе падающих на фотодетектор фотонов N_{ph} переходит в нормальное распределение, или гауссову статистику с $\sigma^2 = \langle N_{ph} \rangle$, соответствующую белому шуму фототока I_{ph} :

$$(\Delta I_{ph})^2 = 2e \langle I_{ph} \rangle \Delta f. \quad (61)$$

В этом случае, т.е. при выполнении условия преобладания дробовых шумов фототока над прочими шумами, минимально измеримая за время τ вариация поля записывается как:

$$\delta B_{\min}^{light} = \frac{k_F}{\gamma} \frac{\rho_N \Gamma}{S} \sqrt{\Delta f} = \frac{1}{Q} \sqrt{\Delta f} = \frac{1}{Q} \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \quad (62)$$

где ρ_N — спектральная плотность дробового шума, $Q = (\gamma/2\pi k)/S/\Gamma_{full}$ ρ_N — фактор качества резонанса, Δf — полоса частот, соответствующая времени измерения τ . Строго говоря, отношение $\Delta f/\tau$ зависит от аппаратной функции производящего осреднение устройства. Здесь принято $\tau = 1/2\pi\Delta f$.

Формула (62) справедлива для большинства схем квантовых оптических магнитометров, в которых число фотонов пробного пучка, взаимодействующих в единицу времени с атомами, невелико по сравнению с общим числом фотонов в пучке и соответственно доминирует световой шум. Однако возможны ситуации, в которых существенным становится атомный квантовый шум, являющийся, судя по всему, наиболее принципиальным фактором, ограничивающим чувствительность квантового магнитометрического устройства:

$$\delta B_{\min}^{at} = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{\langle N_{at} \rangle T_2 \tau}}, \quad (63)$$

где T_2 — время поперечной релаксации, $\langle N_{at} \rangle$ — число атомов.

Выражение (63) получено в предположении, что измерение фазы прецессии отдельного атома в течение времени τ характеризуется неопределённостью 1 рад; оно также может быть выведено из соотношения неопределённости измерения энергии за конечный интервал времени.

Атомный шум может становиться значимым в различных ситуациях, в первую очередь, в плотных средах, где достигается почти 100%-ная эффективность оптического детектирования; кроме того, можно ожидать, что в схемах, с высокой эффективностью детектирующих сигнал люминесценции атомный шум также будет доминировать.

Для квантовой метрологии атомные резонансы тем привлекательнее, чем меньшей шириной они обладают. Однако узкий резонанс порождает трудности, связанные с его инерционностью. Для того чтобы найти центр резонанса по максимуму поглощения, необходимо ввести модуляцию частоты резонанса, которая не может быть слишком быстрой, так как её частота должна быть согласована с шириной резонанса. Далее, сама скорость изменения населённостей в системе ограничена временем продольной релаксации. Вместе с тем частота прецессии атомной системы может быть изменена магнитным полем сколь угодно быстро и, измеряя её, можно получить безынерционный отклик. Тем не менее, в общем случае существует ещё одно соображение, ограничивающее преимущество использования узких резонансных линий. Оно заключается в том, что быстродействие любого магнитометра ограничено принципиальной неопределённостью измерения частоты содержащего шум гармонического сигнала за данный отрезок времени. Такое выражение для нижнего предела ошибки измерения произвольной величины, содержащей стохастическую добавку, называется соотношением Крамера-Рао. Хотя M_x -схема магнитометра по своему быстродействию не ограничена шириной линии резонанса. Однако, это утверждение вполне справедливо лишь до тех пор, пока время измерения не становится существенно меньше обратной ширины линии $1/\Gamma$ — дальнейшее уменьшение времени измерения приводит не к корневому уменьшению чувствительности с полосой, а к линейному или согласно зависимости $\delta B \sim T^{3/2}$. Кроме того, на больших временах измерения, которые характеризуют точность и стабильность магнитометра, преобладающими становятся разнообразные дрейфы и старения, статистически описываемые зависимостями: $\sigma_A(\tau) \sim \tau^{\frac{1}{2}}$, $\sigma_A(\tau) \sim \tau$ и т.д.

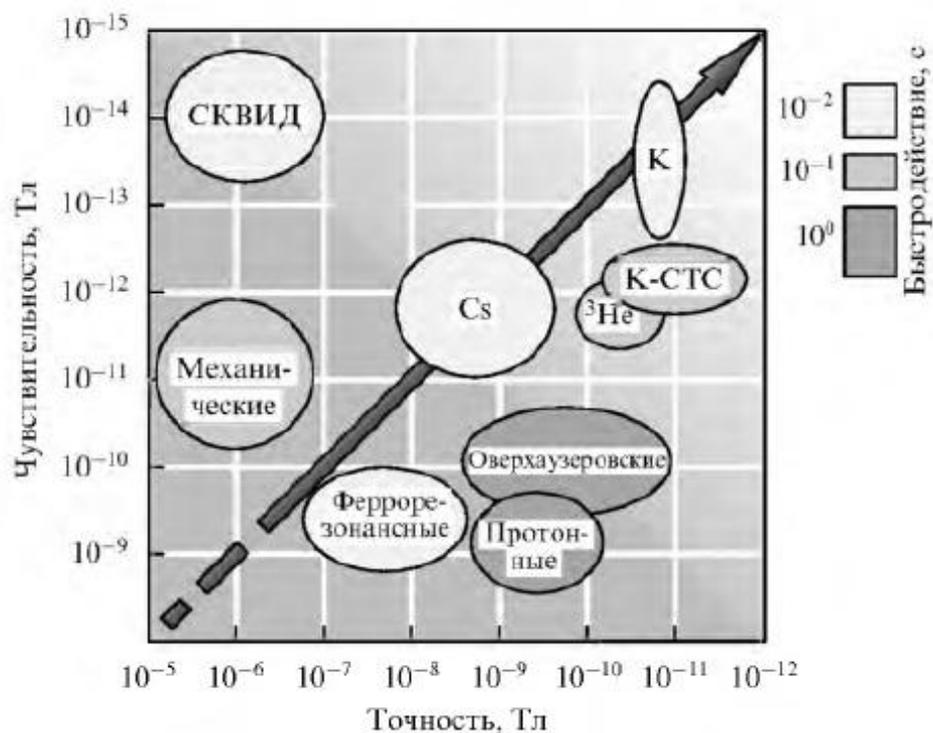


Рисунок 39. Классификация магнитометрических устройств по основным метрологическим параметрам.

4.3. Метод Каствлера (метод двойного радиооптического резонанса)

Суть метода Каствлера или метода двойного радиооптического резонанса (ДДР) состоит в том, что создаются условия, при которых поглощение или излучение атомной системой некоторого количества радиочастотных квантов вызывает соответствующее изменение числа поглощённых и/или переизлучённых квантов оптического диапазона, детектируемое в эксперименте. Это, как правило, позволяет на много порядков увеличить чувствительность детектирования магнитного резонанса по сравнению с таковой в методах обычной радиоспектроскопии, поскольку эффективность регистрации оптических квантов может достигать величины порядка единицы.

К методам ДДР можно отнести и технику вынужденного комбинационного рассеяния, которая не подразумевает непосредственного воздействия на атом радиочастотного поля. Типичный пример — так называемая лямбда-схема: два нижних подуровня атома в ней связываются с общим возбуждённым уровнем двумя когерентными оптическими гармониками, разность частот которых соответствует расстоянию между нижними подуровнями, попадая в область радиочастот.

Энергия атома в магнитном поле определяется скалярным произведением векторов магнитной индукции и магнитного момента. В случае чисто

электронного или чисто ядерного момента частотный интервал между соседними уровнями, характеризующимися квантовыми числами m_s и $m_s \pm 1$ (или соответственно m_1 и $m_2 \pm 1$) линейно зависит от величины индукции магнитного поля $B = |B|$, причём гиромагнитное отношение играет роль коэффициента пропорциональности:

$$\omega = \frac{\Delta E}{h} = \gamma B \quad (64)$$

В методе ДДР пучок света соответствующей частоты возбуждает атомы до определенного энергетического уровня. Но при этом не все подуровни оказываются занятыми. Следовательно, при обратных переходах атомов в основное состояние свет испускается неодинаково в различных направлениях, кроме того, в каждом направлении он частично поляризован. Если электромагнитное поле, приложенное к возбужденным атомам, имеет частоту (энергию фотонов), необходимую, чтобы индуцировать переходы между занятыми и незанятыми подуровнями, то испускаемый свет изменяет как пространственное распределение, так и поляризацию. Это изменение свидетельствует о том, что радиочастота настроена на разность энергий между подуровнями (находится в резонансе с разностью энергий). Метод Каствлера является средством точной фиксации положений подуровней возбужденных атомных состояний. Ниже приведены разновидности оптических сенсорных систем на основе оптических магнитометров (магнитометров с оптической накачкой) [6].

4.4. Самогенерирующий цезиевый магнитометр

За прошедшие десятилетия были разработаны различные виды магнитометров с оптической накачкой. Простейшим вариантом такого магнитометра является самовозбуждающийся цезиевый магнитометр, в котором настроенный на резонансную линию цезия луч света пересекает заполненную цезием поглощающую ячейку и падает на фотоэлемент. Выходной сигнал фотоэлемента усиливается, сдвигается по фазе на 90° и подается на катушку, расположенную вокруг поглощающей ячейки. В установившемся режиме такой самовозбуждающийся магнитометр генерирует пропорциональную окружающему магнитному полю H частоту f .

Однако этот тип магнитометра имеет систематическую погрешность и сравнительно широкую резонансную линию, вследствие чего генерируемая частота не точно соответствует действительному значению поля. По этой причине были разработаны так называемые тандем-магнитометры, у которых самовозбуждающийся магнитометр связан с другим узкополосным оптическим магнитометром. Однако указанный

тандем-магнитометр создает паразитное магнитное поле, и поэтому оба сенсорных датчика должны быть расположены на определенном удалении один от другого, что является большим недостатком. Если же, напротив, применять систему с обычным генератором, управляемым напряжением (ГУН), то это приводит к ограниченной динамической характеристике и к проблемам при быстрых изменениях магнитного поля

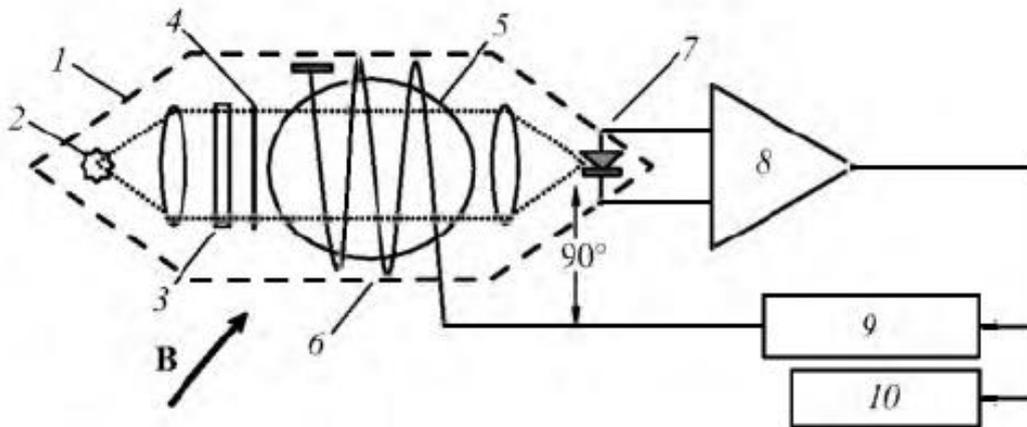


Рис. 40. Блок-схема самогенерирующего цезиевого магнитометра:

- 1 — датчик, 2 — спектральная лампа с парами Cs, 3 — D1-фильтр,
 4 — круговой поляризатор, 5 — ячейка с парами щелочного металла,
 6 — катушка резонансного радиополя, 7 — фотоприёмник,
 8 — усилитель фототока, 9 — фазовращатель, 10 — частотомер.

Тем не менее, цезиевый магнитометр продолжает оставаться самым простым, надёжным и широко распространённым устройством среди квантовых магнитометров, и область его применения постоянно расширяется. Это связано, в том числе, с появлением доступных источников лазерной накачки для Cs.

4.5. Магнитометр на эффекте электромагнитно индуцированной прозрачности

Одним из современных вариантов оптического магнитометра является прибор, представленный российскими физиками, представляющими вузы Новосибирска, Москвы, Атланты (США) и Кембриджа (Великобритания). Они продемонстрировали новый чисто оптический векторный магнитометр. Предложенная исследователями методика измерения основана на эффекте электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП).

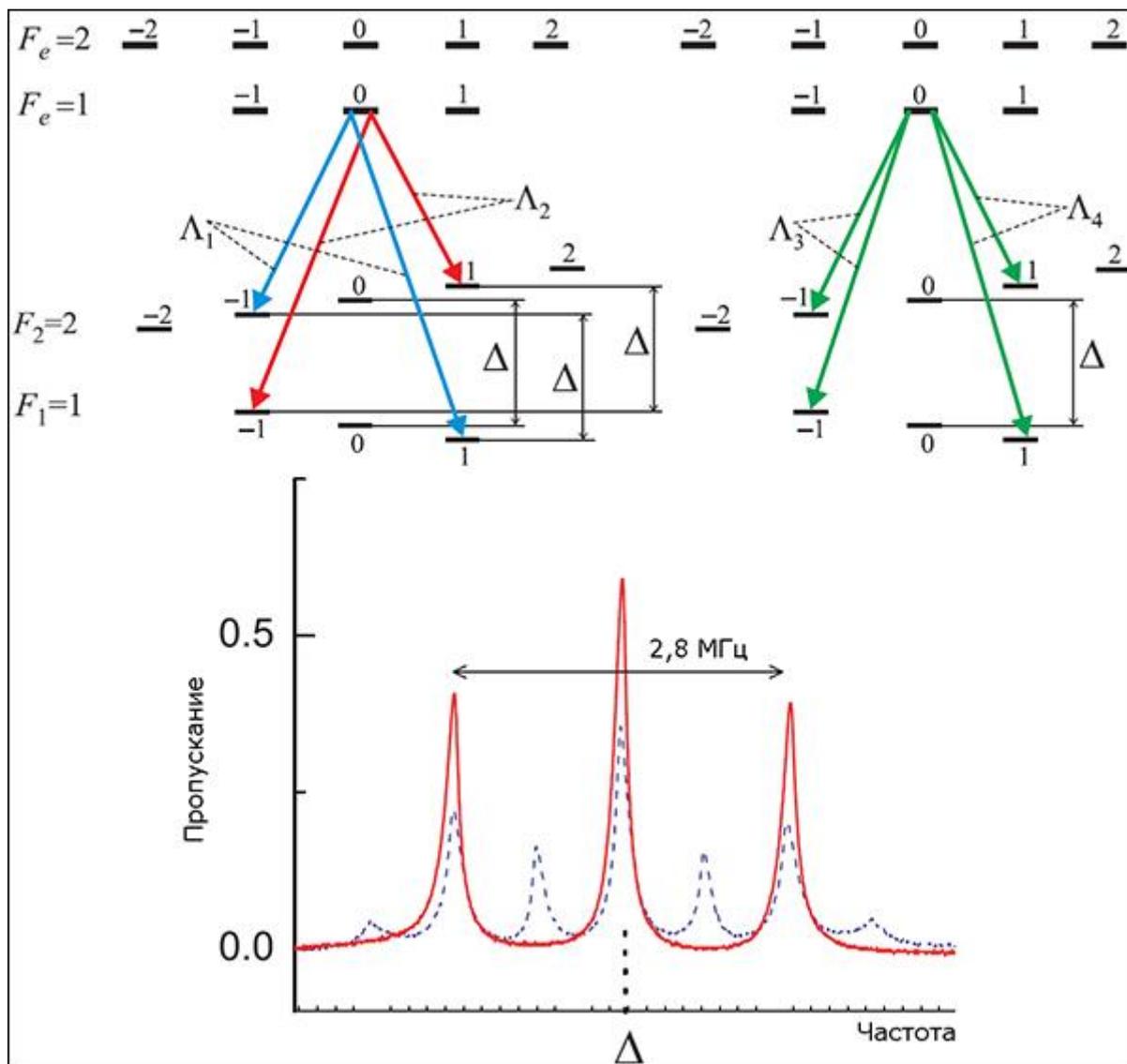


Рисунок 41. Четыре Λ -схемы для ^{87}Rb и три ЭИП-резонанса. Красным и синим цветом выделены кривые, соответствующие разной ориентации вектора e (см. пояснения ниже в тексте). Указанное значение частоты измерено для магнитного поля с индукцией в 1 Гс.

Этот эффект позволяет получить среду с узким провалом в спектре поглощения и обнаруживается при воздействии на трёхуровневую квантовую систему (Λ -схему) [8] двух резонансных полей с различающимися частотами.

В экспериментах по наблюдению ЭИП часто задействуют атомы ^{87}Rb (рубидия), и российские учёные также сделали выбор в пользу рубидия, поместив его в ячейку длиной 40 и диаметром 25 мм, которая была заполнена буферным газом — неоном. Температура поддерживалась на уровне 45°C , а воздействовало на атомы бихроматическое линейно поляризованное излучение.

В опыте учитываются сразу четыре Λ -схемы (рис. 41), две из которых — Λ_1 и Λ_2 — не зависят от магнитного поля и отвечают за центральный ЭИП-резонанс. Λ_3 и Λ_4 , напротив, имеют выраженную

зависимость такого рода и дают два резонанса, которые находятся справа и слева. На этом и построено измерение модуля вектора магнитной индукции: его изменение приводит к заметному увеличению или уменьшению частотного «расстояния» между крайними резонансами.

Определить пространственную ориентацию вектора сложнее. Здесь необходимо учитывать направления волнового вектора k , поляризации e и вектора индукции B . Легко показать, что амплитуда центрального резонанса максимальна при том условии, что e располагается под прямым углом к B (то есть угол φ на рис. 42 равен 0° или 180°). Измерение выглядит следующим образом: сначала для выбранного вектора k_1 экспериментаторы, вращая полуволновую пластинку, устанавливают такое положение e , в котором амплитуда ЭИП-резонанса достигает максимума, и определяют плоскость, где лежат вектора k_1 и B .

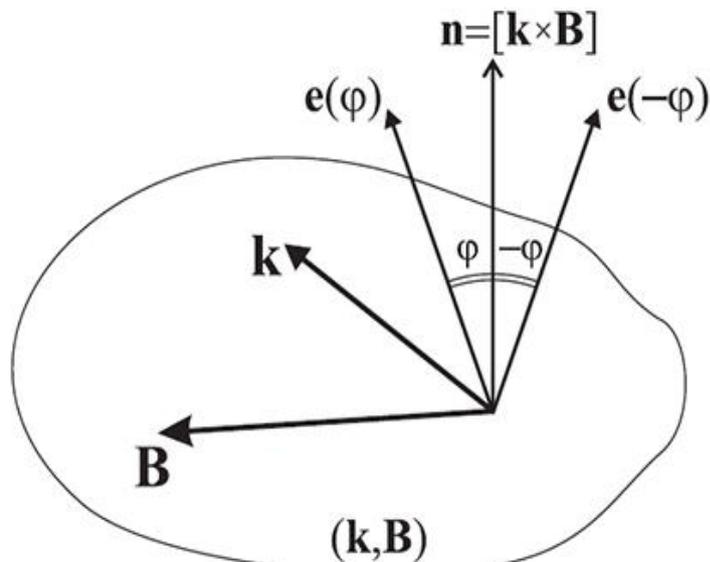


Рис. 42. Расположение векторов k , e и B .

Затем процедура повторяется для некоторого k_2 (скажем, ориентированного перпендикулярно k_1), а по результатам определяется плоскость (k_2, B) . Линия пересечения двух найденных плоскостей даёт направление B .

Определить пространственную ориентацию вектора сложнее. Здесь необходимо учитывать направления волнового вектора k , поляризации e и вектора индукции B . Легко показать, что амплитуда центрального резонанса максимальна при том условии, что e располагается под прямым углом к B (то есть угол φ на рисунке ниже равен 0° или 180°). Измерение выглядит следующим образом: сначала для выбранного вектора k_1 экспериментаторы, вращая полуволновую пластинку, устанавливают такое положение e , в котором амплитуда ЭИП-резонанса достигает максимума, и определяют плоскость, где лежат вектора k_1 и B . Затем процедура

повторяется для некоторого k_2 (скажем, ориентированного перпендикулярно k_1), а по результатам определяется плоскость (k_2 , B). Линия пересечения двух найденных плоскостей даёт направление B .

Опыты показали, что прибор демонстрирует хорошую чувствительность (10^{-3} град/Гц^{1/2}) и готов работать с полями с индукцией в диапазоне 0,1–200 Гс. Его параметры можно настраивать, изменяя объём ячейки с рубидием, температуру, тип буферного газа и давление.

Отдельно отмечается то, что преобразование результатов эксперимента не требует разработки сложных математических моделей [11].

4.6. Щелочно-гелиевый магнитометр

Щелочно-гелиевый магнитометр основан на эффекте передачи спиновой поляризации при атомных столкновениях частиц в условиях щелочно-гелиевой газоразрядной плазмы. Основную роль в его разработке и создании сыграла группа Р.А. Житникова (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН (ФТИ)). В работе [4-5] была экспериментально продемонстрирована и исследована зависимость вероятности пеннинговской ионизации при столкновении атомов щелочного металла и метастабильных атомов гелия от взаимной ориентации электронных спиновых моментов партнёров; обнаружено влияние спиновой ориентации атомов в щелочно-гелиевой плазме на её электропроводность. Ими были проведены подробные исследования процессов передачи спиновой ориентации от оптически ориентированных атомов щелочного металла продуктам щелочно-гелиевой плазмы — 2^3S_1 -метастабильным атомам гелия и свободным электронам. Возможность ориентации спиновых моментов 2^3S_1 -атомов гелия в отсутствие прямой оптической накачки резонансным гелиевым светом позволяет устранить большие световые сдвиги частоты магнитного резонанса, возбуждаемого в системе зеemanовских подуровней 2^3S_1 - состояния атомов He, что является существенным достижением.

В работах Блинова, Житникова и Кулешова был предложен новый тип квантового устройства — гелиевый магнитометр с оптической ориентацией атомов щелочного металла (щелочно-гелиевый магнитометр). В настоящее время поляризация 2^3S_1 -атомов гелия посредством передачи спиновой ориентации от оптически ориентированных атомов щелочного металла и реализация таких устройств осуществлены в условиях Cs — He⁻, Rb — He⁻, K — He⁻ газоразрядной плазмы. При испытаниях щелочно-гелиевого магнитометра было показано, что при изменении параметров накачки на 20 — 50 % сдвиг его показаний не превышает 0,01 нТл; систематическая составляющая погрешности не превышает 0,15 нТл во всём диапазоне МПЗ, случайная погрешность — 0,02 нТл с.к.о.; разрешение (цифровое) составляет 0,01 нТл. Высокая точность и малая ориентационная зависимость показаний делают щелочно-гелиевый

магнитометр одним из наиболее перспективных устройств, предназначенных для измерения геомагнитного поля и его вариаций.

4.7. Магнитометр на переходе в сверхтонкой структуре (СТС-магнитометр)

При спектрально-селективной оптической накачке единственным используемым различием подуровней основного состояния является их энергия. Если сформировать спектр возбуждения так, что будут возбуждаться атомы только из определённого энергетического подуровня, то этот подуровень обедняется («выгорает»). Этот тип накачки возможен, когда интересующая нас структура основного состояния превышает доплеровскую ширину линии поглощения. Наиболее эффективно применение в качестве источника накачки пере строяемого лазера, ширина спектральной линии которого мала по сравнению с доплеровской шириной. В практических применениях традиционно используют ламповое возбуждение, а нужного спектра возбуждения добиваются методами изотопической фильтрации, т.е. накачки одного вещества либо резонансным излучением другого вещества (как правило, речь идёт о разных изотопах одного и того же элемента), либо собственным резонансным излучением, профильтрованным поглощением в парах другого вещества. Самый известный пример — это два стабильных изотопа рубидия ^{87}Rb и ^{85}Rb , доплеровские контуры резонансных линий, которых частично перекрываются. Спектрально-селективная накачка применяется в рубидиевом стандарте частоты и в магнитометрах, использующих микроволновые переходы в сверхтонкой структуре (так называемые СТС-магнитометры) паров ^{39}K и ^{87}Rb . В обоих случаях свет газоразрядной лампы с парами соответствующего изотопа пропускается через кювету с парами, которые селективно поглощают длинноволновую составляющую сверхтонкой структуры резонансных линий. Для того чтобы подавить люминесценцию фильтра (содержащую длинноволновую линию), в фильтр добавляется молекулярный газ, например азот. Оставшаяся после фильтрации коротковолновая компонента осуществляет селективную накачку паров в рабочей кювете, так что преимущественно заселяется верхнее сверхтонкое состояние $F = 2$.

Российскими учеными была впервые осуществлена схема балансного СТС-магнитометра [7] — нового быстродействующего магнитометра с оптической накачкой, работающего на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре основного состояния ^{87}Rb . Ограниченная шумами чувствительность макета прибора составляет 6 пТл среднеквадратичного отклонения при времени измерения 0.1 с. Основными достоинствами магнитометра являются отсутствие «мертвых зон» при изменении ориентации прибора относительно магнитного поля и крайне низкая чувствительность к дрейфам параметров накачки.

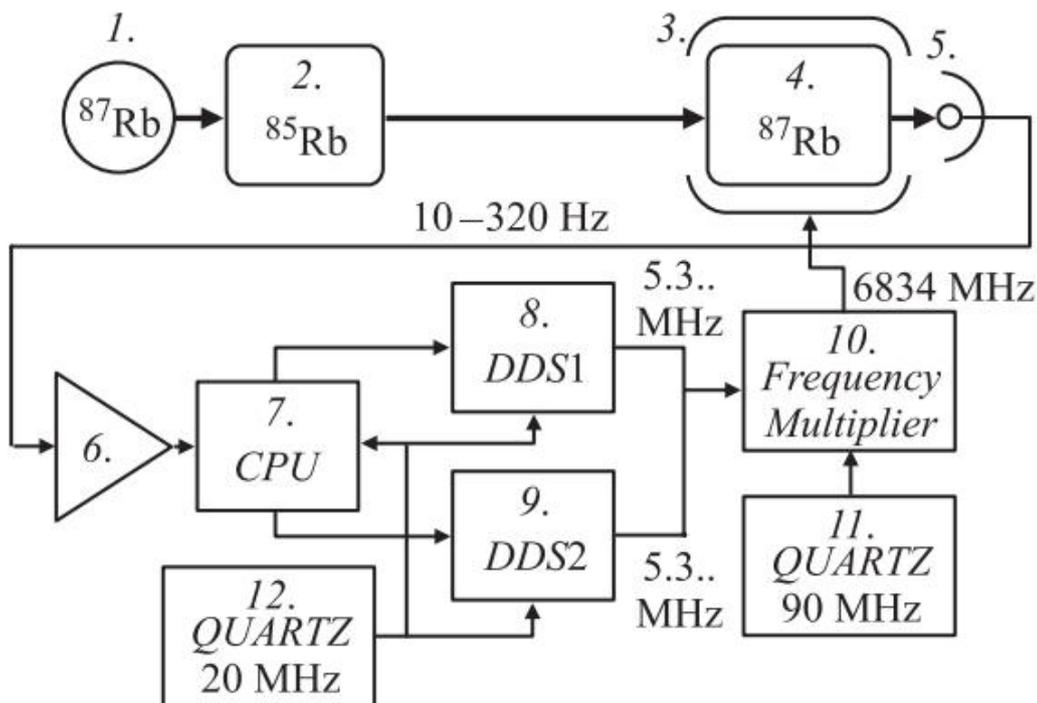


Рис. 43. Блок-схема балансного СТС-магнитометра: 1 — лампа с парами ^{87}Rb , 2 — изотопический фильтр, 3 — СВЧ-резонатор, 4 — ячейка, 5 — фотоприемник, 6 — усилитель фототока, 7 — микроконтроллер с аналоговым входом, 8,9 — цифровые синтезаторы частоты, 10 — умножитель/смеситель частоты, 11 — высокостабильный опорный генератор 90 МГц, 12 — опорный генератор 20 МГц.

Блок-схема СТС-магнитометра показана на рис. 43. Сверхтонкая оптическая накачка атомов ^{87}Rb осуществляется методом изотопической фильтрации. неполяризованный свет лампы, содержащей изотоп ^{87}Rb , проходит фильтр, представляющий собой нагретую кювету с парами ^{85}Rb . Свет накачки по многожильному световоду поступает в датчик. В датчике наполненная буферным газом цилиндрическая ячейка диаметром около 40 и длиной 50 мм помещена в открытый резонатор, представляющий собой, согласованный с антенной-излучателем участок цилиндрического волновода. Ячейка с резонатором находится в термостате и поддерживается при постоянной температуре порядка 45°C . Измеренная ширина линии магнитного резонанса в рабочем режиме составила 6 — 7 нТл (200-300 Гц), мощность света накачки 30 — 40 мВт ($\lambda = 780$ и 795 нм), подводимая к датчику мощность СВЧ-поля 200 — 300 мВт. Сигналы M_z -резонансов детектируются низкочастотным фотоприемником, на который по световоду поступает свет из датчика. Далее сигнал обрабатывается микропроцессорным блоком. Благодаря использованию цифровых схем синтеза частоты и обработки сигнала низкочастотная аналоговая электроника (кроме входного усилителя фототока) была вообще исключена из схемы прибора: функции обычных в системах слежения за

резонансом синхронных детекторов и интеграторов переданы микропроцессору с 10-разрядным аналого-цифровым преобразователем, который управляет двумя 48-разрядными синтезаторами частоты. Использование в петле обратной связи микропроцессора и управляемых синтезаторов частоты позволило решить проблему измерения частот двух магнитных резонансов с точностью 10^{-8} из 0.1.

Помимо автоподстройки частоты микропроцессор осуществляет начальный поиск и захват обоих резонансов, осреднение и вывод пользователю результатов измерений, контроль состояния блоков прибора, прием команд пользователя и т. д. Для управления прибором и сбора/обработки данных был создан удобный программный интерфейс. Для возбуждения сигнала магнитного резонанса в сверхтонкой структуре рубидия ^{87}Rb необходимо синтезировать два СВЧ-сигнала, симметрично (с точностью до 1 Гц) отстоящих от частоты F_0 . В основе схемы синтеза лежит принцип балансной модуляции высокочастотного опорного сигнала.

Частота опорного кварцевого генератора была выбрана максимально высокой (90 МГц) с целью минимизации фазовых шумов, возникающих при умножении частоты. Стабильность частоты F_h (порядка 10^{-7}) на долговременную стабильность балансного магнитометра практически не влияет в силу балансности схемы синтеза; однако нестабильности генератора, используемого для тактирования синтезаторов частоты, полностью переносятся в долговременную нестабильность (абсолютную погрешность) прибора. Поэтому для синхронизации микропроцессора и синтезаторов частоты в схему был включен дополнительный высокостабильный опорный кварцевый генератор 20 МГц, характеризующийся долговременными дрейфами на уровне 10^{-8} — 10^{-7} в сутки, что соответствует абсолютной ошибке измерения 0.5 — 5 нТл при измерении магнитного поля индукцией 50 мТл. В приборе также предусмотрена возможность синхронизации синтезаторов частоты внешним высокостабильным генератором частоты 5, 10 или 20 МГц, например стандартом частоты.

4.8. Магнитометр на ^4He с оптической накачкой

Принцип действия таких магнитометров включает в себя возбуждение атомов до метастабильного состояния, прямую оптическую накачку (поляризацию) 2^3S_1 -метастабильных атомов гелия, возбуждение M_z -резонанса и оптическое детектирование M_z -сигнала. Резонанс в зеемановской структуре метастабильного состояния вызывается либо наложением резонансного переменного магнитного поля, либо (при лазерной накачке гелия) амплитудной или частотной модуляцией лазерного излучения (параметрический резонанс). Несомненное преимущество магнитометра на ^4He — отсутствие необходимости термостатирования датчика и соответственно немедленная готовность

прибора к работе после включения. Относительно большая ширина линии магнитного резонанса (1000 Гц) позволяет реализовать в простой M_z -схеме достаточно высокое быстродействие (впрочем, в лабораторных условиях неоднократно демонстрировались и M_x -схемы, в том числе, при параметрическом возбуждении резонанса за счёт амплитудной или частотной модуляции лазера накачки). Дополнительным достоинством гелиевых магнитометров является линейность зависимости частоты резонанса от магнитного поля.

Большая ширина линии резонанса имеет, разумеется, и обратную сторону в виде заметных систематических ошибок, связанных, прежде всего, со световыми сдвигами. Этот недостаток удалось в значительной степени преодолеть с помощью техники импульсной накачки. Кроме того, световые сдвиги могут быть полностью устранены (по крайней мере, теоретически) в схеме с оптическим выстраиванием гелия при лазерной накачке перехода $2^3S_1 — 2^3P_0$.

В наиболее современной модификации гелиевого магнитометра, использующей лазерную накачку перехода $2^3S_1 — 2^3P_0$, частотную модуляцию лазерного излучения и оптическое детектирование сигнала, достигнута чувствительность порядка $1 — 4$ пТл·Гц^{-1/2}. Эта величина существенно (на три порядка) отличается от предсказанной теоретически в работе чувствительности 4 фТл·Гц^{-1/2}; причину такого расхождения создатели этого устройства (Laboratoire C IR IL -ISM RA) можно увидеть прежде всего в избыточных шумах лазера накачки. Эта проблема является общей для магнитометров с лазерной накачкой; помимо собственных шумов лазера, разрушающее влияние на сигнал оказывают шумы, привносимые оптоволоконном вследствие случайной модуляции поляризации лазерного излучения и особенно существенные для M_z -сигнала.

Для расширения углового диапазона работы магнитометра были использованы две ячейки, через которые проходит свет от одного лазера (но с перпендикулярными линейными поляризациями), который потом собирается на один фотоприёмник. Такая конструкция позволяет ликвидировать «мёртвые зоны» без существенного усложнения конструкции, так как используется один источник накачки, один усилитель фототока и одна петля фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

4.9. Калиевый магнитометр на изолированной узкой линии

В отличие от цезия и прочих щелочных металлов, калий в магнитном поле Земли имеет почти полностью разрешённую систему магнитных резонансов в основном состоянии, что позволяет выделить одну изолированную линию и игнорировать (в значительной степени) прочие линии спектра. Положение вершины такой линии уже практически не

зависит от условий накачки — во всяком случае, величина этой зависимости измеряется несколькими пикотеслами, а не нанотеслами, как в случае слитной линии цезия. Этот фактор определяет привлекательность использования калия в прецизионной метрологии магнитных полей. Хотя первые попытки использования калия в схеме квантовых магнитометров с оптической накачкой были предприняты ещё в 1960-х годах, они не увенчались успехом из-за сложности работы со структурой, содержащей несколько резонансных линий. Впервые магнитометр на изолированной узкой линии калия в M_z -модификации был создан в Научно-производственном объединении «Геофизика», а в его наиболее перспективной M_x -модификации — в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова; сейчас эти работы продолжаются в ФТИ.

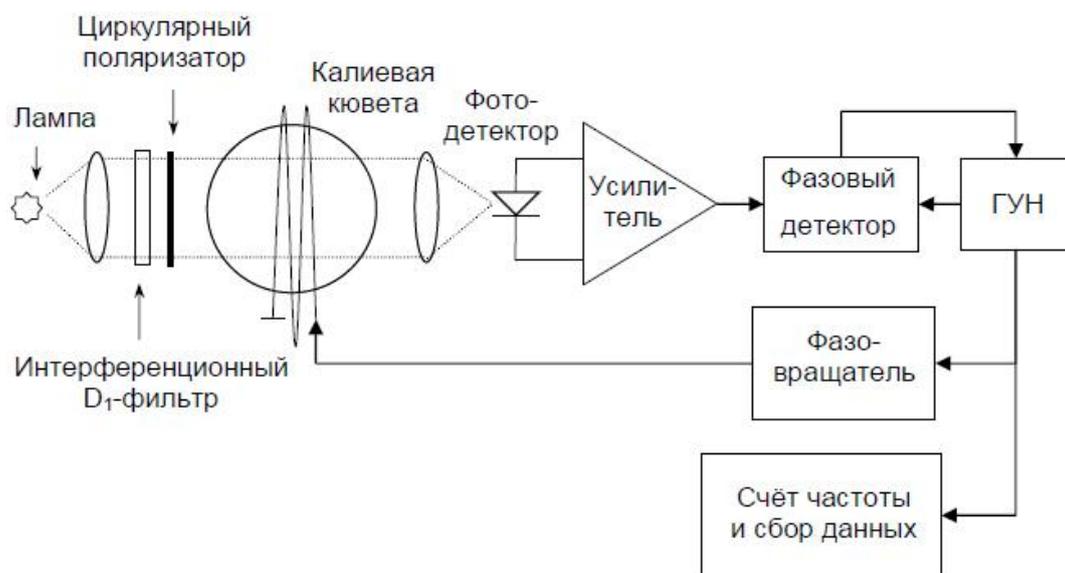


Рис. 44. Схема калиевого магнитометра

Рассмотрим факторы, определяющие точность и чувствительность калиевого магнитометра. Каждый отдельный резонанс в зеемановском спектре К в той или иной степени подвержен влиянию соседних резонансов. Степень изолированности выделенного резонанса определяется расстоянием до ближайшей соседней линии. Если используются сигналы M_x -типа, то влияние крыла соседнего резонанса на частоту выделенного резонанса характеризуется величиной $\Delta\omega \approx \alpha\Gamma\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)$, где $\alpha < 1$ — относительная величина соседнего резонанса, Γ — ширина соседнего резонанса, Δ — расстояние до ближайшей соседней линии. Это выражение справедливо тогда, когда $\Delta > \Gamma$. Однако если используется сигнал M_z -типа, то влияние соседнего резонанса оказывается намного меньшим, пропорциональным $(\Gamma/\Delta)^2$.

В среднем МПЗ расстояние Δ для изотопа калия ^{39}K составляет порядка 0,5 кГц, а для ^{41}K — около 1 кГц. При ширине резонанса 1 Гц

сдвиг частоты ведущего резонанса под влиянием соседнего оказывается менее $1/500$ Гц для ^{39}K . Этому соответствует максимальная ошибка измерения магнитного поля порядка $0,3$ пТл, которая на четыре порядка меньше, чем систематическая ошибка цезиевого магнитометра. И хотя на практике могут преобладать ошибки другого происхождения, предельная точность магнитометра на изолированной линии оказывается намного более высокой, чем в случае неразрешённой линии, реализуемой в цезиевых магнитометрах.

Следует отметить особенность калиевого магнитометра, а именно: несмотря на то, что теоретически быстрота отклика самогенерирующего M_x -магнитометра ничем не ограничена, наличие набора из нескольких резонансных линий в калии обуславливает ограничение скорости измерения на уровне порядка расстояния между соседними резонансами. Это ограничение можно пояснить так: быстрая случайная модуляция частоты возбуждающего резонанс радиополя приводит к образованию в спектре радиополя гармоник, которые могут совпадать по частоте с контурами соседних линий, вызывая в них резонансы со случайными фазами и амплитудами; для того чтобы избежать этого эффекта, полосу обратной связи M_x -магнитометра нужно искусственно ограничивать. Кроме того, на практике использование быстродействующих самогенерирующих (как калиевых, так и цезиевых) M_x -магнитометров ограничивается необходимостью быстрого измерения частоты зашумлённого сигнала. Принципиально точность такого измерения SF, в свою очередь, определяется временем измерения τ и отношением сигнал/шум в полосе $1/\tau$; но даже при достаточно высоком уровне сигнал/шум измерение частоты сигнала магнитного резонанса с относительной точностью 10^{-8} за время $10^{-2} - 10^{-1}$ с является проблемой, требующей применения сложных технических средств. Кроме того, не имеет тривиальных технических решений задача формирования сдвига сигнала резонанса в петле усиления по фазе на 90° с учётом вносимых фотодетектором и усилителем сигнала резонанса фазовых задержек.

Все эти соображения в своё время инициировали разработку и развитие несамогенерирующего M_x -магнитометра (магнитометра с фазовой автоподстройкой частоты).

Метрологические возможности калиевого магнитометра перекрывают весь диапазон магнитных полей Земли при рекордно высокой разрешающей способности — порядка 100 фТл·Гц $^{-1/2}$ для стандартных приборов с ламповой накачкой. Применение лазерной накачки при увеличении диаметра ячейки до 15 см позволяет повысить разрешающую способность до уровня $1 - 3$ фТл·Гц $^{-1/2}$. Систематические ошибки калиевого магнитометра также рекордно малы, что тоже является прямым следствием узости резонанса и минимума влияния соседних линий, а его точность превосходит существующую точность определения индукции магнитного поля. На сегодня имеются только оценки абсолютной точности калиевого магнитометра — порядка $10-20$ пТл в земных полях, что

примерно соответствует точности, с которой определены необходимые для пересчёта частоты резонанса в индукцию магнитного поля фундаментальные константы.

Достижимую абсолютную точность до некоторой степени характеризует воспроизводимость показаний прибора от включения к включению и длительное сопоставление показаний независимых однотипных приборов в общем однородном поле. Произведена обработка шестичасового фрагмента записи модуля поля и разности показаний двух калиевых магнитометров, разнесённых на 2 м и расположенных на ледяном поле вблизи Северного полюса. Разность показаний за время записи не превысила 40 пТл. Запись показаний частоты обоих магнитометров производилась синхронно, ежесекундно, с квантом оцифровки 0,01 Гц, т.е. около 14 пТл. Это означает, что «законный» аппаратный разброс показаний должен был бы лежать в пределах 28 пТл (в предположении идеальной стабильности магнитного поля). Наблюдавшуюся незначительную избыточность шума разности.

Литература:

1. Э.Удд. Волоконно-оптические датчики. М.:Техносфера, 2008. - 520с.
2. Р.Г. Джексон. Новейшие датчики. М: Техносфера, 2007.- 384с.
3. Т. Окоси. Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. Отд-ние, 1990. – 256 с.
4. Блинов Е. В., Житников Р. А., Кулешов П. П., Журнал технической физики 49, с. 588 (1979).
5. Блинов Е.В., Житников Р.А., Кулешов П. П., Авт. свид. № 578630; Бюлл. изобрет. (40) (1977).
6. Устный выпуск журнала «Успехи физических наук», «Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии», Е.Б. Александров, А.К. Вершовский, 2009 год, с. 624.
7. Александров Е. Б., Вершовский А. К., Пазгалев А. С.: «Магнитометр на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре ^{87}Rb ». Журнал технической физики, 2006, том 76, вып. 7.
8. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин: «Экспериментальное исследование темного псевдорезонанса на D1 линии ^{87}Rb при возбуждении линейно поляризованным полем». Письма в ЖЭТФ, том 82, вып. 8, с. 534-538, 2005 год.
9. Вершовский Антон Константинович, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, «Новые квантовые радиооптические системы и методы измерения слабых магнитных полей», 2007.
10. J.H.Allen и др. в журнале J.Geomagn. Geoelectr. 24, стр. 105-125 (1972)
11. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, Y. O. Dudin, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, and S. A. Zibrov. Vector magnetometry based on electromagnetically induced transparency in linearly polarized light, Phys. Rev. A 82, 033807 (2010).

Содержание

Введение.....	3
1. Датчики на основе эффекта Фарадея	5
1.1. Эффект Фарадея в оптических волокнах.....	6
1.2. Шум	16
1.3. Структуры датчиков.....	18
1.3.1. Датчик для измерения тока в энергетических системах.....	18
1.3.2. Датчик тока с широкой полосой пропускания и высоким разрешением	19
1.3.3. Датчик: информационное кольцо.....	20
1.3.4. Датчик с объединением оптических элементов.....	21
1.3.5. Датчик с многократным отражением.....	21
1.3.6. Датчик на основе ферромагнитного материала	22
2. Магнитострикционные датчики	23
2.1. Магнитострикция	24
2.2. Магнитострикционные преобразователи	31
2.2.1. Размагничивание	31
2.2.2. Механические нагрузки.....	33
2.2.3. Механические резонансы	33
2.3. Шум в магнитострикционных датчиках	40
2.4. Структуры датчиков	53
2.4.1. Датчик: низкочастотный одноосный магнитометр Маха - Цендера	54
2.4.2. Датчик: низкочастотный поляриметрический одноосный магнитометр	54
2.4.3. Измеритель магнитного поля на основе интерферометра Майкельсона	55
2.4.4. Датчик: низкочастотный одноосный градиентометр Маха – Цендера	57
3. Датчики на основе силы Лоренца.....	58
4. Оптические магнетометры	61
4.1. Принцип действия оптического магнитометра.....	61
4.2. Расчет чувствительности в оптическом магнитометре.....	62
4.3. Метод Каствлера (метод двойного радиооптического резонанса)	66
4.4. Самогенерирующий цезиевый магнитометр.....	67

4.5. Магнитометр на эффекте электромагнитно индуцированной прозрачности.....	68
4.6. Щелочно-гелиевый магнитометр	71
4.7. Магнитометр на переходе в сверхтонкой структуре (СТС-магнитометр)	72
4.8. Магнитометр на ^4He с оптической накачкой.....	74
4.9. Калиевый магнитометр на изолированной узкой линии	75
Литература:	79



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

Кафедра Твердотельной оптоэлектроники (ТТООЭ) организована в 1988 году, в период активного развития оптоэлектроники как компонентной базы в высокоскоростных систем передачи и обработки информации и ее выделения в самостоятельную область науки, техники и производства.

Специалисты кафедры обладают большим опытом научной, преподавательской и производственной деятельности, кафедра имеет оснащенные учебные и научные лаборатории.

Специалисты кафедры получают специальную подготовку по прикладной и физической оптике, физике твердого тела, полупроводниковой оптической технике, оптическим методам передачи и обработки информации, оптико-физическим измерениям, лазерной технике, волоконной и интегральной оптике, электронике, компьютерной технике и технологиям, оптико-электронным средствам массовой информации, экологии, иностранному языку, экономике, менеджменту и другим.

Василий Дмитриевич ГАВРИЧЕВ
Александр Леонидович ДМИТРИЕВ

Волоконно-оптические датчики магнитного поля

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн

Верстка

Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского национального
исследовательского университета информационных технологий, механики
и оптики

Зав. РИО

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати

Заказ №

Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе

В.Д. Гавричев

В.Д. Гавричев

Н.Ф. Гусарова

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского национального
исследовательского университета
информационных технологий, механики и
оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

