

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО**

С. В. Ермак

**КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ И МАГНИТОМЕТРЫ С
ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ**

Учебное пособие

Санкт-Петербург

2022

УДК 621.375.8 (075.8)

ББК 22. 344я73

Ермак С. В. Квантовые стандарты частоты и магнитометры с оптической накачкой: учеб. пособие / С. В. Ермак. — СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2022. — 85 с.

Излагаются физические принципы работы квантовых стандартов частоты и квантовых магнитометров с оптической накачкой нового поколения, используемых в телекоммуникационных системах связи, навигации и обработки информации. Рассмотрены перспективные направления построения прецизионных квантовых устройств на основе эффектов оптического охлаждения атомов и когерентного пленения населенностей в рабочей среде. Представлено описание современной элементной базы и технологии изготовления рабочих камер поглощения для малогабаритных устройств, используемых в технике образцовых мер частоты и квантовой магнитометрии.

Пособие предназначено для студентов бакалавриата и магистратуры по направлениям 11.03.02 и 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи».

Ил. 42. Библиогр.: 29 назв.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список используемых сокращений	4
Введение.....	5
1. Двойной радиооптический резонанс.....	6
2. Характеристики КМОН.....	9
3. КМОН на парах щелочных металлов.....	11
4. Предельное разрешение самогенерирующих КМОН.....	19
5. Когерентное пленение населенностей.....	23
6. Оптическое охлаждение атомов.....	26
7. КСЧ на охлажденных атомах.....	29
8. Атомно-лучевые КСЧ с оптической накачкой.....	32
9. КСЧ на газовой ячейке	34
10. Особенности создания миниатюрных КСЧ.....	36
11. КСЧ на эффекте КПН.....	43
12. Электронные блоки КСЧ с лазерной накачкой	52
13. Области применения КСЧ и КМОН.....	64
14. Ориентационные погрешности КСЧ с оптической накачкой.....	67
15. Ориентационные погрешности КСЧ с лазерной накачкой.....	71
16. Метод подавления ориентационной погрешности рубидиевого КСЧ.	74
Библиографический список	82

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

АЦП	– аналого-цифровые преобразователи
ДРОР	– двойной радиооптический резонанс
КМОН	– квантовые магнитометры с оптической накачкой
КОН	– гидроксид калия
КПН	– когерентное пленение населенностей
КСЧ	– квантовый стандарт частоты
КСЧ ГЯ	– квантовые стандарты частоты на газовой ячейке
КСЧ КПН	– квантовые стандарты частоты на явлении КПН
МПЗ	– магнитное поле Земли
МЭМС	– микроэлектромеханические системы
ТКР	– термический коэффициент расширения
ТСХО	– термокомпенсированные кварцевые генераторы
ЦАП	– цифро-аналоговые преобразователи
ИТО	– оксид на основе индия и олова (indium tin oxide)
NIST	– Национальном Институт Стандартов и Технологий
США	
ppm	– part per million (одна миллионная часть)
VCSEL	– лазер с вертикальной излучающей поверхностью

ВВЕДЕНИЕ

Возрастающие требования современной науки и техники к точности измерительных телекоммуникационных устройств, используемых для съема и обработки информации, обуславливают пристальный интерес специалистов к исследованиям новых направлений и физических принципов, которые могут обеспечить наилучшие прецизионные характеристики разрабатываемого прибора. Значительный прогресс здесь наблюдается при создании нового поколения квантовых стандартов частоты и квантовых магнитометров, используемых в самых различных областях. Так например, квантовые магнитометры применяются в медицинских экспериментах для обнаружения и регистрации биотоков в живых организмах, изучении природы Земного магнетизма и геологоразведке, сейсмической службе прогнозирования землетрясений и магнитной навигации. Квантовые стандарты частоты используются в глобальных телекоммуникационных сетях и спутниковой навигации, а также системах координатно-временного обеспечения оборонных комплексов. Достигнутые в настоящее время эксплуатационные характеристики КСЧ позволяют с их помощью осуществлять надежную корректировку орбит и траекторий полета космических аппаратов посредством жесткой синхронизации передатчика и приемника.

Модернизация существующих измерительных телекоммуникационных квантовых устройств подразумевает сохранение классической основы построения прибора, так и реализацию новых идей и принципов, связанных с интенсификацией разработок перестраиваемых лазеров, частотный спектр которых перекрывает диапазон электродипольных переходов атомов рабочего вещества. В этой связи следует отметить уникальные возможности применений различных полупроводниковых лазеров для оптического охлаждения атомных пучков и построения сверхминиатюрных стандартов частоты и магнитометров на эффекте когерентного пленения населенностей.

Основными характеристиками квантовых стандартов частоты являются стабильность частоты (кратковременная и долговременная), то есть способность сохранять выбранное значение частоты в течение заданного интервала времени, а также воспроизводимость частоты, т.е. ее повторяемость при многократных включениях устройства.

Существующие квантовые стандарты частоты делятся на два класса: активные на основе квантовых генераторов, т.е. устройства, способные генерировать колебания на частоте, определяемой спектральной линией атомного перехода, и пассивные на основе квантовых дискриминаторов, где спектральная линия играет роль высокодобротного контура в схеме автоматической подстройки частоты вспомогательного кварцевого генератора. Наибольшее распространение в приложениях получили пассивные схемы КСЧ.

По принципу действия квантовые магнитометры подразделяются на два больших класса измерительных систем - резонансный и нерезонансный. Резонансные магнитометры измеряют частоту квантовых переходов, связанных с изменением проекции магнитного момента атома на выделенное направление, задаваемое вектором индукции магнитного поля, в нерезонансных измерителях мерой магнитной индукции является поляризация атомов рабочего вещества, контролируемая по степени поглощения света накачки в зависимости от величины измеряемого магнитного поля.

В данном учебном пособии излагаются физические принципы работы квантовых стандартов частоты и квантовых магнитометров с оптической накачкой нового поколения, используемых в телекоммуникационных системах связи и обработки информации, а также приводится описание современной элементной базы и технологии изготовления рабочих камер поглощения для малогабаритных телекоммуникационных КСЧ и КМОН.

1. ДВОЙНОЙ РАДИООПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

Принципиальную основу квантовых стандартов частоты (КСЧ) и резонансных квантовых магнитометров с оптической накачкой (КМОН) составляет метод двойного радиооптического резонанса (ДРОР), предложенный в пятидесятые годы прошлого века А. Кастлером и Ж. Бросселем [1]. Суть этого метода сводится к созданию неравновесного распределения населенностей подуровней магнитного расщепления рабочего состояния за счет селективного возбуждения этих подуровней резонансным оптическим излучением, степень поглощения которого одновременно используется для контроля разности населенностей под

действием радиополя, индуцирующего магнитный резонанс. Разность населенностей, достигаемая с помощью оптической накачки, не зависит от разности энергии между подуровнями и может достигать десятков процентов, что в миллионы раз превышает разность населенностей в условиях термодинамического равновесия.

КМОН представляют собой, как правило, радиоспектроскоп, настраиваемый на вершину линии магнитного резонанса в парамагнитных атомных парах весьма низкой концентрации (на уровне $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Последнее обстоятельство обеспечивает малое уширение резонанса вследствие столкновений и тем самым высокую чувствительность определения его частоты. С этой же целью в качестве рабочих веществ выбирают атомы в основном состоянии, не обладающим орбитальным угловым моментом. В этом случае парамагнетизм атомов связан со спиновым магнитным моментом, сечение возмущения которого при столкновениях с немагнитными частицами чрезвычайно мало. Это позволяет применять буферные инертные газы для уменьшения скорости диффузии рабочих атомов к стенкам рабочей кюветы. В этих условиях удается реализовать резонансы шириной вплоть до единиц герц.

Процесс оптической накачки может быть проиллюстрирован на примере оптической ориентации атомов с помощью циркулярно-поляризованного света, позволяющего создать неравновесное распределение населенностей смежных магнитных подуровней. На рис.1 представлена схема подуровней основного $^2S_{1/2}$ состояния и первого возбужденного $^2P_{1/2}$ состояний атома щелочного металла со спином ядра $I=3/2$ при накачке D_1 -линией спектра. Оба состояния расщеплены на два сверхтонких подуровня с полными значениями углового момента F , равными 1 и 2, каждый из которых, в свою очередь, расщепляется на ряд почти эквидистантных подуровней с различными значениями магнитного числа m_F от $-F$ до $+F$. На рисунке принята французская система изображения структуры состояний, при которой состояния изображаются точками, причем состояния, относящиеся к одному сверхтонкому подуровню, изображаются точками на одном горизонтальном уровне (этому соответствует ничтожно малое различие в земном магнитном поле энергии магнитных подуровней по сравнению со сверхтонким расщеплением). Состояния с одним числом m_F располагаются на одной вертикали.

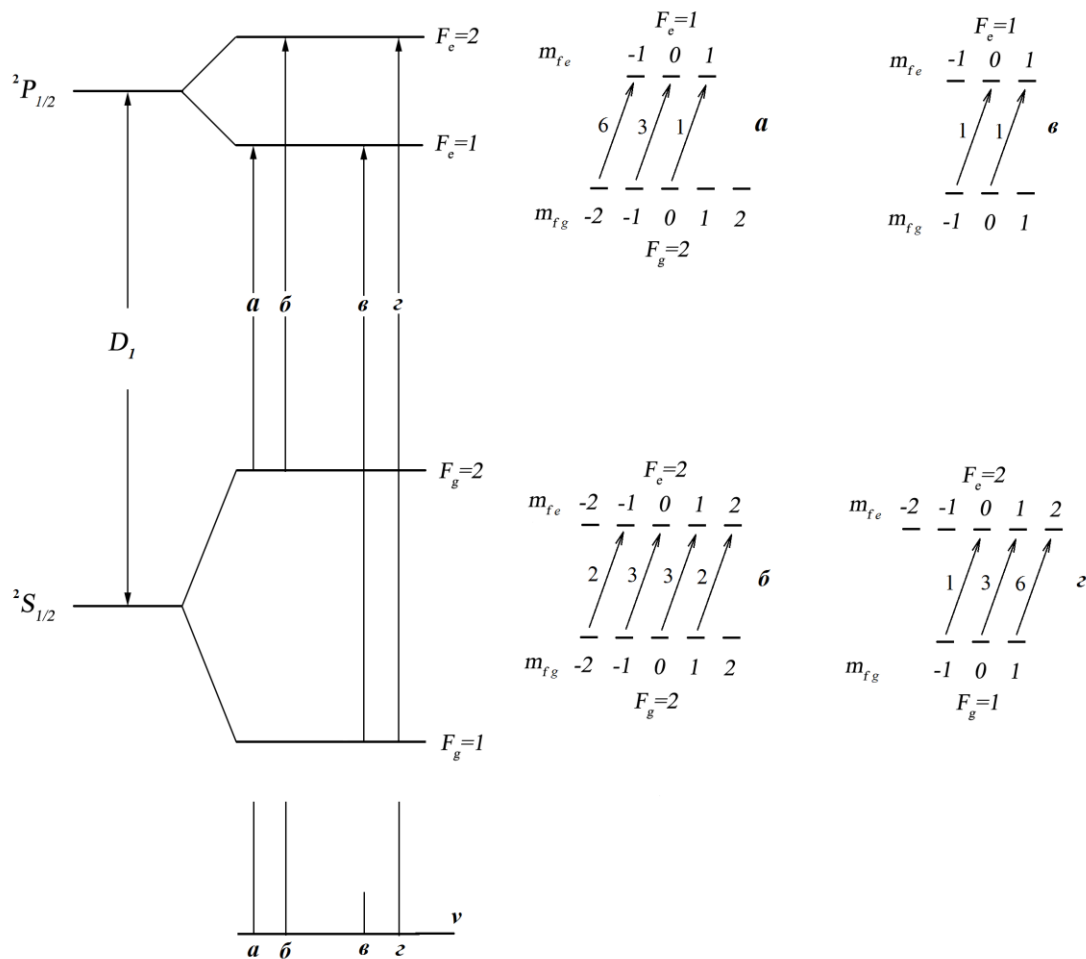


Рис. 1. Схема оптических переходов в линии D_1 щелочного атома с ядерным спином $I=3/2$, иллюстрирующая процесс оптической ориентации циркулярно-поляризованным светом

Оптическим переходам с изменением m_F на $+1$ соответствуют наклонные стрелки на диаграммы. Это так называемые σ -переходы, которые индуцируются с помощью циркулярно поляризованного света вдоль магнитного поля. Цифры около стрелок соответствуют относительным вероятностям переходов. Из схемы рис 1. непосредственно видно направление процесса накачки: один из подуровней основного состояния, а именно, имеющий полный угловой момент $F=2$ и $m_F = +2$ вообще не возбуждается светом. Поэтому атомы, возбуждаемые с остальных подуровней и возвращающиеся обратно в результате спонтанного излучения на все подуровни основного состояния, должны постепенно скапливаться на невозбуждаемом подуровне. Этому противостоят процессы термической релаксации, которые, как отмечалось,

могут быть достаточно медленными. В результате устанавливается неравновесное распределение населенностей по подуровням основного состояния с максимальным заселением подуровня $F=2$, $m_F = +2$. При этом поглощение света накачки снизится по сравнению с начальным значением (в пределе до нуля!). Возбуждение магнитного резонанса между подуровнями $m_F = 2$ и $m_F = 1$ приведет к выравниванию их населенностей и к увеличению поглощения света накачки, что можно эффективно использовать для регистрации магнитного резонанса.

Кроме щелочных атомов в методе радиооптического резонанса активно применяются также изотопы гелия (гелий-4 и гелий-3). В случае гелия-4 ядерный спин равен нулю и парамагнетизм этого изотопа обусловлен двумя имеющимися у гелия электронами с одинаковыми ориентациями их спинового момента. Рабочим состоянием для целей магнитометрии является метастабильное 2^3S_1 состояние, образующееся в условиях газового разряда в качестве примеси к невозбужденному гелию (состояние 1^1S_0), который в этом случае играет роль буферного газа. В силу спин орбитального взаимодействия ближайший уровень возбужденного состояния расщеплен на три подуровня 2^3P_0 , 2^3P_1 , 2^3P_2 , которым сопутствуют три близлежащих линии оптического спектра D_0 , D_1 , D_2 , использующиеся для оптической ориентации атомов гелия в метастабильном состоянии.

Энергетический спектр второго изотопа гелия гелия-3 более сложен в силу наличия у последнего полу целого ядерного спина, обуславливающего появление сверхтонкой структуры как в метастабильном так и в возбужденном состоянии. Гелий-3 является ядерным парамагнетиком, причем рабочими подуровнями служат зеемановские подуровни основного состояния 1^1S_0 , время жизни которого при выключенном разряде достигает порядка нескольких десятков часов.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ КМОН

КМОН занимают ведущее место в измерительной аппаратуре при проведении разнообразных геофизических и космических исследований, обнаружения и регистрации биотоков в живых организмах, изучении природы Земного магнетизма и геологоразведке, сейсмической службе прогнозирования землетрясений и магнитной навигации [2,3,4]. К

настоящему времени подобные устройства превосходят все прочие средства магнитных измерений по точности и вариационной чувствительности в широком диапазоне магнитных полей.

Основными характеристиками КМОН являются:

1. Порог вариационной чувствительности
2. Рабочий диапазон измеряемых магнитных индукций
3. Абсолютная погрешность измерений
4. Быстродействие

Порог чувствительности определяется минимальным приращением магнитной индукции, которая может быть зафиксировано магнитометрическим датчиком в заданной полосе регистрации.

Рабочий диапазон измерения магнитных полей с помощью КМОН перекрывает интервал индукций от 10^{-13} до 10^{-3} Тл, при этом нижний предел ограничивается вариационной чувствительностью квантового датчика, верхний - не имеет принципиального ограничения. Для нерезонансных магнитометров верхняя граница измеряемых магнитных полей лимитируется релаксационной шириной энергетических подуровней, составляющей в зависимости от сорта используемого рабочего вещества значения 10^{-8} - 10^{-10} Тл. В магнитометрах резонансного типа указанные значения ширины линии соответствуют нижней границе измеряемых магнитных индукций.

Источником систематических погрешностей резонансных КМОН, обуславливающих их абсолютную погрешность, являются сдвиги измеряемой частоты, связанные с воздействием электромагнитных полей на рабочее вещество, а также зависимость показаний датчика от его ориентации в пространстве. Так например, для большинства пароцелочных квантовых магнитометров с неразрешенной структурой резонансной линии абсолютная погрешность измерений, вызванная световым и ориентационным сдвигом частоты, достигает единицы нТл. Тот же уровень абсолютной погрешности имеют квантовые магнитометры на изотопах гелия.

На подвижных носителях резонансным КМОН свойственен еще один специфический источник погрешностей, связанный с гироскопическим сдвигом измеряемой частоты при вращении устройства относительно внешнего магнитного поля, причем величина этого сдвига в ядерных

магнитометрах на несколько порядков выше, чем в магнитометрах на электронных парамагнетиках.

Магнитометры нерезонансного типа не являются абсолютными устройствами, поэтому их погрешности определяются погрешностями градуировки и долговременным дрейфом параметров составных элементов.

Быстродействие КМОН зависит от типа квантового датчика и динамических характеристик используемой схемы регистрации. Так называемые M_x -магнитометры, функционирующие на частоте спиновой прецессии, практически безинерционны, и их быстродействие лимитируется постоянной времени регистрирующего тракта. Инерционность M_x -магнитометров, в которых контролируется изменение разности населенностей под действием резонансного радиополя, ограничивается шириной линии рабочего вещества.

3. КМОН НА ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Спектр магнитного резонанса щелочных атомов довольно сложен и состоит из двух групп линий, принадлежащих соответственно радиочастотной и микроволновой областям спектра. В свою очередь, радиочастотная группа линий состоит из двух близко расположенных последовательностей эквидистантных линий. Расстояние между смежными линиями в каждой из двух последовательностей пропорционально квадрату индукции поля. Квадратичный член зависимости частоты каждой линии от магнитного поля намного меньше линейного члена, общего для всех линий одной последовательности. Расстояние между центрами тяжести двух последовательностей меняется линейно с индукцией, причем коэффициент пропорциональности составляет порядка 0,01 Гц/Тл.

Радиочастотный спектр магнитного резонанса щелочных атомов может быть разрешен или нет в зависимости от выбора атома, времени релаксации его спина и величины магнитного поля. Соответственно этому атомные щелочные магнитометры могут быть отнесены к магнитометрам с широкой (неразрешенной) линией резонанса и с узкой (разрешенной) линией. Наиболее распространенные цезиевые магнитометры используют неразрешенный резонанс, расстояние между компонентами которого

много меньше их ширины во всей области индукции магнитного поля Земли. Радиочастотная часть спектра образует две линии с различными амплитудами, разделенные расстоянием порядка 1 кГц. Линия большей интенсивности, образованная соседними компонентами в пределах структуры уровня $F=4$, представляет собой широкий асимметричный контур (рис.2.).

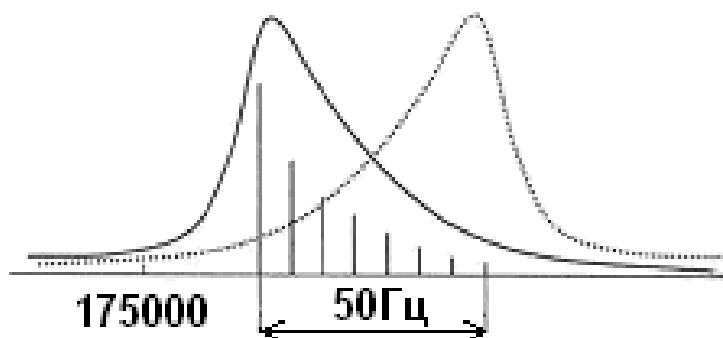


Рис. 2. Контур линии поглощения радиооптического резонанса в атомах цезия

Распределение амплитуд, слагающих контур резонансов, зависит от множества таких факторов, как интенсивность света накачки и ориентация оси прибора относительно магнитного поля, амплитуды радиочастотного поля, плотность паров цезия. Все это делает неопределенным положение максимума контура.

Магнитометры на неразрешенной линии обычно конструируются по схеме самогенерации. Такой прибор представляет собой электронный автогенератор с атомным резонансным фильтром в петле обратной связи. На рис.3. представлена упрощенная схема самогенерирующего магнитометра на парах цезия, в котором свет источника накачки осуществляет поляризацию атомов рабочего вещества под углом $\theta = 45^\circ \pm 15^\circ$ к направлению измеряемого магнитного поля. Свет накачки также выполняет функцию регистрации радиооптического резонанса. Усиленный сигнал с выхода приемного фотодетектора поступает в радиочастотную катушку и индуцирует переменное магнитное поле, в спектре которого содержится резонансная частота, соответствующая энергетическому зазору между магнитными подуровнями. При этом частота генерации приблизительно пропорциональна индукции измеряемого поля.

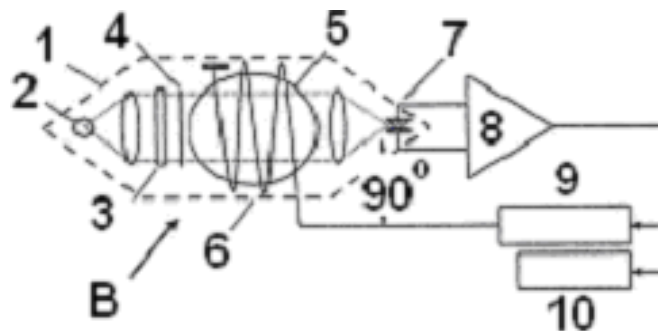


Рис. 3. Схема самогенерирующего магнитометра на парах цезия: 1 – датчик; 2 – спектральная лампа; 3 – интерференционный фильтр; 4 – циркулярный поляризатор; 5 – камера поглощения; 6 – радиочастотная катушка; 7 – фотодетектор; 8 – усилитель обратной связи; 9 – фазовращатель; 10 – частотомер

Простейший самогенерирующий цезиевый магнитометр обладает высокой вариационной чувствительностью (до 1 пТл в полосе 1 Гц), но очень большими систематическими ошибками, включая ориентационные, в пределах ширины линии 10 - 30 нТл. Эти ошибки складываются из неопределенности положения экстремума резонанса и из так называемых фазовых ошибок. Последние обусловлены тем, что самогенерирующий магнитометр, будучи системой M_x -типа, имеют частоту генерации в пределах ширины линии, зависящую от выбора фазового набег в петле обратной связи. Наличие фазового сдвига не только порождает систематический сдвиг частоты генерации, но и ее зависимость от ширины линии, которая в процессе работы магнитометра может меняться, поскольку зависит от интенсивности света накачки и от концентрации рабочих паров, т.е. от температуры кюветы. Из-за этого цезиевый магнитометр нуждается в тщательной температурной стабилизации рабочего объема, имея температурный коэффициент показаний порядка 10 пТл/ $^{\circ}$ С.

Максимальную погрешность в парощелочных магнитометрах на неразрешенной линии магнитного резонанса вносит асимметрия ее формы. С целью симметризации резонанса используют две рабочих кюветы, накачиваемые светом с противоположными знаками циркулярной поляризации. В результате суммирования сигналов от двух резонансных контуров с зеркальной асимметрией происходит эффективная симметризация резонанса в меру идентичности двух сопрягаемых каналов. На этом пути удастся снизить ошибки в 10 - 30 раз. В ряде случаев вместо

двух независимых кювет используется одна кювета, разделенная на два отсека перегородкой с отверстиями (для уравнивания плотности рабочих атомов и буферного газа, если последний применяется). Эти два отсека накачиваются независимо двумя пучками света с противоположными знаками круговой поляризации. Главное преимущество этой модификации состоит в геометрической близости двух кювет, снижающей ограничения на неоднородность измеряемого магнитного поля, и в большей идентичности двух каналов. Магнитометр такого типа имеет ориентационные ошибки порядка 0,5 нТл при изменении угла θ в пределах 65° .

Самогенерирующий КМОН на изотопе ^{87}Rb отличается от цезиевого только несколько более высокой чувствительностью из-за удвоенного гиромагнитного фактора (7 Гц/нТл вместо 3,5 Гц/нТл для ^{133}Cs). Однако цезиевый магнитометр более востребован, так как может функционировать при комнатной температуре (без подогрева камеры поглощения).

И рубидиевый, и цезиевый КМОН могут быть и M_z -типа, т.е. с внешним управляемым генератором радиочастотного поля, частота которого сканируется в окрестности резонанса. При этом регистрируется модуляция света накачки на частоте сканирования, что позволяет выработать сигнал управления частотой генератора для ее удержания на вершине резонанса. Эта система свободна от фазовых ошибок, характерных для M_x -схем, но обладает меньшей скоростью реакции, принципиально ограниченной временем фазовой релаксации атомов рабочего вещества.

Квантовые магнитометры, использующие неразрешенную линию магнитного резонанса, будучи весьма простыми и чувствительными приборами, обладают большими систематическими погрешностями, на несколько порядков превышающими их вариационную чувствительность. Борьба с этими погрешностями ведется путем жесткой фиксации рабочих параметров (температура, интенсивность света накачки и др.) построения компенсационных схем. Улучшение точности достигается за счет значительного усложнения аппаратуры.

С точки зрения достижения минимальных систематических погрешностей более перспективны магнитометры, использующие полностью разрешенную резонансную линию. В первых реализациях подобных устройств в качестве рабочего вещества использовался изотоп

^{87}Rb , отдельные компоненты спектра которого в земном магнитном поле отстоят друг от друга всего на десятки герц. Чтобы обеспечить разрешение, потребовалось всемерное сужение линий за счет уменьшения концентрации паров рубидия, увеличения кюветы и снижения интенсивности света. Разрешения спектра удалось достичь за счет значительного снижения мощности сигнала. В отличие от паров рубидия (равно как и цезия) стабильные изотопы калия имеют полностью разрешенный радиочастотный спектр во всем диапазоне индукций геомагнитного поля.

На рис.4 показаны радиочастотные спектры изотопов ^{41}K и ^{39}K в магнитном поле около 50 мкТл, где радиочастотные переходы обоих изотопов полностью разрешены (расщепление линий радиооптического резонанса Δf в геомагнитном поле составляют для изотопов ^{41}K и ^{39}K значения 1 кГц и 0,5 кГц при ширине резонансных линий $2W \approx 1\text{Гц}$)

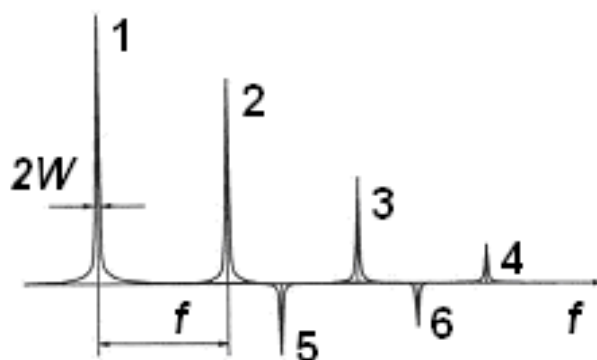


Рис. 4. Радиочастотные спектры изотопов ^{39}K и ^{41}K , зарегистрированные при индукции ≈ 50 мкТл. Отдельные резонансы $F, m_F \leftrightarrow F, m_F+1$ помечены номерами от 1 до 6 (1 - $F=2, m_F = -2 \leftrightarrow F=2, m_F = -1$; 2 - $F=2, m_F = -1 \leftrightarrow F=2, m_F = 0$; 3 - $F=2, m_F = 0 \leftrightarrow F=2, m_F = 1$; 4 - $F=2, m_F = 1 \leftrightarrow F=2, m_F = 2$; 5 - $F=1, m_F = -1 \leftrightarrow F=1, m_F = 0$; 6 - $F=1, m_F = 0 \leftrightarrow F=1, m_F = 1$). Резонансы в состояниях $F=1$ и $F=2$ имеют обратные полярности, что связано с противоположными знаками гиромагнитных отношений [5]

Квантовые магнитометры на изолированной линии магнитного резонанса в парах калия обладает лучшим в настоящее время набором основных характеристик. Основой высокой точности измерения является малая ширина резонанса и симметрия его формы. Основными источниками погрешностей являются так называемый световой сдвиг резонанса (оптический эффект Штарка), пропорциональный интенсивности света накачки, и сдвиг линии, вызванный влиянием

нерезонансного радиочастотного поля. Влияние всех этих возмущений пропорционально ширине линии (поскольку оптимальная интенсивность накачки и мощность радиополя устанавливаются, исходя из ширины линии) и составляют малую долю от этой ширины.

Ширина линии определяется совокупностью всех процессов релаксации фазы когерентности спиновых магнитных состояний. Наименьшую ширину линии удастся реализовать в колбах без буферного газа с антирелаксационным парафиновым покрытием стенок. Существенным преимуществом вакуумных колб является малая чувствительность ширины резонанса к неоднородности магнитного поля: в условиях свободного пролета атомов внутри колбы достигается эффективное усреднение неоднородностей. Из-за малой энергии связи парафина со щелочным атомом последний проводит на поверхности очень малое время, за которое вероятность релаксации спина оказывается незначительной. Основное время атом проводит в объеме, и если вероятность межатомных столкновений достаточно мала, время релаксации оказывается пропорциональным линейному размеру сосуда.

Для сферической колбы диаметром 60...80 мм минимальная ширина линии составляет несколько десятых долей герца. Уширение светом и столкновениями приводит к ширине в несколько герц. Столь малая ширина затрудняет применение M_z -схемы из-за слишком низких допустимых частот сканирования резонанса. С другой стороны, реализация самогенерирующей схемы сталкивается с проблемой многочастотной структуры спектра магнитного резонанса (рис.2). Отмеченные трудности преодолеваются использованием фазовой характеристики M_x -сигнала в окрестности наиболее сильной изолированной линии спектра в качестве быстродействующего частотного детектора для управления частотой внешнего генератора радиочастотного поля, индуцирующего резонанс. Такая схема частотной подстройки без вспомогательной частотной модуляции обеспечивает быстродействие, характерное для M_x -схемы и определяемое полосой частот в петле управления генератором.

Особое место среди магнитометров на щелочных атомах с полностью разрешенным спектром занимает так называемый СТС-магнитометр, использующий микроволновую область частот радиоспектра щелочных паров. В отличие от низкочастотных магнитометров на магнитодипольных

переходах между магнитными подуровнями основного состояния с одним и тем же значением F (рис.2) рабочие частоты СТС магнитометра полностью изолированы друг от друга уже в поле порядка 10 нТл и выше, а в поле 50 мкТл соседние линии имеют интервал 350 кГц. В калиевом СТС-магнитометре осуществляется одновременное измерение частот двух магниточувствительных переходов: $F=1, m_F = +1 \leftrightarrow F=2, m_F = +2$ и $F=1, m_F = -1 \leftrightarrow F=2, m_F = -2$ расположенных симметрично относительно частоты сверхтонкого расщепления калия 461,7 мГц. Разность этих двух частот пропорциональна индукции поля с множителем 42 Гц/нТл. Для создания разности населенностей между подуровнями указанных переходов применяется спектрально селективная накачка: с помощью изотопической фильтрации контур резонансных линий излучения калиевой лампы деформируется таким образом, чтобы обеспечить преимущественное возбуждение атомов калия с подуровня $F=2$, который при этом обедняется, причем равным образом для всех его составляющих проекций полного момента. Поскольку возбуждение осуществляется неполяризованным светом, все магнитные подуровни основного сверхтонкого уровня возмущаются светом строго одинаково. Вследствие этого при вычитании частот указанных переходов все световые сдвиги уровней полностью компенсируются.

СТС-магнитометр строится как система M_z -типа: оба перехода удерживаются в резонансе двумя независимыми кольцами автоподстройки, для которых сигнал ошибки вырабатывается сканированием частот опорных генераторов. Будучи тем самым свободным и от фазовых ошибок, СТС-магнитометр вообще не имеет источников систематических погрешностей (помимо неизбежных ошибок, связанных с остаточной намагниченностью конструкционных материалов), а его вариационная чувствительность совпадает с долговременной стабильностью.

У СТС-магнитометра есть одна уникальная особенность: он может быть выполнен полностью неориентированным. Все прочие магнитометры имеют выраженную угловую зависимость чувствительности, в том числе мертвые зоны в окрестности углов $\theta = \pi/2$ для M_z -систем и $\theta = 0, \pi/2$ для M_x -систем. С угловыми ограничениями борются, создавая датчики с несколькими рабочими объемами, накачиваемыми светом под разными углами. Однако многокамерный датчик порождает ориентационные ошибки при работе в неоднородном магнитном поле. В противоположность этому

СТС-магнитометр может быть сделан неориентируемым в однокамерном варианте, поскольку в таком случае оптическая накачка осуществляется неполяризованным светом, и ее эффективность не зависит от направления облучения.

При всех достоинствах СТС-магнитометра его практическому распространению мешают два ограничения. Как всякий M_z -прибор, он имеет ограниченное быстродействие (время реакции не многим менее 1 сек), а кроме того его электронное оборудование заметно сложнее других КМОН, причем это оборудование объединяет элементы техники радио и микроволнового диапазонов.

Поляризация рабочего вещества КМОН может быть осуществлена как прямым путем - оптической ориентацией, так и косвенным, основанным на передаче спиновой поляризации от оптически ориентированных атомов одного элемента к атомам другого элемента. При этом удается существенно снизить погрешности КМОН, связанные со световыми сдвигами частоты радиооптического резонанса. К магнитометрам подобного типа относятся так называемые щелочно-гелиевые магнитометры, использующие эффект ориентации атомов парагелия в спин зависимых процессах межатомных и электронно-атомных столкновениях с атомами щелочных металлов.

В щелочно-гелиевых магнитометрах [6] производится обычная оптическая накачка щелочных паров в смеси с гелием-4, играющим роль буферного газа и источника парагелия в условиях слабого высокочастотного разряда. Ориентированные щелочные атомы передают свою ориентацию атомам парагелия, в которых индуцируется магнитный резонанс, контролируемый по изменению поглощения света накачки щелочных атомов: поглощение света растет, когда ориентация парагелия (а с ней и ориентация щелочных атомов) разрушается резонансным радиополем.

Щелочно-гелиевые магнитометры не имеют систематических погрешностей в пределах 50 пТл при чувствительности несколько пикатесл. Такие приборы, как и все гелиевые магнитометры удобны строго линейной зависимостью рабочей частоты от индукции поля, однако требуют жесткого термостатирования рабочей ячейки - отклонение температуры от регламентированного значения уже на 1°C приводит к обнаружимым погрешностям.

4. ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ САМОГЕНЕРИРУЮЩИХ КМОН

До недавнего времени в самогенерирующих КМОН использовались ламповые источники накачки, где ресурс обеспечения требуемых характеристик по стабильности и воспроизводимости показаний измерительного устройства в значительной мере себя исчерпал особенно для малогабаритных конструкций магнитометров. В этой связи в последние годы наметился интерес перехода к лазерным источникам накачки, имеющих достоинства простоты управления спектрального состава и высокого к.п.д. преобразования энергии. Интерес к таким источникам вызван возможностью улучшения массо-габаритных параметров квантовых магнитометров без потери их вариационной чувствительности и долговременной стабильности. Эти характеристики самогенерирующего магнитометра определяются спектром генерируемых частот в окрестности резонансного значения, однозначно связанного функциональной зависимостью с внешним магнитным полем. Вследствие влияния различного рода флуктуаций в схеме самогенерирующего устройства, (в частности – тепловых и дробовых шумов приемного фотодетектора, дрейфа параметров рабочей камеры поглощения и спектрального источника накачки и т.п.) указанный спектр формирует так называемую активную ширину линии, которая определяет предельные значения как вариационной чувствительности, так и зависящее от времени среднеквадратичное двухвыборочное отклонение частоты магнитометра (дисперсию Аллана). В общепринятой терминологии указанные флуктуации принято разделять на естественные шумы, связанные с принципиально неустранимыми тепловыми и дробовыми вариациями фототока приемного фотодетектора, и технические шумы, обусловленные фликкерным дрейфом параметров в цепи обратной связи самогенерирующего устройства.

Разрешающая способность КМОН определяется собственной (предельной) шириной линии магнитного резонанса в атомах рабочего вещества. Для достижения достаточно мощного сигнала резонанса линию приходится уширять за счет повышения плотности паров, увеличения интенсивности света накачки и мощности радиочастотного поля. Рабочая ширина линии ДРОР оказывается примерно на порядок больше собственной.

В самогенерирующих КМОН ширина линии генерации формируется из спектра амплитудных и частотных флуктуаций, связанных с различными источниками шумов в цепи обратной связи. В своем составе подобные устройства содержат некий нелинейный элемент, функциональное предназначение которого состоит в ограничении амплитуды колебаний. В качестве механизма ограничения амплитуды колебаний может быть использована вольтамперная характеристика цепи обратной связи (режим НВХ) в условиях значительного превышения скорости тепловой релаксации над скоростью индуцированных переходов, вызванных действием резонансного радиополя. Однако подобный режим не является оптимальным, поскольку не соответствует максимуму отношения сигнала к шуму, от которого зависит предельная чувствительность магнитометра. В этой связи более предпочтительным оказывается режим ограничения колебаний за счет насыщения спиновой системы атомов рабочего вещества. При наличии единственного источника шумов – дробового тока и при временах измерения t , значительно превышающих время поперечной релаксации T_2 , максимальная вариационная чувствительность магнитометра определяется выражением:

$$\Delta B_{min} = 2 S_N / (2\pi)^{1/2} \gamma S T_2 t^{1/2}, \quad (1)$$

где S_N - спектральная плотность дробового шума; S – максимальная амплитуда регистрируемого сигнала; γ – гиромагнитное отношение атомов рабочего вещества.

Следует однако заметить, что оценка параметра ΔB_{min} по формуле (1) как правило носят дидактический характер, поскольку в реальных условиях эксплуатации магнитометра при значительных временах измерений t метрологические характеристики измерительного устройства определяются так называемыми техническими шумами его элементов, связанными с медленным дрейфом их параметров (как то – изменением спектрального состава и интенсивности света накачки, температурными вариациями рабочей камеры поглощения и т. п.). При этом существует некое предельное значение времени измерения, при котором девиация ΔB_{min} достигает так называемого «фликкерного потолка» и в дальнейшем по мере увеличения t начинает расти по закону t^n , где показатель степени обычно варьируется в границах от 0 до 3. Подобная ситуация характерна

для всех типов квантовых устройств в том числе и квантовых стандартов частоты, где аллановская девиация номинального значения частоты растет со временем при превышении времени измерений порядка сотни секунд.

Особенностью использования лазеров в качестве источника накачки КМОН на парах щелочных металлов заключается в селективном характере воздействия поля накачки на одну из двух групп атомов, принадлежащих разным значениям полного момента F и $F + 1$. При использовании циркулярно-поляризованного света при таком воздействии одновременно происходит оптическая ориентация атомов на резонансном оптическом переходе и перекачка атомов в состояние, выступающим в роли накопителя атомов, непосредственно не взаимодействующих с резонансным излучением. При индуцировании в такой среде низкочастотного радиооптического резонанса его интенсивность будет пропорциональна разности населенностей соответствующих магнитных подуровней, число которых определяется величиной ядерного спина щелочного атома и номером электродипольного перехода. В условиях неразрешенного радиочастотного спектра поглощения основного состояния многоуровневая атомная система щелочных атомов может быть аппроксимирована простой двухуровневой моделью, характеризуемой эффективными временами продольной и поперечной релаксации, где относительный вклад темпа накачки зависит от целого ряда факторов, связанных как с параметрами источника накачки, так и способа сохранения поляризации атомов рабочего вещества в виде применения камер поглощения с покрытием, либо с буферным инертным газом.

Естественная ширина линии самогенерирующего КМОН, определяемая дробовыми шумами приемного фотодетектора, равна:

$$\Delta\Omega_E = \pi e I_0 / R^2 \tau_2^2, \quad (2)$$

где I_0 – постоянный ток фотодетектора; e – заряд электрона;

R – безразмерная амплитуда колебаний; τ_2 – эффективное время поперечной релаксации.

В случае действия технических шумов, учитывающих как амплитудные, так и фазовые флуктуации полезного сигнала и имеющие

зависимость спектральной плотности мощности от частоты вида $S = A_{\phi}/2\pi\omega^2$ техническая ширина линии определяется выражением

$$\Delta\Omega_T = (\pi A_{\phi} t)^{1/2} (\tau_1^2 + \tau_2^2) (\omega \tau_2 \tau_1^3)^{-1}, \quad (3)$$

где τ_1 – эффективное время продольной релаксации; t – текущее время; ω – частота генерации.

Для численной оценки величины $\Delta\Omega_E$ по формуле (2) необходимо перейти к размерным значениям амплитуды генерации R_0 в долях тока засветки I_0 . Применительно к атомам щелочных металлов реальные значения параметров τ_2 и R_0 составляют порядок величин 0,01 с и 0,01 I_0 . Для тока засветки 10 мкА указанные параметры соответствуют естественной ширине линии на уровне 10^{-5} Гц. Представленная оценка по порядку величины близка к предельной аллановской девиации показаний парощелочных магнитометров с рабочей частотой 10^4 Гц, реализованных на изотопах рубидия с общей камерой поглощения за время измерения 100 секунд [рис 5].

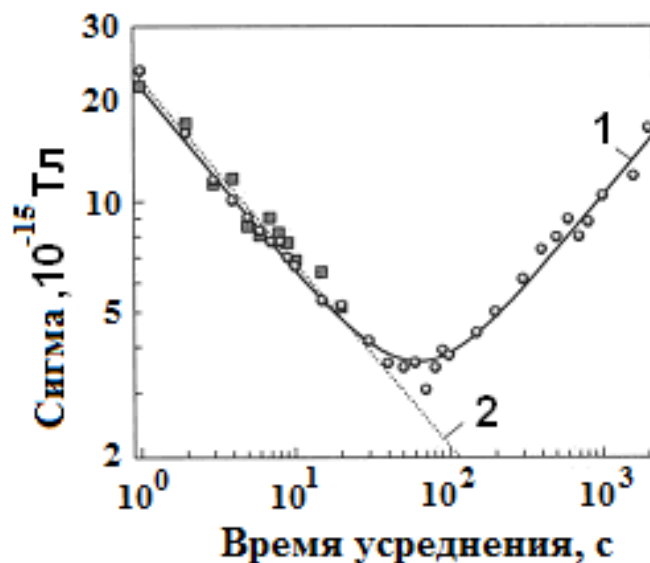


Рис. 5. Девиация Алана (кривая 1) показаний магнитометров на изотопах рубидия с общей камерой поглощения, 2 – разрешающая способность самогенерирующего магнитометра на ^{87}Rb , вычисленная по фактору качества магнитного резонанса [7]

Превышение этого временного порога приводит к существенному увеличению со временем аллановской девиации, связанному с действием технических шумов. влияние которых на динамику спектра автоколебаний самогенерирующего устройства рассмотрено ниже.

Как следует из (1) и (2) при $n \approx 1$ техническая ширина линии радикальным образом зависит от постоянных A_ϕ и n , значения которых можно определить только экспериментально, что представляет самостоятельный интерес для исследований долговременной стабильности квантовых устройств с оптической накачкой.

5. КОГЕРЕНТНОЕ ПЛЕНЕНИЕ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Эффект когерентного пленения населённости (КПН) в настоящее время интенсивно исследуется в приложениях квантовой магнитометрии и технике КСЧ в плане создания на его основе сверхминиатюрных квантовых устройств, обладающих достаточно высокими метрологическими показателями при сравнительно невысокой стоимости измерительного модуля. Суть эффекта можно проиллюстрировать на простой трехуровневой модели атомов с двумя близко расположенными подуровнями в основном состоянии и одним подуровнем в возбужденном состоянии (рис.6а). Рассмотрим λ - конфигурацию трехуровневой модели атомов, взаимодействующих с двумя лазерными полями с частотами ω_{L1} и ω_{L2} . Стационарное решение уравнений движения для диагональных элементов матрицы плотности при фиксированной лазерной отстройке частоты $\delta\omega_{L1} = \omega_{L1} - \omega_{13} = 0$ и $\delta\omega_{L2} = \omega_{L2} - \omega_{23} \neq 0$ приводит к зависимостям соответствующих компонент ρ_{11} , ρ_{22} и ρ_{33} , показанных на рис.6б.

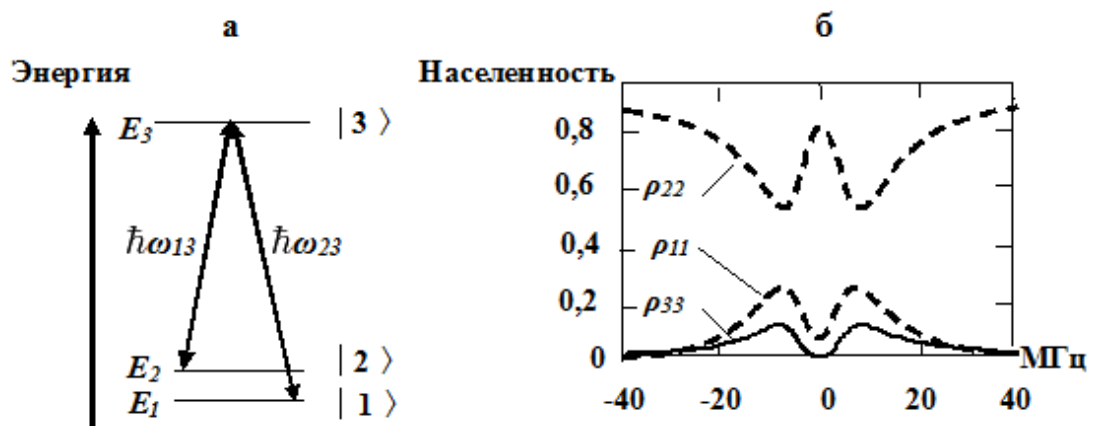


Рис.6. Трехуровневая модель КПН: а – λ -конфигурация двух лазерных полей; б – диагональные элементы матрицы плотности в функции $\delta\omega_{L2}$

Как следует из рис.6.б в узкой области расстроек $\delta\omega_{L2}$ вблизи двухфотонного резонанса населенность возбужденного подуровня

(диагональный элемент ρ_{33}) уменьшается до нуля, что эквивалентно процессу «пленения» населенностей (диагональные элементы ρ_{11} и ρ_{22}) на двух нижних подуровнях основного состояния. Поскольку при этом в спектре люминесценции появляется провал, наблюдаемое явление в дальнейшем получило название – «темный» резонанс.

Эффект КПН проявляется только при определенной интенсивности лазерных полей I , согласно неравенству

$$I \gg I_H \gamma / \Gamma, \quad (4)$$

где γ – скорость поперечной релаксации между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$; Γ – скорость распада состояния $|3\rangle$; I_H – интенсивность насыщения оптического перехода, равная для атомов щелочных металлов $0,1 \text{ Вт/см}^2$.

Ширина темного резонанса $\Delta\omega_{\text{тр}}$ определяется равенством

$$\Delta\omega_{\text{тр}} = \gamma + \Omega_R^2 / \Gamma, \quad (5)$$

где $\Omega_R = dE_0 / \hbar$ – частота Раби; d – матричный элемент электродипольного взаимодействия, одинаковый для частот ω_{13} и ω_{23} ; E_0 – амплитуда излучения лазеров, одинаковая для обоих оптических переходов. Согласно формуле (5) ширина темного резонанса может быть меньше естественной ширины линии оптических переходов при условии $\gamma, \Omega_R \ll \Gamma$. При этом должно выполняться условие (4).

Когерентная природа эффекта КПН проявляется в зависимости «темного» резонанса от стабильности относительной фазы лазерных полей: фазовые флуктуации этих полей вносят деструктивный вклад в наблюдаемый сигнал. Поэтому для наблюдения надежных сигналов КПН применяются либо два связанных по фазе одномодовых и одночастотных полупроводниковых лазера, либо один лазер, ток через который промодулирован для создания боковых частот, фазово-когерентных с несущей. В наилучшей степени этому соответствуют полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL).

Реальные рабочие вещества (пары щелочных металлов), используемые в технике КПН, представляют сложные многоуровневые системы, где эффективность индуцирования темного резонанса зависит от оптимального выбора схемы оптического возбуждения. Так например, в случае использования линии D_2 головного дублета контраст резонанса не превышает нескольких процентов из-за сильного уширения оптических

переходов при столкновениях атомов с молекулами буферного газа и различия матричных элементов d . В случае же оптической накачки линией D_1 матричные элементы d оптических переходов идентичны, что позволяет существенно увеличить интенсивность наблюдаемого сигнала КПН.

Различные способы увеличения времени когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем основаны на применении буферных инертных газов и антирелаксационных покрытий стенок камеры поглощения. Так при введении в камеру поглощения буферного газа происходит увеличение времени диффузии рабочих атомов и резкое снижение их скорости релаксации при столкновениях со стенкой. С другой стороны введение буферного газа приводит к сдвигам частоты эталонного перехода, величина и знак которых зависят от состава и давления буферного газа, что обуславливает необходимость тщательного выбора компонент инертной смеси для минимизации этого негативного явления. В варианте использования антирелаксационных покрытий скорость релаксации атомов рабочего вещества при их столкновениях со стенкой камеры поглощения снижается на четыре порядка. Эксперименты показывают, что антирелаксационные покрытия также приводят к сдвигам частоты эталонного перехода, однако эти сдвиги очень медленно дрейфуют во времени (менее 10 Гц за промежуток времени 30 лет). Эта особенность ячеек с покрытием весьма полезна при использовании атомных стандартов частоты в дальней космической связи и системах ГЛОНАСС.

Прикладной интерес к эффекту КПН обусловлен возможностью существенно уменьшить массогабаритные характеристики СВЧ-квантовых устройств, поскольку здесь не требуется использование микроволновых резонаторов. В качестве примера рассмотрим вариант атомных часов на эффекте КПН в парах щелочных металлов, структурная схема которого показана на рис.7.

Элементарный расчет методом теории возмущений приводит к следующим выражениям для Γ^* и Δ :

$$\Gamma^* = \Omega_R^2 \Gamma (\Gamma^2 + 4\delta^2)^{-1}; \quad (6)$$

$$\Delta = \Omega_R^2 \delta (\Gamma^2 + 4\delta^2)^{-1}. \quad (7)$$

Соответствующее ускорение (или торможение), которое может быть передано атому массой M равно $a = \hbar \mathbf{k} \Gamma / \Gamma / 2M = V_R / 2\tau$, где $V_R = \mathbf{k} \Gamma / M$ есть скорость отдачи, приобретенная атомом при поглощении или излучении одного фотона; $\tau = \Gamma^{-1}$ – время жизни возбужденного состояния; \mathbf{k} – волновой вектор. Оценки силы светового давления лазерным пучком применительно к щелочным атомам показывают, что их тепловая скорость может быть значительно уменьшена уже на расстоянии порядка одного метра при условии, что доплеровский сдвиг замедляемого атома компенсируется каким либо способом (например, перестройкой частоты лазера, либо за счет изменения в пространстве зеемановского сдвига энергетических подуровней).

Комбинированное воздействие двух лазерных полей, распространяющихся навстречу друг к другу, позволяет охладить атомный ансамбль до температур, соответствующих так называемому доплеровскому пределу, равному $\hbar \Gamma / 2k_B$, где k_B – постоянная Больцмана. Для щелочных атомов этот предел составляет около 100 мК и может быть существенно уменьшен в варианте так называемого «сизифова» охлаждения атомного пучка. Подобный механизм оптического охлаждения можно проследить на модельной схеме, представленной на рис.8а, где показаны две плоских волны с одной и той же интенсивностью и частотой, распространяющиеся вдоль оси z навстречу друг другу и линейно поляризованных в перпендикулярных направлениях.

Поскольку фазовый сдвиг между волнами линейно возрастает вдоль оси z , поляризация суммарного поля меняется на каждом отрезке $\lambda/4$: от σ^+ к σ^- , затем от σ^- к σ^+ и т.д. В промежутке между σ^- и σ^+ поляризация эллиптическая или линейная. В простейшем случае двухуровневой модели атомов с полу целым спином основного состояния, два зеемановских подуровня $m_g = \pm 1/2$ приобретают световой сдвиг (7), зависящий от поляризации светового поля. В результате возникает энергетическая

диаграмма, приведенная на рис.8б, где показано, что зеемановское расщепление двух подуровней промодулировано в пространстве с периодом $\lambda/2$. Если расстройка δ не слишком велика по сравнению с Γ , имеет место поглощение фотонов атомом, сопровождающееся спонтанным излучением, которое осуществляет оптическую накачку переходов между двумя подуровнями. При этом пространственная модуляция поляризации светового пучка приводит к пространственной модуляции темпа накачки с периодом $\lambda/2$. При правильном выборе знака δ оптическая накачка всегда переводит атом с верхнего зеемановского подуровня на нижний. Если атом находится в основном состоянии $m_g = +1/2$ и движется в направлении оси z с дна долины с поляризацией светового пучка σ^+ , то как показано на рис.8б ему необходимо подниматься по потенциальному холму, что в свою очередь приводит к уменьшению его кинетической энергии. Вблизи вершины холма поляризация поля становится σ^- и атом переходит в состояние $m_g = -1/2$ за счет поглощения фотона накачки через уровень $m_e = -1/2$. Продолжая движение вдоль оси z , атом снова теряет кинетическую энергию, взбираясь на следующий холм, откуда он по действием поля накачки с поляризацией σ^+ переходит в состояние $m_g = +1/2$ через уровень $m_e = +1/2$.

После каждого сизифова цикла полная энергия атома E уменьшается на величину порядка U_0 (рис.8б) до тех пор, пока E не станет меньше, чем U_0 и атом не окажется плененным в потенциальной яме. В соответствии с (6) при малых интенсивностях поля накачки световой сдвиг U_0 , пропорционален $\Omega_R^2 \delta^{-1}$ и значительно меньше, чем $\hbar\Gamma$. Это позволяет объяснить, почему сизифово охлаждение дает возможность получить значительно более низкие температуры по сравнению с теми, которые обусловлены доплеровским пределом. Тем не менее нельзя уменьшать интенсивность поля накачки до сколь угодно малых значений, так как необходимо учитывать отдачу при спонтанном излучении фотонов, которая увеличивает кинетическую энергию атома на величину энергии отдачи $E_R = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2M$. Когда U_0 оказывается меньше или порядка E_R , сизифово охлаждение становится менее эффективным, чем нагрев за счет отдачи. Таким образом предельная температура в варианте сизифова охлаждения составляет несколько единиц E_R/k_B (на уровне 10 мК).

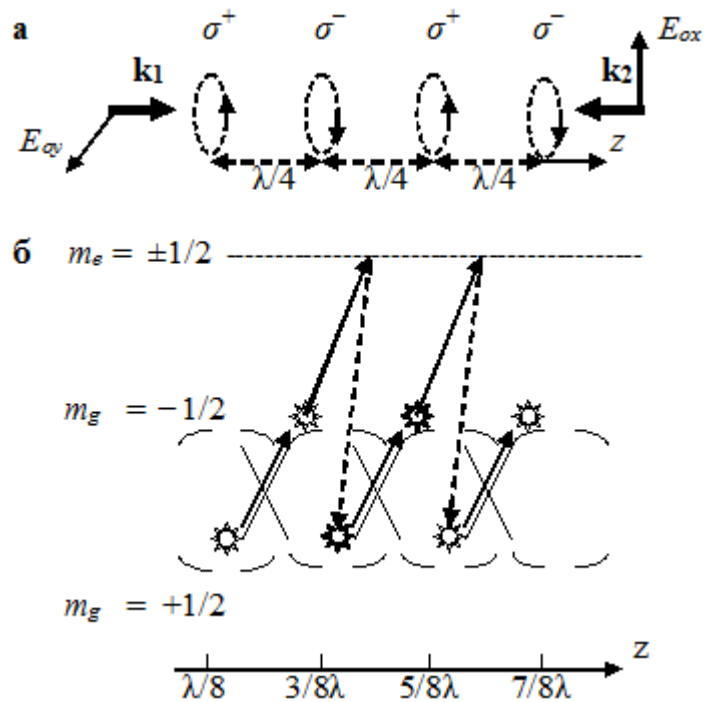


Рис 8. Механизм сизифова охлаждения

7. КСЧ НА ОХЛАЖДЕННЫХ АТОМАХ

Методика оптического охлаждения атомов широко используется в настоящее время при разработке квантовых стандартов частоты на атомном фонтане [8]. В таких устройствах время взаимодействия атомов с высокочастотным полем рабочего перехода достигает рекордных значений в несколько секунд. При этом скорость атомов, заторможенных оптическим пучком, составляет около сантиметра в секунду. Для подобного рабочего вещества использование горизонтальной схемы оптического охлаждения принципиально невозможно, так как при движении атомного пучка сила гравитации смещает его в вертикальном направлении на расстояние порядка одного метра за секунду. Поэтому для создания атомных часов на ультрахолодных атомах была предложена схема, называемая в литературе фонтаном Захариаса (рис. 9).

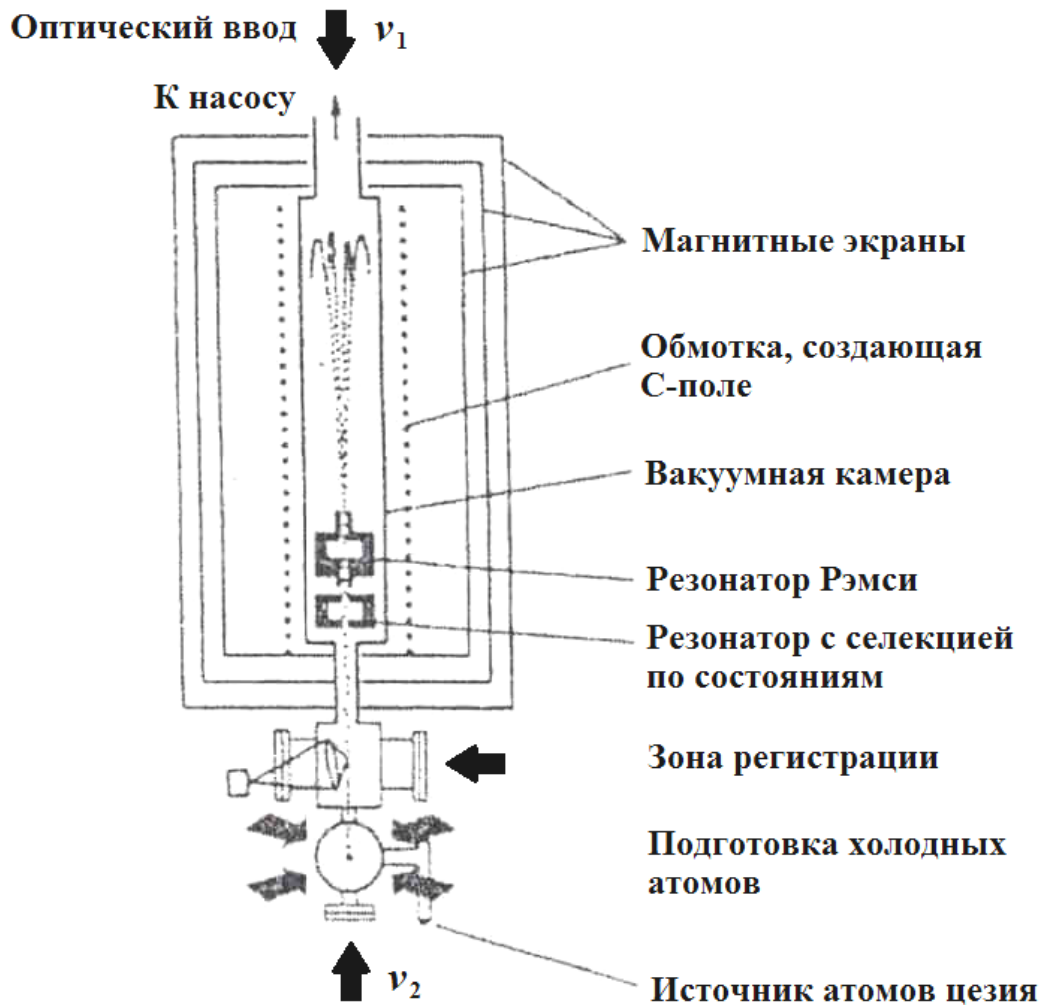


Рис.9. Схема атомного фонтана Захариаса

В таком устройстве облако атомов, предварительно охлажденных воздействием лазерного излучения, подбрасывается вертикально вверх в зону взаимодействия с микроволновым полем резонатора Рэмси со скоростью несколько метров в секунду. Действие силы гравитации приводит к тому, что скорость атомов постепенно уменьшается и они падают обратно, вторично проходя зону взаимодействия с микроволновым полем. Как и в случае атомно-лучевого стандарта частоты, построенного по традиционной схеме с разнесенными в пространстве резонаторами в рассматриваемой схеме атомных часов сигнал поглощения имеет гребенчатую структуру, разрешение которой определяется интервалом времени T между двумя взаимодействиями, равным $2(2H/g)^{1/2}$, где H – расстояние между резонатором и верхней точкой траектории атомов, g –

ускорение свободного падения. В типичных цезиевых часах на атомном фонтане начальная скорость атомного пучка составляет 4,5 м/с при $H \approx 1$ м и $T = 0,9$ с.

Эффективность работы атомного фонтана зависит от величины поперечной составляющей скорости движения атомов, охлажденных до определенной температуры. Так например, в условиях сизифова охлаждения до температуры 2 мК точечное облако паров цезия через секунду расширяется до 1,1 см и в зону взаимодействия с микроволновым полем возвращается только 40% атомов. Если же атомы охлаждены лишь до доплеровского предела (до 125 мК), в резонатор вернется лишь 0,7% атомов.

Схемное исполнение атомных фонтанных часов (рис. 9) включает три основных элемента: зоны накопления охлажденных атомов до приемлемой концентрации, области баллистического полета атомов и зоны оптической регистрации атомарного пучка. Функционирование часов осуществляется следующим образом. Облако охлажденных атомов цезия образуется из атомных паров при давлении 10^{-6} Па, испускаемых источником при комнатной температуре. Далее атомный пучок поступает в так называемую магнитооптическую ловушку, где накапливается около 10^7 атомов, которые затем подвергаются последующему охлаждению в поле лазерного пучка до температуры около 2 мК.

Следующий этап состоит в формировании движущегося вверх атомного пучка без увеличения его температуры. Этот процесс осуществляется с помощью действия двух световых волн, одна из которых с частотой ν_1 направлена вниз и отстроена на величину $\delta\nu$ в длинноволновую область спектра, а другая с частотой ν_2 направлена вверх и отстроена на величину $-\delta\nu$ в коротковолновую область по отношению к исходной частоте ν (на частоте ν происходит охлаждение атомов в пучке). В результате суперпозиции встречных волн фазовый фронт результирующей световой волны распространяется вверх со скоростью $v = \lambda\delta\nu$, причем с этой же скоростью происходит движение атомов в вертикальном направлении. Для ослабления эффектов, приводящих к сдвигам частоты из-за наличия в атомном фонтане состояний, отличных от состояний рабочего перехода $F=3, m_F = 0 \leftrightarrow F=4, m_F = 0$, устанавливается второй микроволновый резонатор, осуществляющего подготовку атомов в требуемое начальное состояние.

Относительные погрешности квантовых стандартов частоты на основе цезиевого атомного фонтана, разработанные ведущими зарубежными метрологическими лабораториями США, Франции и Германии, составляет значение 10^{-15} . При этом достигается предельная девиация Аллана на уровне $4 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$.

8. АТОМНО-ЛУЧЕВЫЕ КСЧ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

В цезиевых атомно-лучевых стандартах [8], использующих классическую схему селекции с помощью неоднородных магнитных полей вклад в наблюдаемый сигнал вносит лишь 1/16 часть атомного пучка, поскольку все магнитные подуровни, энергетический зазор между которыми лежит в области сантиметрового диапазона длин волн, заселены при комнатных температурах практически одинаково. При этом в зоне взаимодействия с полем резонатора участвуют лишь атомы, находящиеся в основном состоянии с проекцией полного момента атома $m_F = 0$ сверхтонкого подуровня $F=3$. Применение лазерной оптической накачки позволяет существенно увеличить населенность этого состояния. Так например, как показано на рис.10а, лазерная накачка D_2 -линией возбуждает переходы между подуровнями сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояния с $F=4$ и $F^*=3$. Атомы, возбуждаемые в состояние с $F^*=3$, спонтанно переходят на сверхтонкие подуровни основного состояния с $F=3$ и $F=4$. В результате нескольких циклов поглощения – испускания фотонов на электродипольном переходе атомы оказываются в состоянии с $F=3$, которое не взаимодействует с излучением лазера. После прохождения атомного пучка областей микроволнового резонатора Рэмси часть атомов оказывается в состоянии с $F=4$, что может быть зафиксировано по сигналу люминесценции с помощью второго лазера, настроенного на переход $F=4 \leftrightarrow F^*=5$ (рис.10б). Атомы цезия, возбужденные в состояние $F^*=5$ могут распадаться только на подуровни основного состояния с $F=4$ согласно правилу отбора для электродипольных переходов ($\Delta F = 0, \pm 1$). Таким образом, процесс возбуждения и испускания фотонов происходит многократно и каждый атом испускает большое количество фотонов, что позволяет наблюдать уверенный сигнал радиооптического резонанса.

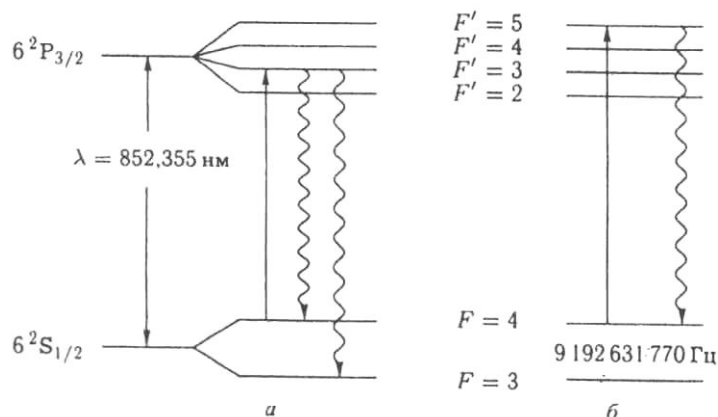


Рис.10. Схема оптической накачки, используемая в атомно-лучевом стандарте частоты на парах цезия

В схеме цезиевых атомных часов (рис.11) с оптической накачкой для возбуждения и регистрации используются два лазера, генерирующих необходимые частоты. При этом центральная часть схемы включает объемный резонатор Рэмси как и в случае традиционной схемы атомных часов с магнитной селекцией состояний рабочего вещества.

Специфический источник погрешностей схемы атомных часов с лазерной накачкой обусловлен действием динамического Штарк-эффекта на рабочую частоту стандарта (световой сдвиг). Достигнутая в настоящее время относительная нестабильность цезиевых атомных часов составляет 10^{-13} при относительной погрешности различных модификаций $10^{-14} - 10^{-15}$.

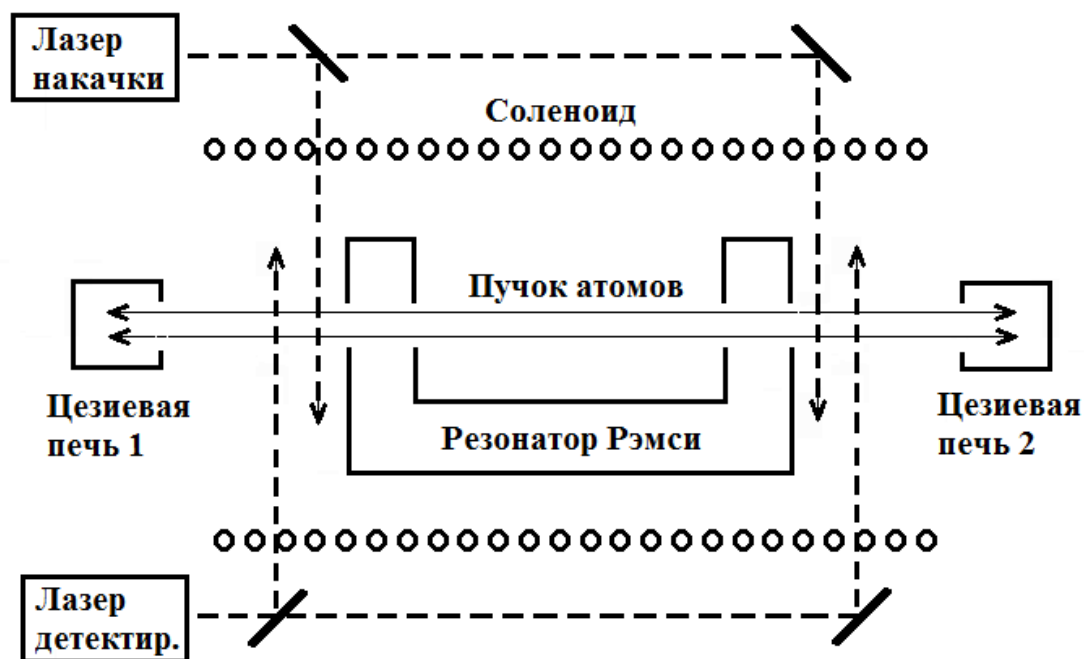


Рис. 11. Схема цезиевых атомных часов с лазерной накачкой [8]

которых на рабочую ячейку 3 фокусируется пучок света от источника накачки 1. Свет, прошедший через рабочую ячейку 3, попадает на фотодетектор 5, контролирующий поглощение оптического излучения в ячейке 3. Резонатор 4 возбуждается настроенным на частоту 0-0 перехода СВЧ полем, формируемым в СО. Схема обработки содержит селективный усилитель 7, синхронный детектор 8, низкочастотный генератор 9, кварцевый опорный генератор 10, умножитель 11 и синтезатор 12.

Если сигнал, поступающий в резонатор из СО, совпадает по частоте с СВЧ переходом в атоме рубидия, то происходит изменение интенсивности света, вызванное одновременным воздействием на атомы СВЧ излучения и света накачки. Сигнал с выхода КД используется для автоподстройки опорного генератора 10 на частоту резонансного перехода в рубидии с помощью цепи обратной связи.

К опорному генератору СО предъявляются жесткие требования по обеспечению высокой кратковременной стабильности и низкого уровня фазовых шумов. Последнее связано с тем, что стабильность КСЧ за период от 1 до 10 с фактически определяется стабильностью кварцевого генератора, вариации его частоты за более длительные времена наблюдения компенсируются схемой автоподстройки СО.

Поскольку номинальная частота кварцевого генератора (5 – 10 МГц) существенно отличается от частоты атомного перехода, в СО используется умножение частоты опорного сигнала. Подобная операция реализуется с помощью нелинейного элемента 11, выполненного в виде генератора гармоник, а также с помощью синтезатора частоты 12.

При малых потерях в резонаторе и достаточно высокой концентрации атомов в рабочей ячейке рассмотренная схема способна работать в режиме автоколебаний, причем оптическая накачка обеспечивает выполнение условий самовозбуждения такой схемы. Блок-схема активного КСЧ ГЯ с оптической накачкой, представленная на рис. 13, содержит те же элементы, что и пассивный вариант устройства, за исключением смесителя 13, который осуществляет развязку входного и выходного сигнала (элементы 5, 6 и 9 в отличие от рис. 12 не используются). Селективный усилитель 7 при этом настроен на промежуточную частоту.

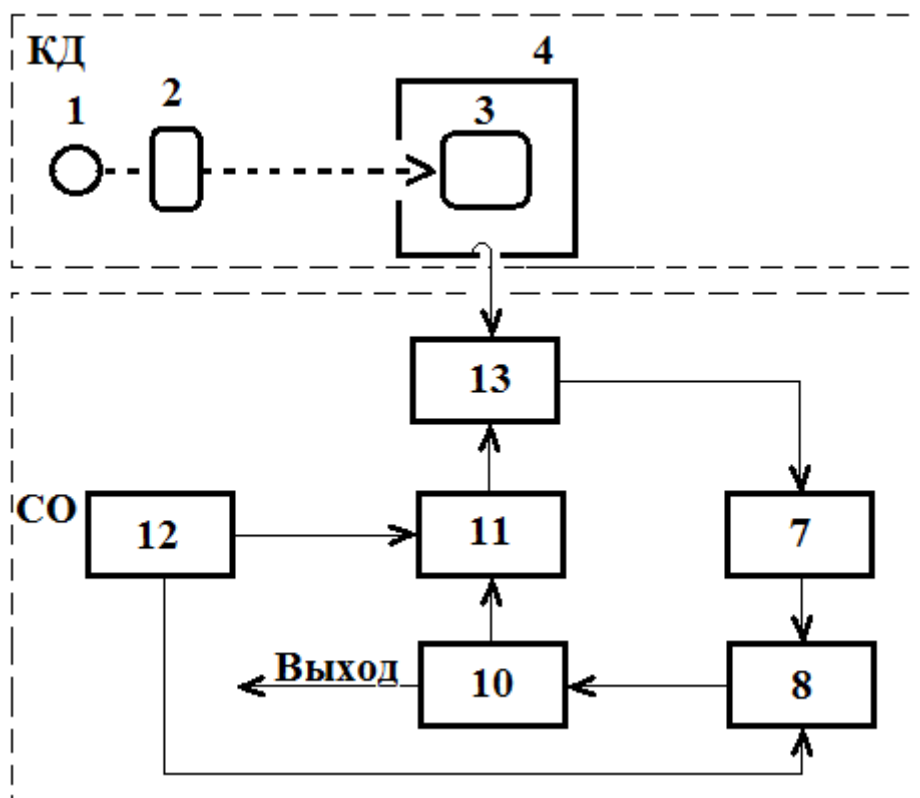


Рис.13. Блок-схема активного КСЧ ГЯ с оптической накачкой

В промышленных КСЧ ГЯ в качестве источника накачки используются спектральные лампы. Их замена на лазерные источники накачки позволяет получить ряд преимуществ вследствие высокой спектральной селективности лазера. Дело в том, что часть относительно широкого спектра излучения лампы, не задействованная в процессе оптической накачки, приводит к увеличению фоновой засветки фотодетектора и соответствующему уменьшению отношения сигнал-шум. Эксперименты показывают, что использование лазера в схеме КСЧГЯ на порядок улучшают его кратковременную стабильность в интервале времени от 1 с до 10 с и позволяют достичь уровня относительной стабильности порядка 10^{-13} . Однако для времен усреднения, больших чем 100с, стабильности частоты КСЧГЯ с лазерной и ламповой накачкой оказываются сравнимыми по величине и определяются низкочастотными шумами флуктуаций параметров газовой ячейки и источника накачки.

10. ОСОБЕННОСТИ СОЗДАНИЯ МИНИАТЮРНЫХ КСЧ.

Предпосылки создания миниатюрных КСЧ были обусловлены требованиями минимальных габаритов, энергопотребления при

приемлемых точностных характеристиках. Из разработанных опорных источников частот в конце 90-х – начале 2000-х годов термокомпенсированные кварцевые генераторы (ТСХО), в сравнении с малогабаритными КСЧ на рубидиевой ячейке имели малые габариты, энергопотребление и широко применялись в портативной аппаратуре. Однако, их стабильность в интервале времени измерения от 1000 до 100000 секунд, значительная подверженность вибрациям и ударам не всегда удовлетворяли требованиям предъявляемым к телекоммуникационным опорным источникам частоты. На рис. 14 представлены характеристики нестабильности частоты стандартных опорных источников частот, из которых следует преимущество в стабильности КСЧ над кварцевыми генераторами при временах измерения 100с и более.

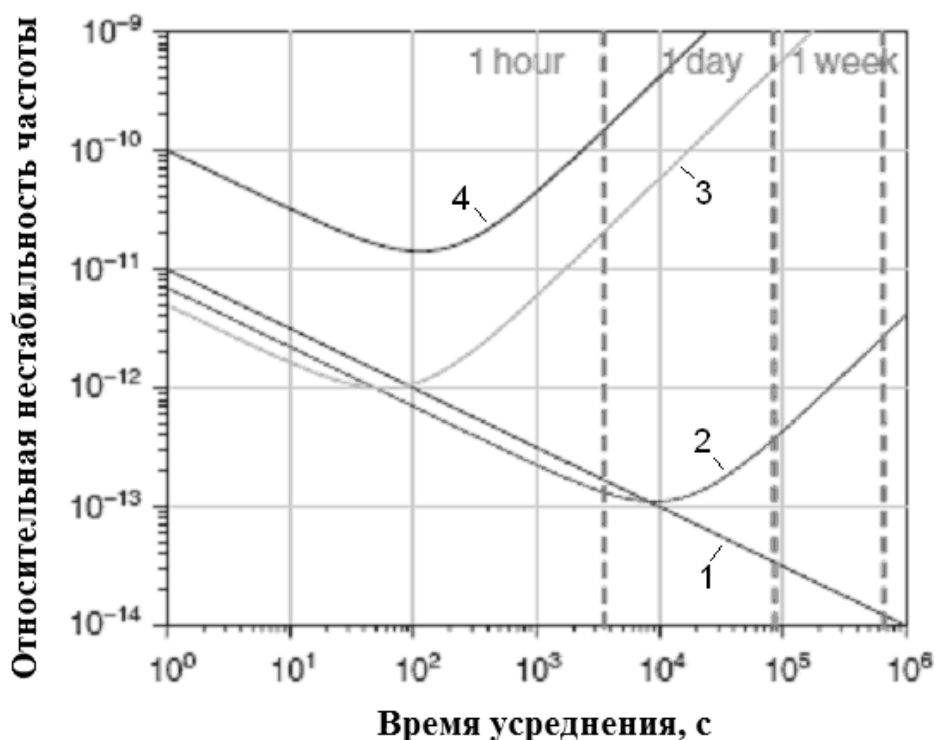


Рис.14. Зависимости нестабильности частоты от времени измерения: 1 – КСЧ на пучке атомов цезия; 2 – рубидиевый ячейечный КСЧ; 3 – термостатированный кварцевый генератор; 4 – термокомпенсированный кварцевый генератор [10]

Одними из основных факторов ограничивающих миниатюризацию рубидиевых ячейечных КСЧ являлось наличие габаритного СВЧ резонатора, ячейки-фильтра, лампы, требующими термостатирования с

существенными энергозатратами и неэффективностью стеклодувного производства.

Первый шаг на пути кардинального уменьшения габаритов и снижения энергозатрат был сделан компанией Westinghouse Electric Corp. в 1992г. (см. рис.15). Был разработан миниатюрный КСЧ по стандартной, основанной на ДРОП технологии. Применение Cs-133 в качестве рабочего вещества, накачки VCSEL-лазером, малогабаритной ячейки и заполненного диэлектриком резонатора на TE_{201} моду позволило снизить габариты физического блока до 16 см^3 , а его энергопотребление до 200 мВт. При этом прогнозируемая кратковременная нестабильность составила $2 \times 10^{-11} / \tau^{1/2}$, а дрейф частоты за месяц порядка 1×10^{-10} .



Рис.15. Физический блок миниатюрного КСЧ компании Westinghouse Electric Corp., 1992г [11]

Возможность исключения СВЧ резонатора, позволяющая миниатюризировать конструкцию ячеечных КСЧ, была обусловлена применением эффекта КПН и прогрессом в создании маломощных стабильных лазерных источников накачки (VCSEL). Миниатюрность ячейки была обеспечена успешным применением микромашинных технологий (MEMS). Миниатюризация физического блока позволила, при некотором ухудшении параметра стабильности частоты, значительно снизить энергопотребление системы. На рис.16 и рис.17 представлены зависимости Q-фактора атомов рабочего вещества (частота рабочего перехода к ширине линии) и секундной нестабильности частоты КСЧ КПН от характеристик ячейки. Из зависимостей следует значительное снижение оценки секундной нестабильности с размером ячейки. Применение покрытия существенно не влияет на ситуацию. Для размеров ячейки с

буферным газом порядка 1мм по данным зависимостям оценку нестабильности можно представить как $\sigma_y = 3 \times 10^{-11} / \tau^{1/2}$.

В КСЧ КПН применяются различные методы формирования двух оптических когерентных полей. Первый класс методов заключается в синхронизации двух отдельных лазерных источников, настроенных на частоты соответствующих оптических переходов D1 или D2 энергетической структуры щелочных атомов. В данном случае обеспечивается максимальная спектральная чистота и взаимная стабильность оптических полей со степенью взаимной когерентности и равенством интенсивностей, определяемыми лазерными источниками и цепями стабилизации. Во втором методе применяется внешняя модуляция лазерного источника на половинной частоте сверхтонкого расщепления. В третьем классе методов осуществляется прямая модуляция тока полупроводникового лазера. Из перечисленных методов прямая модуляция тока инжекции полупроводникового лазера представляется наиболее перспективной для применения в миниатюрных КСЧ КПН.

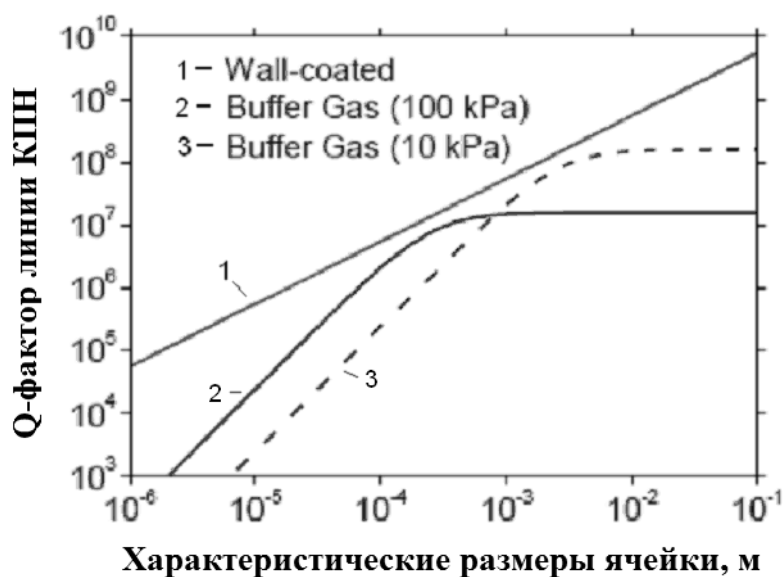


Рис. 16. Зависимость Q-фактора рабочих атомов КСЧ КПН от размера ячейки: 1 – ячейка с парафиновым покрытием; 2 – ячейка с буферным газом (100КПа, азот); 3 – ячейка с буферным газом (10КПа, азот) [12]

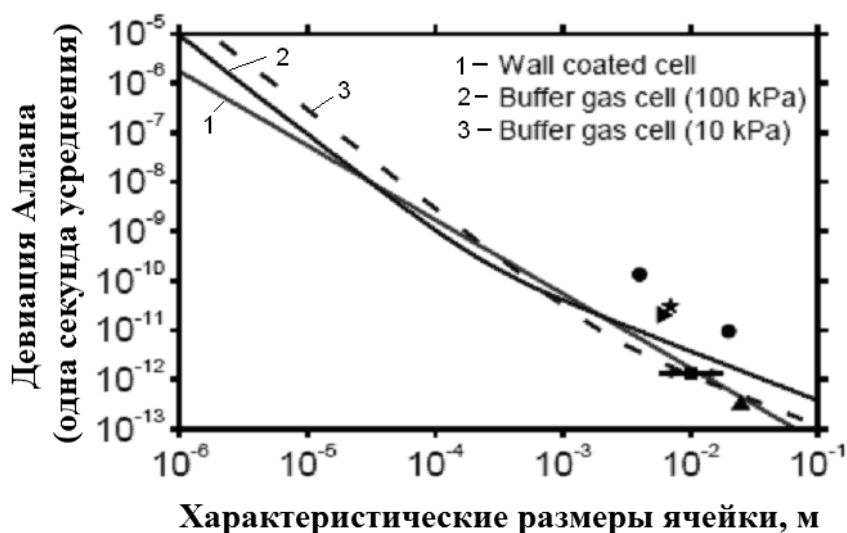


Рис. 17. Зависимость секундной нестабильности КСЧ КПН от размера ячейки: 1 – ячейка с парафиновым покрытием; 2 – ячейка с буферным газом (100КПа, азот); 3 – ячейка с буферным газом (10КПа, азот) [13]

Принципиальное значение для достижения максимальных характеристик КСЧ КПН, наряду с интенсивностью сигнала (контрастом), имеет ширина линии резонанса 0-0 перехода. В общем случае ширина линии КПН сигнала определяется столкновительными процессами, однородностью и ориентацией магнитных полей, интенсивностью и относительной фазовой нестабильностью оптических полей. Сравнительный анализ методов КПН и ДРОР позволяет сделать вывод о значительной зависимости сигналов ДРОР от стабильности частоты источника накачки и характеристик индуцирующего СВЧ поля, определяющих сдвиги частоты резонанса 0-0 перехода. В случае же метода КПН наиболее критичны взаимные характеристики индуцирующих оптических полей, такие как когерентность и интенсивность, при меньшем в сравнении с ДРОР контрастом сигнала.

Значительные преимущества КСЧ КПН по сравнению с ДРОР-системами обеспечиваются при решении задач миниатюризации. Отсутствие в таких устройствах СВЧ-резонатора значительно упрощает задачу миниатюризации, сводя её к реализации возможностей интегральных технологий.

Уменьшение размеров поглощающей ячейки в случае миниатюризации существенно модифицирует требования к характеристикам элементов физического блока КСЧ КПН. Определяющее условие достижения оптимальных параметров сигналов в миниатюрных ячейках КСЧ КПН –

минимизация эффекта деполяризации щелочных атомов при столкновении со стенками, что возможно при значительном увеличении давления буферного газа сравнении со стандартными размерами ячеек. На рис.18 представлена графическая интерпретация получения оптимального значения давления буферного газа по зависимостям ширины линии от скорости диффузии к стенкам и столкновительной деполяризации с атомами буферного газа для ячейки объёмом 1 мм³, содержащей изотоп Rb⁸⁷ в атмосфере буферного газа N₂.

В КСЧ КПН с миниатюрной ячейкой механизм уменьшения амплитуды сигнала (контраста), обусловлен тем, что ширина линии поглощения и расщепление сверхтонкой структуры сопоставимы по величине. При этом в условиях модуляции VCSEL-лазера с половинной резонансной частотой сверхтонкого перехода возникает поглощение квантов света накачки, индуцированное несущей и боковой гармоникой второго порядка. Этот процесс, в свою очередь, ведет к ухудшению условий «темного резонанса» и, как следствие, к ухудшению стабильности миниатюрного КСЧ КПН. Таким образом, при использовании частотной модуляции VCSEL-лазера есть определённый верхний предел давления буферного газа, превышение которого ведет к ухудшению прецизионных характеристик КСЧ КПН.

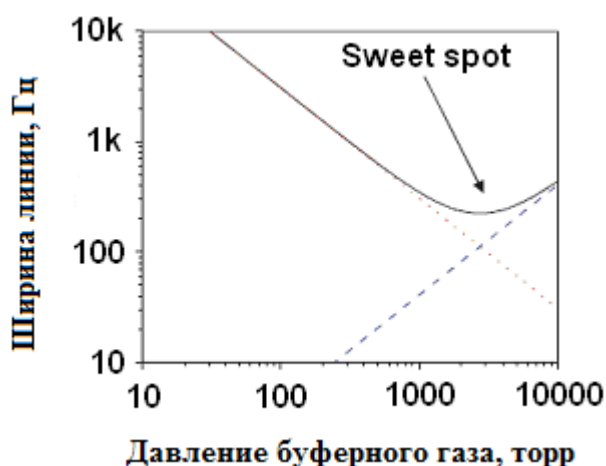


Рис. 18. Зависимость ширины линии КПН сигнала от скорости диффузии к стенкам (точки) и столкновительной деполяризации с атомами буферного газа (пунктир) [14]

В ретроспективе приложений эффекта КПН предварительный этап разработки макетных образцов, технологий и элементов КСЧ КПН был закончен в середине 2000-ых годов. Далее наступил период создания

серийных миниатюрных КСЧ КПН. Подобными разработками занимались подразделения таких компаний и государственных структур, как NIST, Symmetricom, Honeywell, Teledyne, Sarnoff, Westinghouse, а так же ряд лабораторий Европы (Швейцария, Германия, Франция, Россия) и Юго-Восточной Азии (Япония, Корея, Китай), Израиля. Можно отметить общий подход в выборе структуры и технологий создания элементов физического блока. В большинстве систем в качестве источника накачки применяется VCSEL-лазер.

В настоящее время на рынке реально представлены несколько моделей КСЧ КПН, например компаний KernCo и Symmetricom (Microsemi). На рис.19 представлена модель КСЧ КПН компании KernCo (HPCC), по своим техническим характеристикам (объем $> 200 \text{ см}^3$, энергопотребление 3,4 Вт в рабочем режиме, стабильность частоты 7×10^{-11} (1 с) и $2,5 \times 10^{-12}$ (100 с), дрейф $\pm 1 \times 10^{-12}$ за день) относиться к классу малогабаритных КСЧ. Другую модель этой компании (LPCC), имеющую на порядок хуже характеристики стабильности частоты (чем HPCC), но обладающую лучшими массогабаритными и энергетическими характеристиками (объем 60 см^3 , энергопотребление 1,1/0,6 Вт в рабочем режиме) уже можно отнести к классу миниатюрных КСЧ КПН.



Рис. 19. Малогабаритный КСЧ КПН модель HPCC (KernCo) [15]

Значительных результатов в создании миниатюрных КСЧ КПН достигла компания Symmetricom (Microsemi). Модель SA.45s (см. рис.20) имеет уникальные параметры, такие как объемом 17 см^3 , малое энергопотребление (120 мВт в рабочем режиме) при относительной девиации частоты 1×10^{-11} при 1000 с усреднения. Применение модели SA.45s в режим периодического включения (с периодом 1 час) для

калибровки непрерывно работающего кварцевого генератора позволяет снизить среднюю потребляемую мощность до 30мВт.



Рис.20. Внешний вид модели SA.45s (Microsemi) [11]

11. КСЧ НА ЭФФЕКТЕ КПН

В структурной схеме КСЧ на эффекте КПН используется принцип умножения частоты высокостабильного кварцевого генератора до

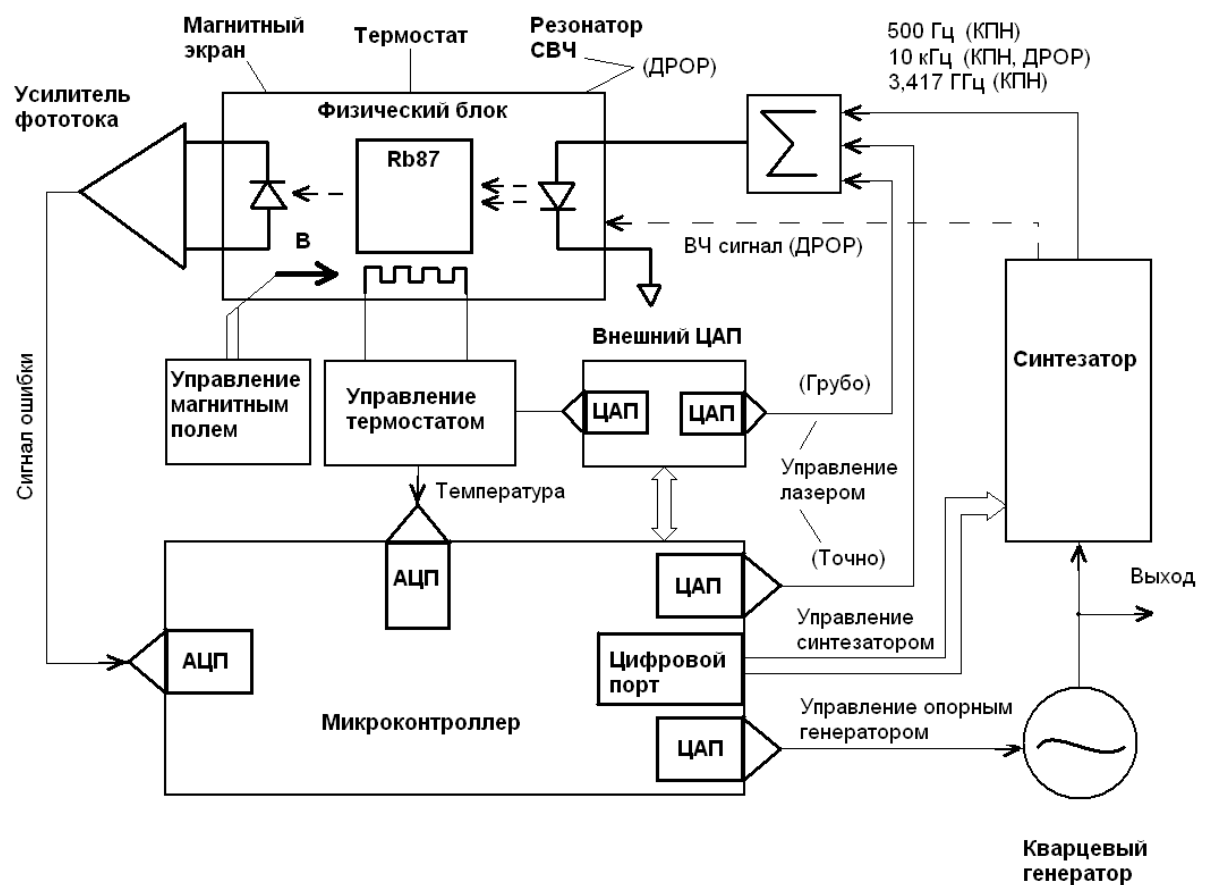


Рис. 21. Структурная схема КСЧ (ДРОР, КПН) на ячейке с атомами щелочного металла

значения, равного половине частоты рабочего 0-0 перехода (рис.21).

Через цепи согласования мощности модулируется расположенный в физическом блоке лазерный источник (VCSEL), излучение которого через поляризующие элементы подводится к рабочей ячейке с щелочными атомами. Усиленный резонансный сигнал (сигнал ошибки) преобразуется в блоке измерения и управления, основой которого является микроконтроллер, в сигнал управления частотой опорного кварцевого генератора. Таким образом, замыкается цепь стабилизации частоты кварцевого генератора по частоте атомного перехода. Дополнительно блок измерения и управления осуществляет стабилизацию частоты лазерного источника по линии поглощения ячейки с щелочными атомами, стабилизацию температуры лазера и рабочей ячейки, а также стабилизацию магнитного поля.

Другой вариант КСЧ на эффекте КПН (рис.22) содержит в качестве опорного источника частоты кварцевый генератор, по которому осуществляется стабилизация частоты (фазы) СВЧ генератора, управляющего лазерным источником. Достоинством данной схемы является отсутствие синтезатора частоты, хорошие шумовые и точностные характеристики выходного сигнала, малые габариты и энергопотребление. Функции измерения и управления выполняет микроконтроллер, оснащённый аналого-цифровыми и цифро-аналоговыми преобразователями.

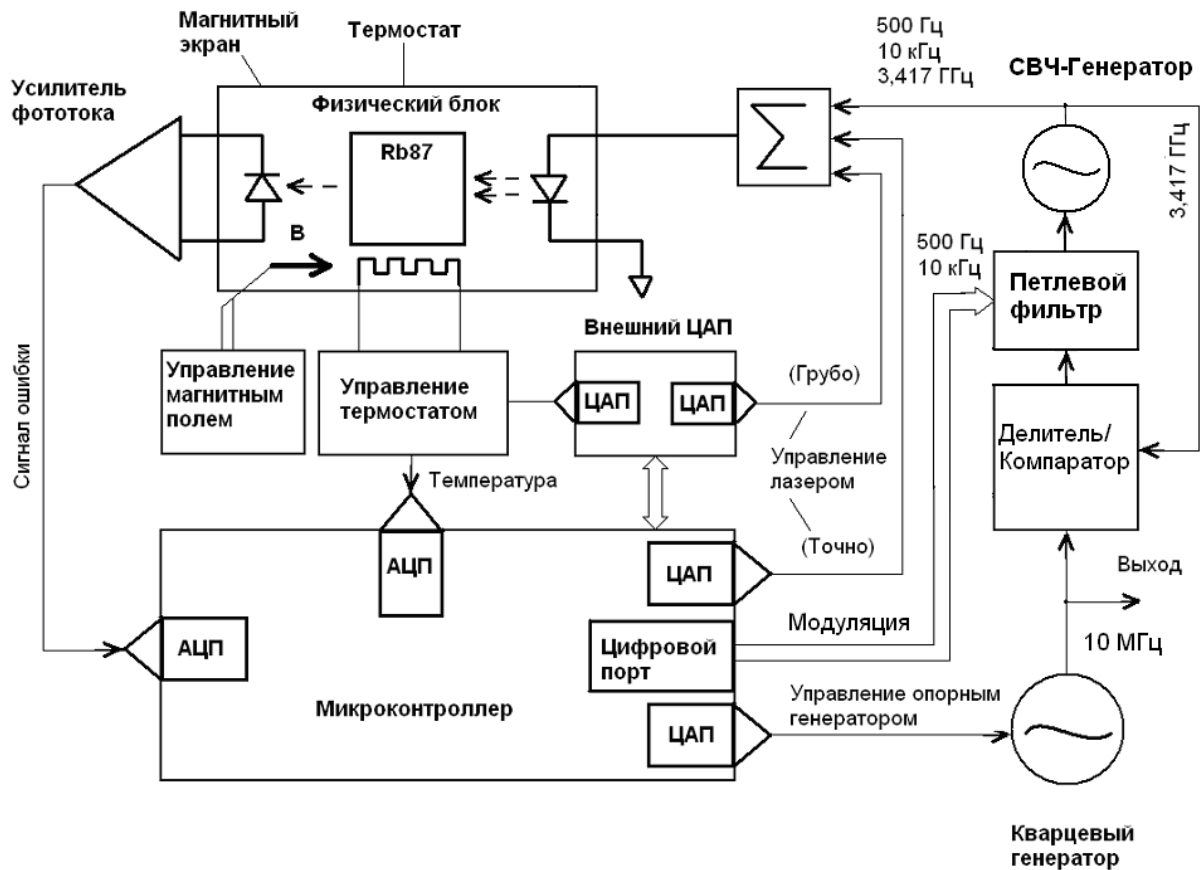


Рис. 22. Структурная схема КСЧ КПН с двумя генераторами

Выбор схемного решения КСЧ на эффекте КПН во многом определяется задачами, решаемыми телекоммуникационным оборудованием, доступными комплектующими и технологическими возможностями производства. При этом, возможны три варианта реализации классической схемы (λ - схемы) КСЧ КПН, отличающиеся, в основном, способом формирования опорной, модулирующей (половинная частота рабочего перехода) и выходной частот КСЧ КПН. Сравнительный анализ возможных схемных решений позволяет выделить три основных варианта – А, В и С.

Вариант А (рис.23) максимально приближен к классической схеме малогабаритного ячеечного стандарта, с присущими ему достоинствами и недостатками. В качестве опорного генератора применяется качественный ВЧ-кварцевый ТСХО-генератор, выходной сигнал которого является выходным сигналом КСЧ КПН. Модулирующий сигнал для VCSEL формируется в синтезаторе повышением частоты опорного генератора.

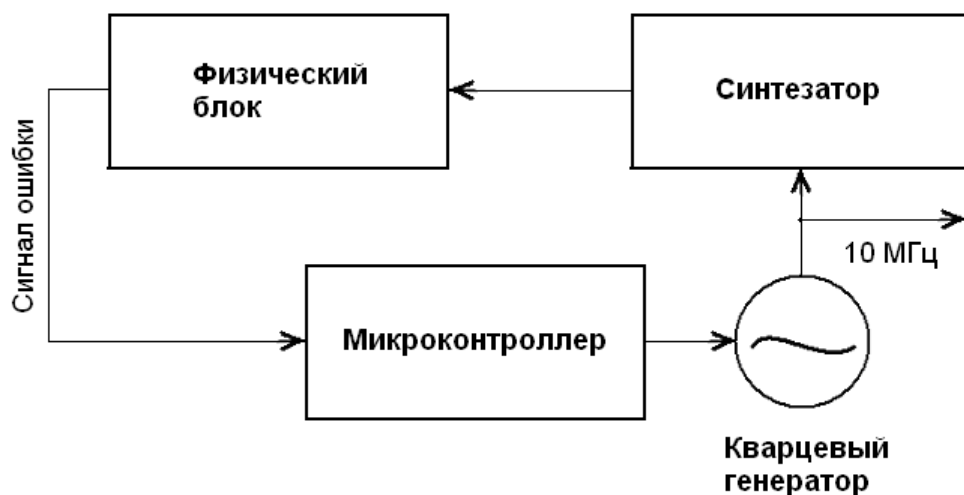


Рис. 23. Упрощённая структурная схема КСЧ КПН с блоком формирования частот на базе ВЧ-кварцевого генератора

Преимущество варианта А :

- 1) преимуществом технических решений и элементной базы хорошо зарекомендовавших себя в малогабаритных КСЧ ДРОР (ВЧ кварцевый генератор ТСХО, микроконтроллер и др.);
- 2) хорошие показатели стабильности частоты (вариация Алана $< (1-3) \times 10^{-10} / \tau^{1/2} (1с-10^3с)$);
- 3) спектральная чистота выходного сигнала определяемая качественным кварцевым генератором (уровень фазового шума меньше -60дБс/Гц на 1 Гц);
- 4) калибровка частоты выходного сигнала (шаг $10^{-10} - 10^{-11}$), сигнал синусоидальный и логический;
- 5) возможность посредством деления выходной частоты получения сетки стабильных частот в соответствии с телекоммуникационными протоколами.

К недостаткам варианта А следует отнести:

- 1) необходимость применения синтезатора частоты для повышения частоты опорного генератора, что ведёт к усложнению системы;
- 2) значительное для миниатюрных КСЧ КПН энергопотребление ($0,2\text{Вт} - 1\text{Вт}$), определяемое потреблением синтезатора и ВЧ кварцевого генератора;
- 3) значительные габариты (объем до 100 см^3);
- 4) чувствительность к вибрациям и ускорениям, определяемая кварцевым резонатором.

Вариант В (рис.24) характеризуется применением СВЧ-генератора (VCO) в качестве формирователя опорной, модулирующей и выходной частоты КСЧ КПН.

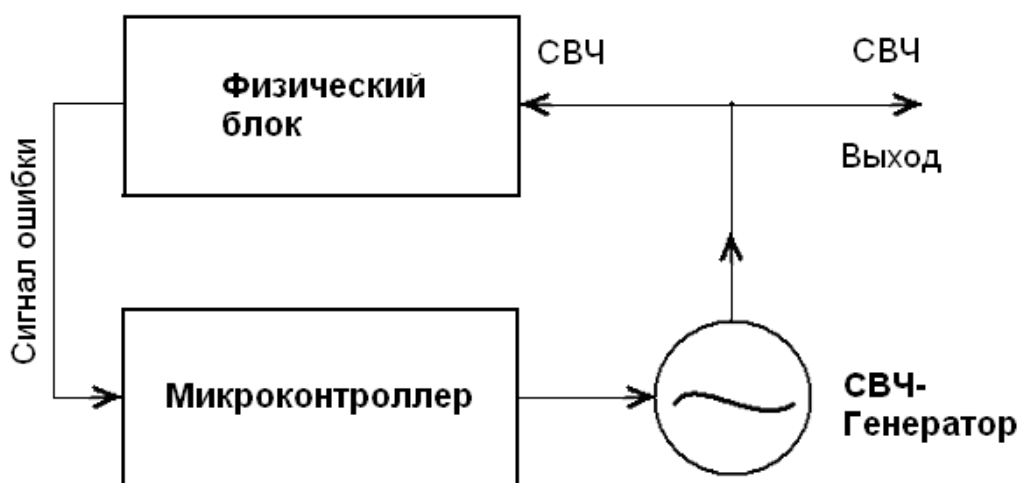


Рис. 24. Упрощённая структурная схема КСЧ КПН с блоком формирования частот на базе СВЧ (VCO) генератора

Преимущества варианта В:

- 1) простота, отсутствие синтезатора;
- 2) удовлетворительные показатели стабильности (девиация Алана $(2 - 6) \times 10^{-10} / \tau^{1/2}$ для 1с-100с) при достаточно простой структурной реализации;
- 3) малые габариты (объем менее 1см^3);
- 4) малое энергопотребление (менее 30мВт);
- 5) повышенная стойкость к механическим воздействиям (удары до 1000G, вибрации до $2G_{\text{RMS}}$).

К недостаткам варианта В следует отнести:

- 1) выходная частота СВЧ диапазона;
- 2) значительный фазовый шум, определяемый спецификой интегральных (MEMS) генераторов (от -25 дВс/Гц до -50 дВс/Гц при 100Гц – 300Гц отстройки от несущей);
- 3) невозможность калибровки стандартными средствами под 10МГц-й эталон;
- 4) резкая зависимость частоты генератора от управляющего напряжения, требующая высокостабильных управляющих сигналов ((1-2)МГц/В);
- 5) паразитная модуляция выходного сигнала КСЧ КПН.

В варианте С (рис.25) синтезатор заменён СВЧ-генератором (VCO) формирующим модулирующий сигнал для источника накачки.

Преимущества варианта С:

- 1) спектральная чистота выходного синусоидального или цифрового сигнала (порядка -75 дБс/Гц при 1кГц отстройки от несущей);
- 2) хорошие показатели стабильности частоты (девиация Алана $(2-3) \times 10^{-10}/\tau^{1/2}$ для 1с-100с, лучше 5×10^{-12} за час);
- 3) возможность калибровки выходной частоты стандартными средствами (шаг 10^{-11}) и генерации сетки стандартных частот;
- 4) малые габариты (объем 16см^3);
- 5) энергопотребление 125мВт (150мВт при разогреве), при периодическом включении средняя мощность 30мВт.

К недостаткам варианта С следует отнести:

- 1) наличие двух автогенераторов, что усложняет систему и определяет дополнительный фазовый шум частоты выходного сигнала;
- 2) ограничение возможностей минимизации габаритов и энергопотребления, что связано с усложнением структурной схемы;
- 3) ухудшение защиты от ударных и вибрационных воздействий, что связано с присутствием кварцевого генератора.

В малогабаритных КСЧ КПН в качестве рабочего вещества обычно используют пары щелочного металла – Rb^{87} или Cs^{133} , в зависимости от условий эксплуатации. При этом конкретный выбор рабочего вещества наряду с другими факторами определяется частотой рабочего перехода и температурой рабочей ячейки, при которой достигается требуемая концентрация рабочих атомов.

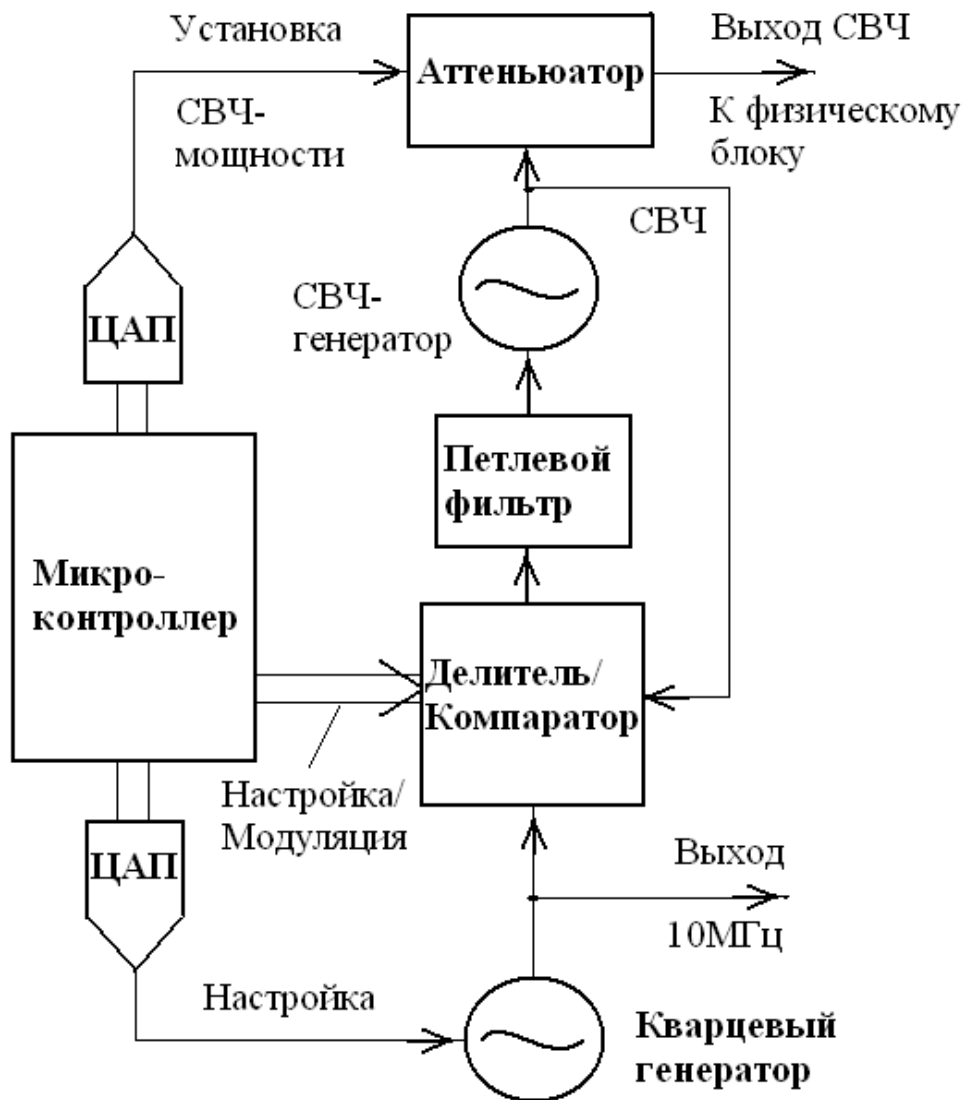


Рис. 25. Структурная схема блока формирования частот смешанного типа

Оценку кратковременной нестабильности КСЧ КПН можно представить, как $1/((S/N)_\tau \times Q)$. В этом выражении: $(S/N)_\tau$ – отношение сигнал/шум, измеренное за время τ ; Q – добротность линии резонанса, равная отношению частоты рабочего перехода к ширине линии резонанса. Выигрыш в параметре Q в случае более высокой частоты рабочего перехода, при прочих равных условиях (ширина линии резонанса, отношение сигнал/шум) говорит о более предпочтительном применении в качестве рабочего вещества Cs^{133} , требующего для обеспечения необходимой концентрации меньшей по сравнению с рубидием температуры рабочей ячейки. Учитывая важность минимизации энергопотребления, для нагрева ячейки миниатюрного КСЧ КПН до

температуры 75°C при температуре окружающей среды 25°C (оптимальное давление паров при 50% поглощении света накачки) требуется 6 mW электрической мощности. В случае Rb⁸⁷ необходимо 8,5 mW электрической мощности для достижения аналогичной плотности паров при температуре 90°C. Однако, этот выигрыш может быть некоторым образом нивелирован сравнением энергетических потерь в СВЧ-генераторе (VCO) и при модуляции VCSEL - лазера накачки. В общем случае характеристики миниатюрного КСЧ КПН во многом определяются конструкцией устройства, параметрами элементов физического блока и электроники, то есть доступными технологиями.

Принципиальное значение при разработке миниатюрных КСЧ КПН имеет выбор спектральных компонент накачки D₁, либо D₂. В случае накачки компонентой D₂-линии спектра, многоуровневая структура в возбуждённом состоянии и малое расстояние по частотной шкале между компонентами спектра поглощения атомов щелочных металлов определяют “утечку” когерентности через вне-резонансное возбуждение. В случае же накачки компонентами D₁ линии большее спектральное расщепление в возбуждённом состоянии уменьшает данный деструктивный эффект. На рис.26 и рис.27 представлены экспериментальные зависимости фактора качества линии резонанса в зависимости от мощности и линии накачки для Rb⁸⁷ и Cs¹³³ соответственно.

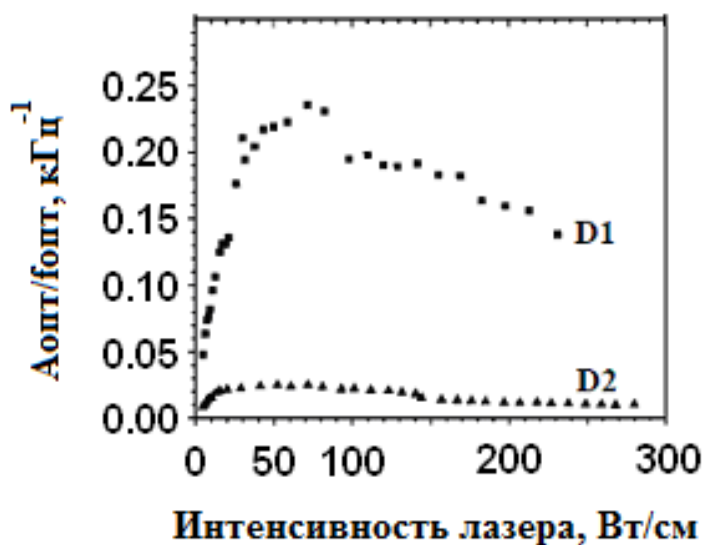


Рис. 26. Зависимость фактора качества линии резонанса (отношение контраста линии (в %) к ширине линии в кГц) от мощности и линии накачки для атомов Rb⁸⁷ [16]

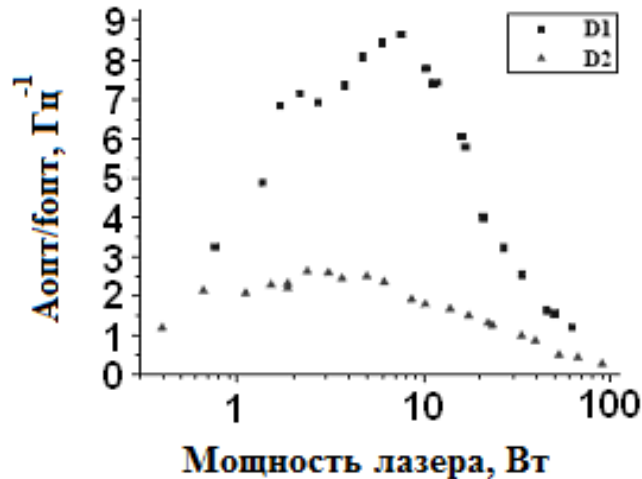


Рис. 27. Зависимость фактора качества линии резонанса (отношение контраста линии ($\cdot 10^6$) к её ширине в Гц) от мощности и линии накачки для атомов Cs^{133} [17]

Как следует из представленных зависимостей, применение накачки D₁-линией спектра является предпочтительней с точки зрения получения максимального фактора качества резонансной линии, определяющего кратковременную стабильность КСЧ КПН. Долговременная стабильность КСЧ КПН во многом определяется стабильностью характеристик составляющих элементов.

Выбор конкретной структурной схемы миниатюрного КСЧ КПН во многом определяется возможными условиями применения устройства. Стационарные условия, не требующие миниатюрных массогабаритных характеристик и минимального энергопотребления, предполагают первый вариант А структурной схемы КСЧ КПН (см. рис.23), наиболее близкий к структурам КСЧ ДРОР. Такой выбор определяет преимущество технологий, что является существенным при запуске в производство. Обеспечивается спектрально чистый выходной сигнал с нестабильностью лучше $7 \times 10^{-11} / \tau^{1/2}$.

Для портативных применений (мобильные телефоны, навигаторы, планшеты), малогабаритных беспилотных бортовых носителей и подводных синхронизаторов оптимальным является вариант В (см. рис.24), структурной схемы КСЧ КПН, характеризующийся достаточной для данных применений кратковременной нестабильностью $(2-5) \times 10^{-10} / \tau^{1/2}$, повышенной устойчивостью к вибрациям и ускорениям, минимальными энергопотреблением, габаритами и весом. Возможность

производства таких устройств зависит от развития MEMS технологий производства ячеек и СВЧ-резонаторов, интегрированных электронных устройств.

Для синхронизации телекоммуникационных и вычислительных систем различного назначения, в том числе персональных компьютеров, наиболее оптимальным является миниатюрный КСЧ КПН со структурной схемой соответствующей варианту С (см. рис.25), обеспечивающий баланс спектральной чистоты, стабильности выходного сигнала ($(2-3) \times 10^{-10} / \tau^{1/2}$), массогабаритных и энергетических характеристик.

12. ЭЛЕКТРОННЫЕ БЛОКИ КСЧ С ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

Структурная схема одной из реализаций КСЧ с лазерной накачкой приведена на рис.28 она состоит из следующих функциональных блоков:

- квантовый дискриминатор;
- источник света – лазерный модуль;
- фотодетектор, преобразующий световой поток в электрический сигнал;
- блок усилителя фототока;
- блок управления источником накачки;
- блок управления магнитным полем;
- блок управления термостатом;
- блок системы автоматической подстройки частоты;
- преобразователь частоты;
- блок управления КСЧ (микроконтроллер);
- персональный компьютер (вспомогательный элемент).

Помимо блоков, традиционно входящих в состав дискриминационных стандартов частоты, в состав макета введены персональный компьютер, контроллер. Персональный компьютер служит для управления макетом через встроенный контроллер, обмен информацией между контроллером и персональным компьютером осуществляется через стандартный интерфейс USB. Управление подразумевает изменение коэффициента умножения преобразователя частоты и мощности его выходного сигнала, подаваемого на квантовый дискриминатор, установку и отслеживание температуры лазерного модуля, установка и контроль тока лазера, управление магнитным полем.

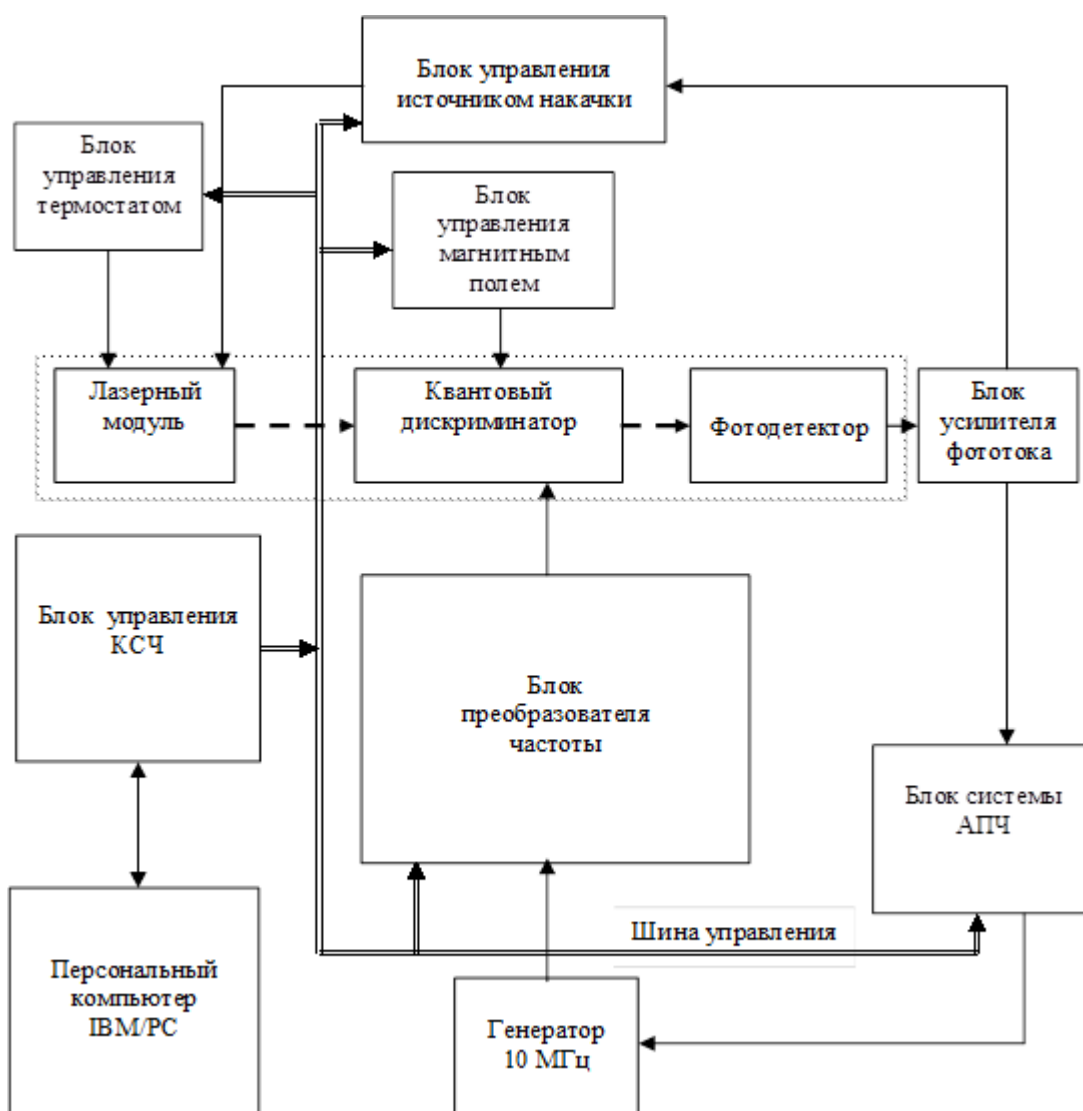


Рис. 28. Структурная схема стандарта частоты с лазерной накачкой

Программное обеспечение схемы КСЧ состоит из трех частей:

- программное обеспечение, функционирующее в составе персонального компьютера (программное обеспечение пользовательского уровня);
- программное обеспечение встроенных контроллеров (встроенное программное обеспечение);
- программное обеспечение программируемых логических интегральных схем.

Программное обеспечение персонального компьютера предназначено для оперативного изменения параметров макета, таких как уровень мощности сигнала, центральная частота, шаг частоты. При помощи данного программного обеспечения предполагается также запуск процедур автоматической настройки.

Встроенное программное обеспечение делится, в свою очередь, на две части: модули обработки сигнала и модули обеспечения функционирования составных частей КСЧ. Ряд составных частей КСЧ, в частности синтезаторы и управляемые аттенюаторы требуют микропрограммного управления. Встроенное программное обеспечение выполняет загрузку внутренних регистров перечисленных узлов, обеспечивая требуемые режимы работы.

Модули обработки сигнала предназначены для цифровой фильтрации, интегрирования сигнала с фотоприемного устройства, выработки воздействия для опорного кварцевого генератора и формирования сигнала модуляции. Работа модулей предполагает, что в состав аппаратуры включена связка аналого-цифровой преобразователь, цифро-аналоговый преобразователь, контроллер.

Для установки параметров и режимов работы электронных блоков предназначен блок управления КСЧ. Основной функцией блока управления является обеспечение взаимодействия с персональным компьютером и передача команд управления в другие блоки КСЧ и опрос их параметров. С персональным компьютером блок управления КСЧ связан по каналу USB, а с остальными блоками – по шине управления с физическим интерфейсом RS-485.

Структура блока управления источником накачки приведена на рис.29.

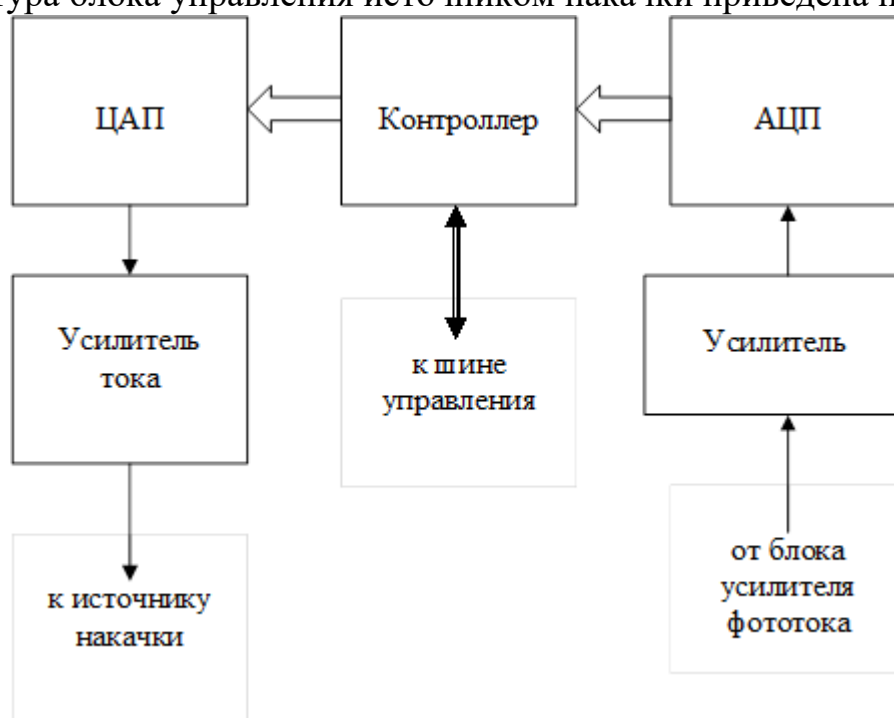


Рис. 29. Структура блока управления источником накачки

Блок управления источником накачки предназначен для выработки требуемого уровня тока лазера. В состав блока входит усилитель сигнала с фотоприемника, аналого-цифровой преобразователь, контроллер, цифро-аналоговый преобразователь и усилитель тока. Сигнал от блока усилителя фототока поступает на усилитель, который масштабирует его к динамическому диапазону аналого-цифрового преобразователя и осуществляет предварительную фильтрацию. Оцифрованный сигнал поступает на контроллер. Выраженное в коде значение сигнала может быть для контроля отправлено по шине управления в персональный компьютер. В контроллере осуществляется необходимая обработка сигнала, в частности, цифровая фильтрация. Цифро-аналоговый преобразователь и усилитель тока формируют требуемый уровень тока для источника накачки. Блок управления источником накачки на этапе настройки может управляться вручную от персонального компьютера. Регулировочная цепь может быть замкнута как непосредственно, согласно структурной схеме, так и через персональный компьютер, который на этапе отладки аппаратуры может заменить встроенный контроллер.

В составе КСЧ преобразователь частоты служит для переноса спектра частот из диапазона работы квантового дискриминатора в диапазон выходных частот КСЧ или обратно. В соответствии с этим можно рассматривать два принципа получения высокостабильной выходной частоты – с переносом "вверх" и с переносом "вниз". В первом случае источником сигнала опорной частоты является высокостабильный подстраиваемый кварцевый генератор, частота которого умножается преобразователем частоты до частоты квантового перехода дискриминатора (рис. 30).

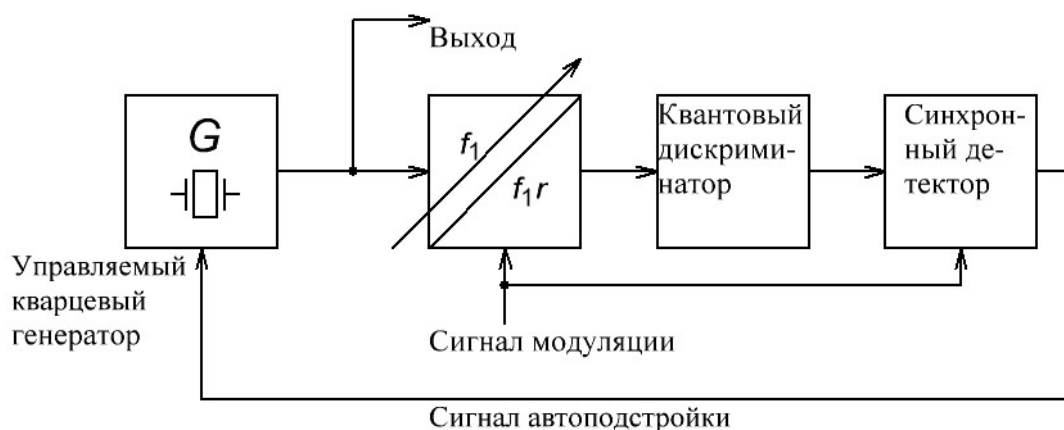


Рис. 30. КСЧ с переносом опорной частоты "вверх"

Во втором случае источником сигнала опорной частоты является высокостабильный перестраиваемый генератор, частота выходного сигнала которого лежит непосредственно в диапазоне частот квантовых переходов дискриминатора (рис. 31). В последнем случае для получения значения выходной частоты КСЧ в мегагерцовом диапазоне требуется делитель частоты.

Таким образом, в первом случае преобразователь частоты представляет собой умножитель частоты с дробным коэффициентом, во втором – делитель с дробным коэффициентом.

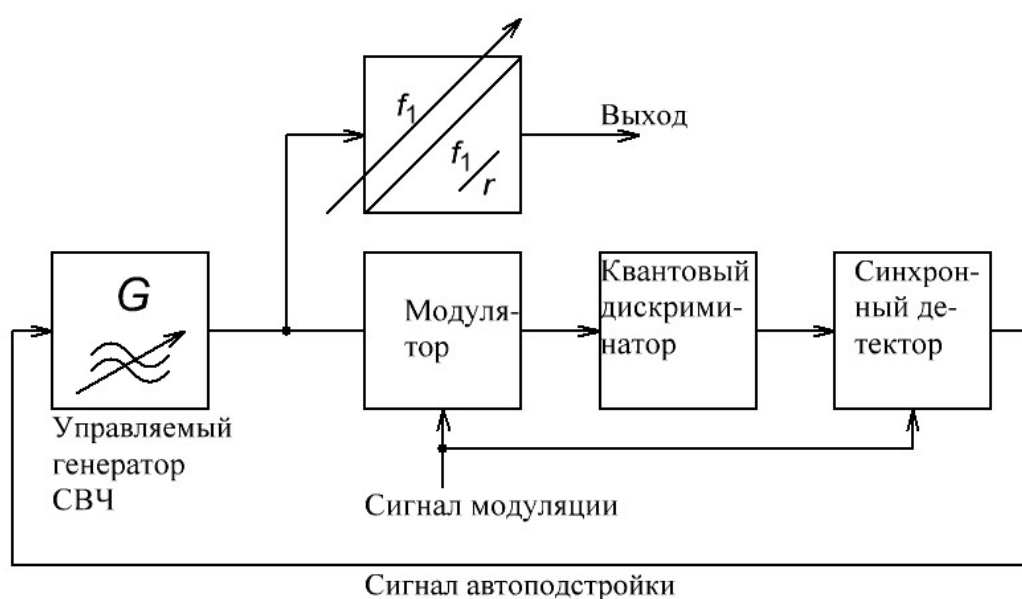


Рис. 31. КСЧ с переносом опорной частоты "вниз"

Отметим две особенности, предъявляющие дополнительные требования к структурному и схемотехническому построению преобразователя частоты:

- 1) для перестройки выходной частоты необходимо обеспечение регулировки коэффициента умножения или деления частоты, причем шаг этой регулировки, как правило, должен быть достаточно малым.
- 2) для получения двусторонней дискриминационной характеристики квантового дискриминатора необходимо введение в сигнал частотной модуляции (манипуляции).

Рассмотрим, к каким ограничениям это приводит.

Преобразование частоты "вверх" может выполняться как методом умножения частоты на нелинейных элементах, так и на основе системы

фазовой автоподстройке частоты, а также комбинацией этих методов. При построении умножителя частоты на нелинейных элементах для обеспечения дробности коэффициента умножения и введения модуляции необходимо введение в цепь умножения смесительных схем. Такое построение требует применения высокодобротных полосовых фильтров, дополнительных усилителей, компенсирующих потери мощности при умножении и смещении, и поэтому представляется менее предпочтительным.

В случае умножителя с фазовой автоподстройкой (рис. 32) естественным решением является применение в петле делителя с переменным дробным коэффициентом деления. Изменяя коэффициент деления по закону модуляции в сигнал обратной связи фазовой автоподстройки можно ввести модуляцию.

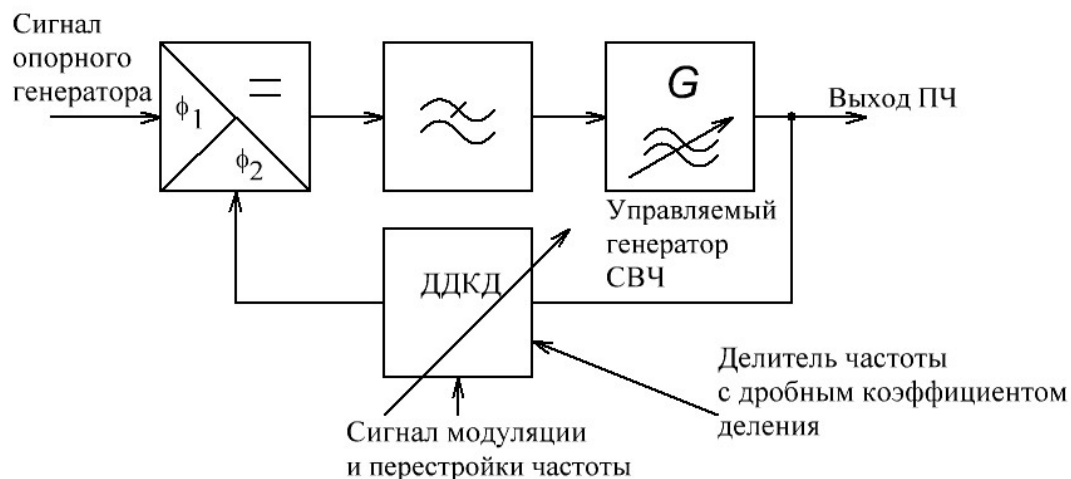


Рис. 32. Умножитель с ФАПЧ

Схемотехнически делитель с переменным дробным коэффициентом деления чаще всего строится на основе коммутируемых делителей частоты с постоянным целым коэффициентом деления. Однако в состав делителя может быть включен синтезатор прямого цифрового синтеза – Direct Digital Synthesizer. В русскоязычной литературе они называются цифровыми вычислительными синтезаторами. Цифровые вычислительные синтезаторы в принципе способны обеспечить сколь угодно мелкий шаг перестройки частоты, однако энергопотребление микросхемы напрямую зависит от ее входной частоты.

Следует заметить, что интегральные микросхемы цифровых вычислительных синтезаторов зачастую обладают некоторой

функциональной избыточностью по отношению к применению в качестве делителя частоты с дробным коэффициентом деления. Поэтому, если требования по шагу перестройки частоты ограничены десятными – сотыми долями герца, то применение цифровых вычислительных синтезаторов не оправдано.

Генератор, управляемый напряжением, входящий в состав системы фазовой автоподстройки частоты, должен работать на частотах в диапазоне частоты квантового перехода дискриминатора. Долговременный дрейф частоты этого генератора компенсируется относительно быстродействующей системой фазовой автоподстройки.

В качестве колебательной системы управляемого генератора в диапазоне сверхвысоких частот целесообразно использовать керамические коаксиальные или диэлектрические дисковые резонаторы. Диэлектрические резонаторы в принципе обладают большей добротностью, а генераторы на их основе обладают лучшими спектральными свойствами. Однако электронное управление частотой генерации в широком диапазоне осложнено конструктивными особенностями. Одним из возможных путей построения таких генераторов являются технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС). Достигнутая добротность объемных МЭМС-резонаторов составляет 500...5000. Автогенераторы, построенные на основе таких резонаторов, сопоставимы по стабильности частоты с кварцевыми резонаторами.

Самостоятельная реализация МЭМС-автогенератора, с учетом снижения массогабаритных показателей и энергопотребления, требует современной полупроводниковой технологии, позволяющей совместить на одной подложке электрические и трехмерные электромеханические компоненты.

Дополнительная сложность возникает при обеспечении модуляции. Поскольку выходная частота КСЧ образуется из выходной частоты генератора сверхвысокой частоты, внутренняя модуляция недопустима. Внешняя модуляция может быть выполнена по схеме со смещением частот, например приведенной на рис. 33.

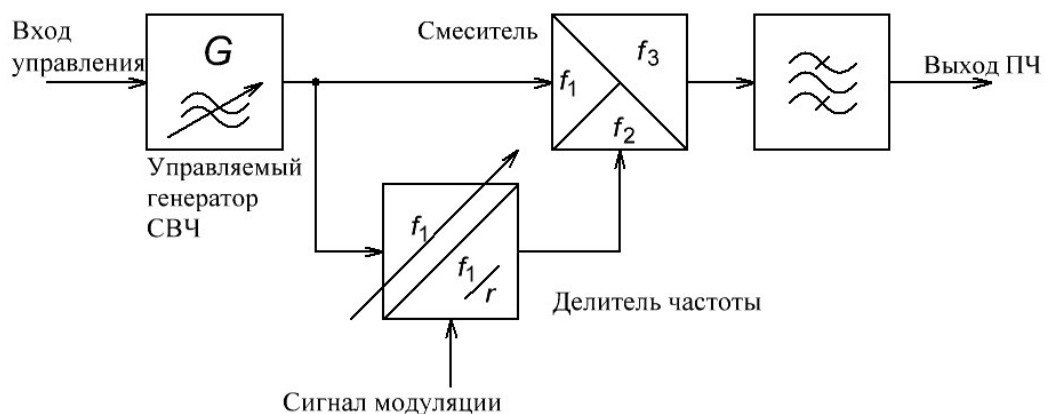


Рис. 33. Обеспечение модуляции с применением смесителя.

В другом варианте внешний частотный модулятор строится по схеме, приведенной на рис. 34.

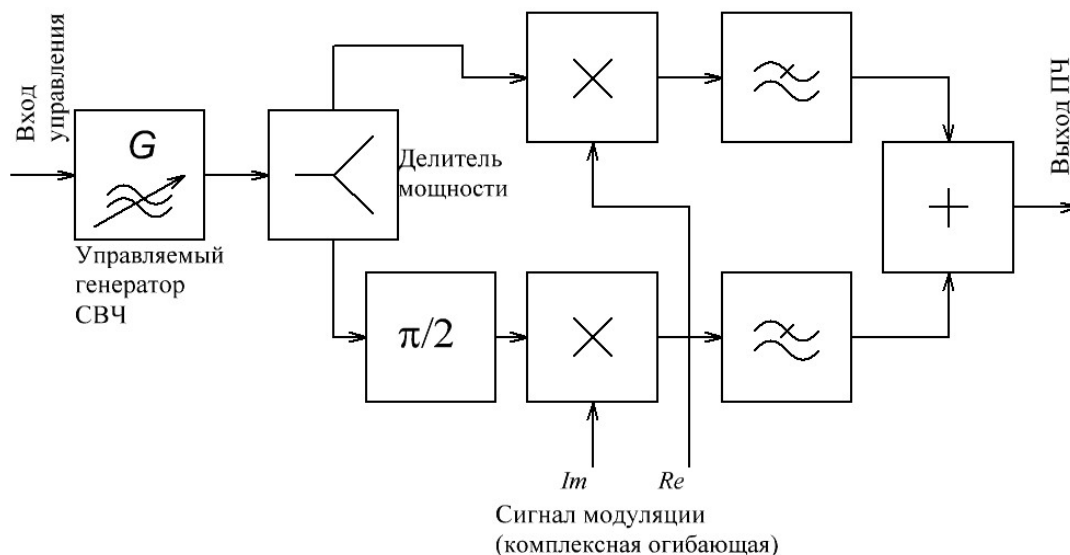


Рис. 34. Обеспечение модуляции с применением комплексного перемножителя

Здесь использована схема квадратурного модулятора, реализующая перемножение несущего колебания с комплексной огибающей (модулирующим сигналом). В этой схеме чрезвычайно важной является точность амплитудной и фазовой балансировки синфазного и квадратурного каналов перемножения.

Как видно из краткого описания оба способа преобразования частоты требуют выполнения схожих операций.

Рассмотрим кратко современную элементную базу для построения преобразователей частоты. Для построения синтезаторов частот, в том

числе с делителями частоты с дробным коэффициентом деления, рядом компаний серийно производятся интегральные микросхемы. Среди мировых лидеров можно выделить компании Analog Devices, National Semiconductor, Hittite Microwave Corporation, продукция которых отражает передовые достижения в этой области. Как правило, на одном кристалле реализованы частотно-фазовый детектор, делители частоты с программируемым коэффициентом деления, схема, обеспечивающая загрузку управляющих кодов, схема обнаружения захвата частоты. Опционально микросхемы имеют отладочные режимы, некоторые допускают возможность модуляции коэффициента деления. Входные частоты достигают десятков гигагерц, частоты опорного сигнала – сотней мегагерц. Энергопотребление микросхем зависит от состава блоков, входящих в их состав, и составляет 16...250 мВт.

Для применения в макете преобразователя частоты малогабаритного КСЧ представляется привлекательной микросхема синтезатора частот с дробным коэффициентом деления ADF4158 компании Analog Devices. Она предназначена для работы с сигнальными частотами до 6 ГГц, имеет 25-разрядный код управления коэффициентом деления, энергопотребление 25 мВт и возможность модуляции коэффициента деления.

В ряде случаев в схемах преобразователей частоты удобно использовать делители частоты с фиксированными коэффициентами деления. Серийно производится широкий спектр таких делителей. В качестве примера можно привести микросхемы серии ADF5000/5001/5002, с коэффициентом деления 2, 4, 8. Делители способны работать с входными сигналами до 18 ГГц и имеют энергопотребление 100 мВт.

При реализации преобразователя частоты на основе умножителей частоты с нелинейными элементами принципиально возможно использование стандартных микросхем и модулей удвоителей и утроителей частоты. Однако цепочка умножителей с фильтрами и усилителями, компенсирующими потери в умножителях, оказывается в этом случае слишком длинной, габариты и энергопотребление неоправданно высокими.

В ряде случаев для обеспечения настроечных операций при исследовании линий квантовых переходов квантового дискриминатора может потребоваться мелкий шаг перестройки частоты, недостижимый

при использовании делителей с дробным коэффициентом деления. Для этих целей в цепь делителя частоты или в цепь опорного кварцевого генератора может быть установлен цифровой вычислительный синтезатор. В настоящее время существует широкая номенклатура цифровых вычислительных синтезаторов с входными частотами до 3,5 ГГц и разнообразием сервисных функций, таких как фазовая или частотная модуляция, регулировка выходной мощности, выбор формы выходного колебания.

Следует заметить, что в составе КСЧ различные электронные блоки несут совершенно различную функциональную нагрузку, и могут потребовать различной технологической базы. В частности управляющий контроллер работает с цифровыми сигналами и должен содержать встроенную память, в том числе энергонезависимую. С другой стороны схемы дробных делителей частоты с переменным коэффициентом деления работают с входными сигналами гигагерцового диапазона, должны обеспечивать предельно малые дрожания фронтов. Технологии производства и даже топологические принципы разработки кристаллов для выполнения этих функций принципиально различны.

Блок системы автоматической подстройки частоты структурной схемы КСЧ (рис. 35) предназначен для подстройки частоты кварцевого генератора.

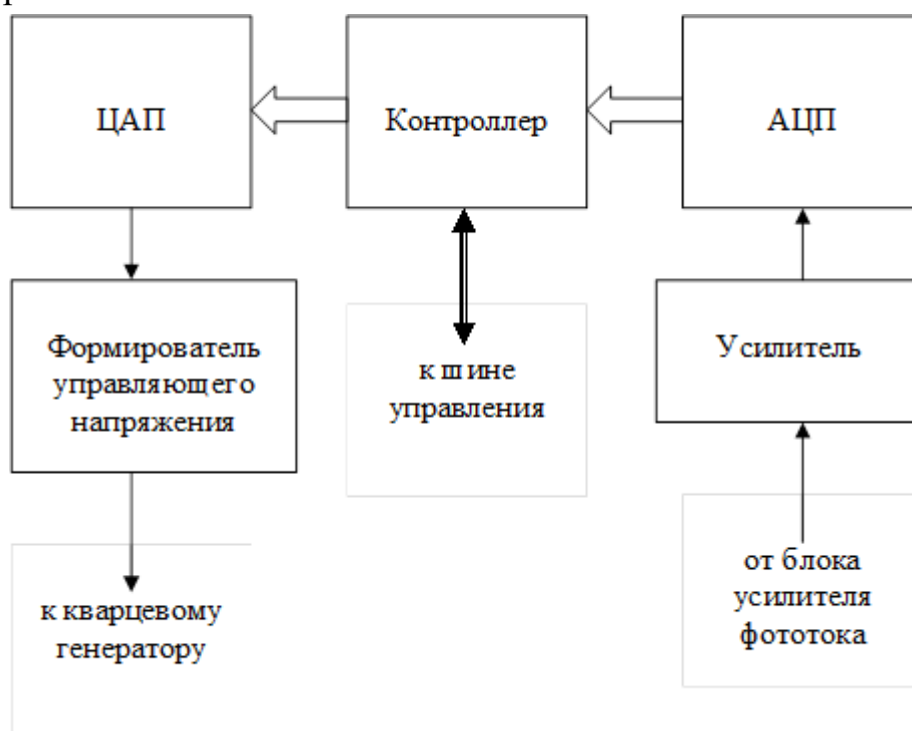


Рис.35. Структурная схема блока системы АПЧ

Напряжение подстройки вырабатывается на основе сигнала полученного с квантового дискриминатора.

Поступивший от блока усилителя фототока сигнал усиливается, фильтруется усилителем, который масштабирует его к входному динамическому диапазону аналого-цифрового преобразователя. Оцифрованный сигнал поступает на вход микроконтроллера (контроллера), где осуществляется его цифровая обработка. Значение сигнала в цифровом выражении по шине управления, при необходимости, передается в персональный компьютер. Усилитель фототока фотоприемника обеспечивает минимальный уровень собственного шума с одной стороны и передачу сигнала в две схемы регулирования – тока лазера и петлю автоматической подстройки частоты. Для этих целей схема выполняется двухкаскадной: первый каскад оптимизирован по шумам, второй - обеспечивает работу на две линии связи. На этапе отладки аппаратуры и программного обеспечения функции встроенного контроллера реализует персональный компьютер. Благодаря наличию шины управления данные полученные в результате аналого-цифрового преобразования и данные отправленные на цифро-аналоговый преобразователь могут обрабатываться программным обеспечением пользовательского уровня.

Лазерный модуль состоит из трех частей: полупроводникового лазера, датчика температуры, микрохолодильника – элемента Пельтье. Датчик температуры позволяет осуществлять оценку текущего температурного режима. На основе этих показаний блок управления термостатом и вырабатывает соответствующее управляющее воздействие, а именно уровень тока, который подается на микрохолодильник.

Структура блока управления термостатом приведена на рис. 36. Она включает контроллер, аналого-цифровой и цифро-аналоговый преобразователи и контроллер с модулем Пельтье. Контроллер осуществляет передачу данных о требуемой температуре из персонального компьютера и значение реальной температуры в персональный компьютер. Цифро-аналоговый преобразователь необходим для получения аналогового напряжения, уровень которого определяет требуемую температуру лазера. Аналого-цифровой преобразователь предназначен для оцифровки и передачи в микроконтроллер, а затем в персональный компьютер текущего значения температуры.

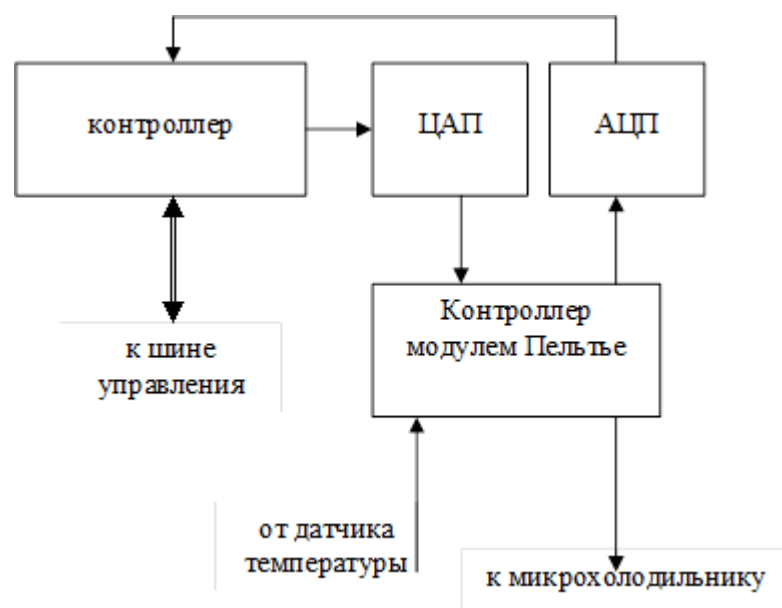


Рис. 36. Блок управления термостатом рабочей ячейки

Структура блока управления магнитным полем приведена на рис. 37. В ее состав входит микроконтроллер (контроллер), предназначенный для получения команд из персонального компьютера, цифро-аналоговый преобразователь и усилитель тока. Управление магнитным полем может осуществляться вручную из программы пользовательского уровня.



Рис. 37. Блок управления магнитным полем

На рис.35-37 блоки КСЧ содержат одинаковые функциональные элементы, такие как микроконтроллеры (контроллеры), аналого-цифровые и цифро-аналоговые преобразователи, усилители. Следовательно, их можно строить на основе унифицированного конструктивного исполнения с модификациями под конкретную задачу. Поскольку в данном случае не предъявляются требования повышенного быстродействия, могут быть применены различные схемные решения при реализации перечисленных функциональных блоков КСЧ.

13. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КСЧ И КМОН

В настоящее время КСЧ применяются в различных областях науки и техники, таких как радионавигация, радиоастрономия, служба точного времени, а также системы координатно-временного обеспечения народного хозяйства и оборонного комплекса. Благодаря высоким точностным характеристикам, малым габаритам, массе и сравнительно небольшой стоимости (КСЧ ГЯ) подобные устройства широко применяют в наземной, морской, авиационной и космической аппаратуре, обеспечивая ее синхронизацию в реальном масштабе времени.

Подобно тому, как с помощью оптических телескопов исследуется световое излучение звезд, в радиоастрономии исследуется спектр их излучения в области радиоволн. Так как разрешающая способность телескопа зависит от отношения длины волны к размеру его апертуры, то этот параметр обычного радиотелескопа оказывается примерно в миллион раз хуже оптического. Однако если наблюдение за одной и той же звездой ведется с помощью двух радиотелескопов, размещенных на противоположных сторонах планеты, и если принимаемые ими радиоволны согласованы во времени, то подобная ситуация эквивалентна наблюдению с помощью одного телескопа с апертурой, равной расстоянию между двумя радиотелескопами. Разрешающая способность такой комбинации превосходит разрешение даже самого большого одиночного оптического телескопа в том случае, если с помощью атомных часов обеспечить жесткую временную синхронизацию радиотелескопов.

В системе спутниковой связи (например, ГЛОНАСС) ряд спутников, снабженных точными атомными часами, передают сигналы в

определенное время, так что любой наблюдатель, принимая и анализируя сигналы от четырех таких спутников, может определить свое положение с точностью до десяти метров и правильное время с точностью до одной стомиллионной доли секунды. Однако при движении спутника по орбите на точность показаний его бортовых КСЧ оказывают влияние внешние факторы, такие как геомагнитное поле, гравитация, скорость движения спутника и температура. Это приводит к существенным погрешностям в системах спутниковой навигации. Например, вариации магнитного поля Земли, обусловленные как перемещением спутника в геомагнитном поле, так и явлениями в ионосфере (влияние космических излучений) приводят к сдвигам частоты бортовых КСЧ [18, 19].

В качестве примера использования атомных часов в дальней космической связи проиллюстрируем их навигационные возможности при полете американского космического корабля «Вояджер» к планете Нептун. Успех этой миссии зависел от наземных средств управления космическим кораблем, что и было достигнуто с помощью трех больших радиотелескопов, каждый из которых передавал кодированный сигнал на «Вояджер», который в свою очередь передавал сигналы обратно к телескопам. По затраченному времени прохождения сигналов определялось расстояние от каждого из телескопов, что позволяло установить координаты космического корабля. Ввиду вращения Земли (а на прохождение электромагнитной волны до планеты Нептун требуется восемь часов) в некоторых случаях было необходимо, чтобы передача сигнала и его прием осуществлялся двумя разными радиотелескопами. Для достижения требуемой точности на каждом из телескопов были установлены КСЧ, позволявшие обеспечить необходимую временную привязку сигналов.

Определенные перспективы малогабаритные и миниатюрные КСЧ имеют в малогабаритных телекоммуникационных устройствах, радионавигации и в прецизионной измерительной аппаратуре (частотомерах, компараторах и т.п.).

Сравнительный анализ характеристик и применений КСЧ ГЯ за последние десятилетия показывает, что подобные устройства востребованы прежде всего из-за их компактного размера (характерный объем соответствует от 1 до 50 см³) и относительно низкой цены. Они находят наиболее широкое применение в областях, где требуется

стабильность на уровне $10^{-10} - 10^{-12}$, поскольку стоимость, габариты и энергопотребление кварцевых генераторов, обладающих такими показателями становятся значительными. Общая тенденция разработок современных малогабаритных КСЧ ГЯ позволяет прогнозировать достижение их лучшими образцами относительной кратковременной нестабильности на уровне $10^{-13} - 10^{-14}$.

Геологоразведка и биомагнетизм, системы магнитного наведения и служба сейсмической разведки, исследования магнитосферы планет Солнечной системы - далеко не полный перечень областей применения КМОН для практических и научных целей. Обеспечивая огромную чувствительность абсолютных и относительных измерений индукций магнитного поля (сравнимую лишь с точностью измерений времени, имеющих ту же физическую основу) КМОН применяются и в составе экспериментов фундаментального профиля для измерения и уточнения атомных констант. При использовании КМОН в исследованиях магнитного поля Земли (МПЗ) можно выделить два типа измерений.

1. Абсолютные измерения модуля МПЗ и его вековых вариаций (разовых изменений геомагнитного поля с периодом пять - шесть столетий) на основе прецизионных КМОН. В настоящее время достижимая стабильность отсчета стационарного прибора достигает 10 пТл, а в перспективе ожидается 1 пТл. Последняя цифра может быть достигнута в условиях реализации предельно узких резонансов (вплоть до 10 пТл), если одновременно не ставить задачу достижения максимальной чувствительности. Такого рода абсолютные и разностные (градиентные) измерения на базе произвольной длины представляют большой интерес в связи с проблемами выявления медленных динамических процессов в земной коре от накопления сейсмических напряжений до дрейфа континентов. В качестве примера перспективного применения высокоточных магнитных измерений отметим работу по поиску связи между длинно-периодными вариациями МПЗ и глобальными модами колебаний Земли.

2.Сверхвысокая вариационная чувствительность КМОН вплоть до $10 \text{ фТл/Гц}^{-1/2}$, реализуемая в интервалах до сотен секунд, представляет интерес для изучения короткопериодных вариаций модуля и пространственных производных модуля МПЗ. Это позволяет судить о локализации и динамике ионосферных возмущений, а также позволяет

подавлять ионосферные шумы МПЗ, используя их высокую пространственную когерентность.

Актуальной проблемой в последнее время стал достоверный поиск и идентификация взрывоопасных предметов с ферромагнитными оболочками, осуществляемый с помощью КМОН путем регистрации магнитных аномалий. Как правило, такой поиск осуществляется системой КМОН, построенной в виде градиентометра с жесткой базой. Это позволяет минимизировать магнитные шумы и обеспечить наибольший контраст исследуемого магнитного объекта.

В силу своей рекордной чувствительности КМОН способны измерять индукцию слабых магнитных полей, порожденные биотоками живых организмов. Примером использования КМОН для медицинских целей является магнитокардиограмма – диагностический бесконтактный метод регистрации магнитного поля биообъекта. Опыт показывает, что амплитуды характерных зубцов ЭКГ здоровых людей колеблются в достаточно узком диапазоне, в то время как на магнитокардиограмме этот диапазон гораздо шире [20].

14. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПОГРЕШНОСТИ КСЧ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Основными причинами ухудшения метрологических характеристик КСЧ с оптической накачкой являются световые сдвиги резонансной частоты и влияние вариаций внешнего магнитного поля [21].

Световой сдвиг частоты КСЧ $\Delta\nu$ связан с действием на атомы рабочего вещества нерезонансных компонент спектра накачки и, как показано в работе [22], его тензорная составляющая зависит от угла θ между направлениями магнитного поля H и света накачки согласно выражению:

$$\Delta\nu = \alpha(1 - 3\cos^2\theta) \quad (8)$$

где α - масштабный коэффициент, величина которого определяется интенсивностью и спектральным составом источника накачки.

В варианте ламповой оптической накачки паров ^{87}Rb с изотопическим фильтром величина сдвига $\Delta\nu$ колеблется в пределах от единиц до десятков герц в зависимости от темпа накачки и температуры ячейки фильтра при вариации угла θ в диапазоне $0 - 90^\circ$ [9]. Как правило, рабочее магнитное поле КСЧ ориентируется в направлении, совпадающем с оптической осью устройства, когда угол θ близок к нулю. Однако, в условиях вариаций внешнего геомагнитного поля ($\sim 0,5$ Э) по величине и направлению угол θ не остается постоянным, что неизбежно приводит к флуктуациям резонансной частоты устройства [10].

Влияние рабочего магнитного поля КСЧ на измеряемую частоту ν следует из функциональной зависимости [11]:

$$\nu = \nu_0 + \beta H^2 \quad (9)$$

где ν_0 - частота атомного перехода, H – напряженность рабочего магнитного поля в зоне размещения камеры поглощения, β - масштабный коэффициент.

Применительно к наиболее распространенным рабочим веществам, практикуемым в технике атомных стандартов частоты - атомам водорода, ^{87}Rb и ^{133}Cs величины ν_0 и β соответственно равны: 1420 МГц и 2773 Гц/Э² (0,433 Гц*А⁻²*м²) 6835 МГц и 570 Гц/Э² (0,089 Гц*А⁻²*м²), 9192 МГц и 430 Гц/Э². (0,067 Гц*А⁻²*м²),

Из (9) следует, что вариации рабочего магнитного поля H , связанные с внешним геомагнитным полем, приводят к соответствующим флуктуациям частоты КСЧ, величина которых определяется напряженностью поля H и коэффициентом экранирования магнитного экрана. Примечательно, что требования к величине рабочего магнитного поля и качеству магнитного экрана КСЧ на водороде и парах щелочных металлов радикально различаются, что обусловлено существенным различием в магнитной чувствительности их резонансных частот. Так, например, в рабочем магнитном поле внутри экрана 0,1 Э при коэффициенте ослабления геомагнитного поля 1000 относительный сдвиг частоты КСЧ на атомах водорода, ^{87}Rb и ^{133}Cs будет наблюдаться на уровне $2 \cdot 10^{-10}$, 10^{-11} и $5 \cdot 10^{-12}$ соответственно.

Приведенные выше численные оценки показывают необходимость в случае водородного аналога КСЧ использовать многослойные магнитные

экраны с фактором экранирования не ниже 10^5 и относительно слабые магнитные поля в зоне размещения накопительной колбы (на уровне 0.01 Э) [12]. Все это негативно сказывается на габаритах и массе водородного КСЧ, что создает определенные трудности его применения в бортовой аппаратуре.

Для атомов щелочных металлов – цезия и рубидия - сравнительно низкая чувствительность резонансной частоты к магнитному полю в известной степени решает проблему магнитного экранирования камеры поглощения с рабочим веществом. что позволяет на порядки уменьшить габариты и массу КСЧ по сравнению с вариантом на пучке атомов водорода. С другой стороны, для уменьшения перекрытия соседних линий СВЧ переходов в сверхтонкой структуре щелочных атомов требуется на порядок более высокое (по сравнению с водородным аналогом) рабочее магнитное поле (на уровне 0.1 Э) [13]. При этом для уменьшения влияния геомагнитного поля на резонансную частоту КСЧ также приходится использовать магнитные экраны с достаточно высоким (хотя и меньшим в сравнении с водородным КСЧ) коэффициентом экранирования. Специфической особенностью подобных экранов является резкое различие в поперечном и осевом коэффициентах экранирования геомагнитного поля. Так, например, в работе [23] указывается, что отношение этих коэффициентов для малогабаритного рубидиевого КСЧ объемом менее 3 см^3 . достигает величины 10^4 . Таким образом, изменение направления геомагнитного поля по отношению к оси КСЧ (например, в процессе движения спутника по орбите) автоматически должно приводить к вариациям магнитного поля внутри экранной конструкции КСЧ, а, следовательно, и к ориентационным измерительным погрешностям.

В качестве примера используем данные работы [24], где отмечается, что при фиксированной ориентации устройства в геомагнитном поле, коэффициенте экранирования 3067 и рабочем магнитном поле 40 mG среднеквадратичная относительная вариация частоты КСЧ за время усреднения 10^5 секунд составляет $2,7 \cdot 10^{-15}$. Если предположить, что указанный выше коэффициент соответствует осевому фактору экранирования магнитного экрана, несложно подсчитать, что за то же время наблюдения при изменении ориентации КСЧ на 90° относительно направления геомагнитного поля сдвиг измеряемой частоты будет на три порядка выше приведенного значения.

Ориентационные погрешности КСЧ с оптической накачкой определяются не только вариациями магнитного, но и существенно зависят от сорта рабочего вещества и параметров источника накачки. В качестве таких источников в технике подобных устройств используют спектральные лампы и диодные лазеры, главным отличием которых от традиционных ламповых источников является узкая ширина спектра излучения и необходимость автоподстройки частоты под линию атомного перехода [15]. Такая автоподстройка позволяет значительно подавить световой сдвиг частоты, используя для коррекции кварцевого генератора сигнал ошибки, пропорциональный отстройке частоты лазера относительно атомной линии [16]. Однако, подобная методика оправдана лишь в случаях фиксированной ориентации датчика КСЧ в магнитном пространстве. При изменении этой ориентации, даже в режиме автоподстройки частоты лазера, устройство приобретает ориентационный сдвиг $\Delta\nu$ согласно выражению (8). Последнее связано с тем обстоятельством, что в условиях лазерной накачки нулевые значения светового и ориентационного сдвига частоты наблюдаются при разных отстройках частоты лазера относительно линии атомного перехода. Так, например, по данным работы [25] в точке нулевого светового сдвига частоты ориентационная погрешность при интенсивности лазера 100 мкВт на кв. см наблюдается на уровне 10^{-9} при изменении угла θ на 90° . Наличие магнитного экрана значительно уменьшает девиацию этого угла, однако, даже тысячекратное ее ослабление может вызвать ориентационный сдвиг частоты КСЧ на уровне 10^{-12} .

Используя методику частотной модуляции линии излучения лазера, удается подавить как световой, так и ориентационный сдвиг частоты радиооптического резонанса, что радикально отличает КСЧ с лазерной накачкой от лампового аналога, в котором используется изотопический фильтр на парах ^{85}Rb . При этом практическая реализация модуляционной методики в устройствах с лазерной накачкой затруднена необходимостью тщательного выбора соответствующего индекса и частоты модуляции, при которых одновременно достигается минимум светового и ориентационного сдвига частоты КСЧ.

В схемах КСЧ на парах рубидия с ламповой накачкой модуляционная методика подавления светового сдвига принципиально неработоспособна, однако этот сдвиг может быть сведен к минимуму подбором

соответствующей температуры ячейки фильтра. При этом относительная величина ориентационного сдвига частоты практически не меняется в диапазоне рабочих температур ячейки фильтра, оставаясь на уровне 10^{-9} при постоянной интегральной интенсивности источника накачки 100 мкВт/см^2 .

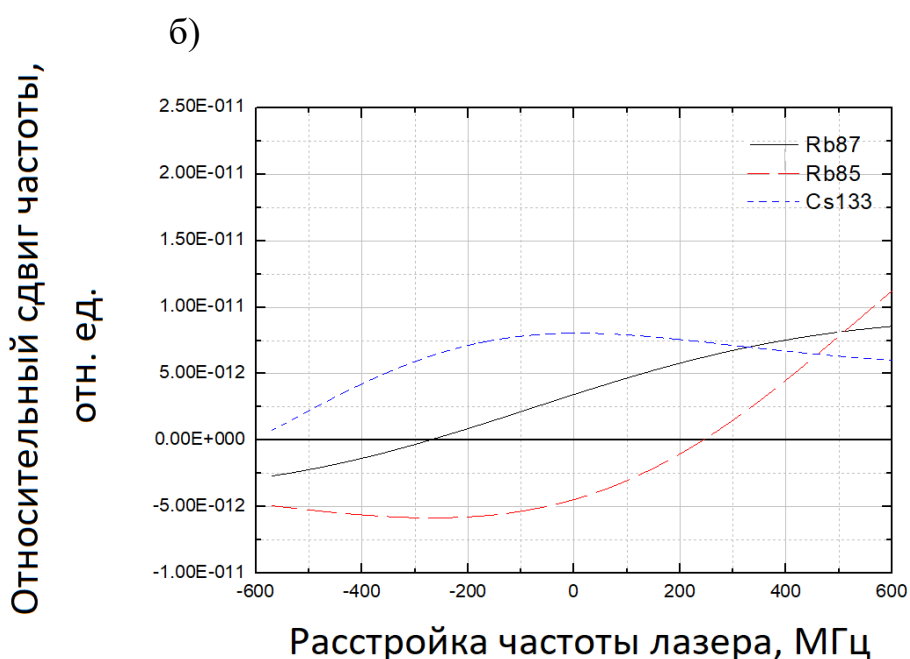
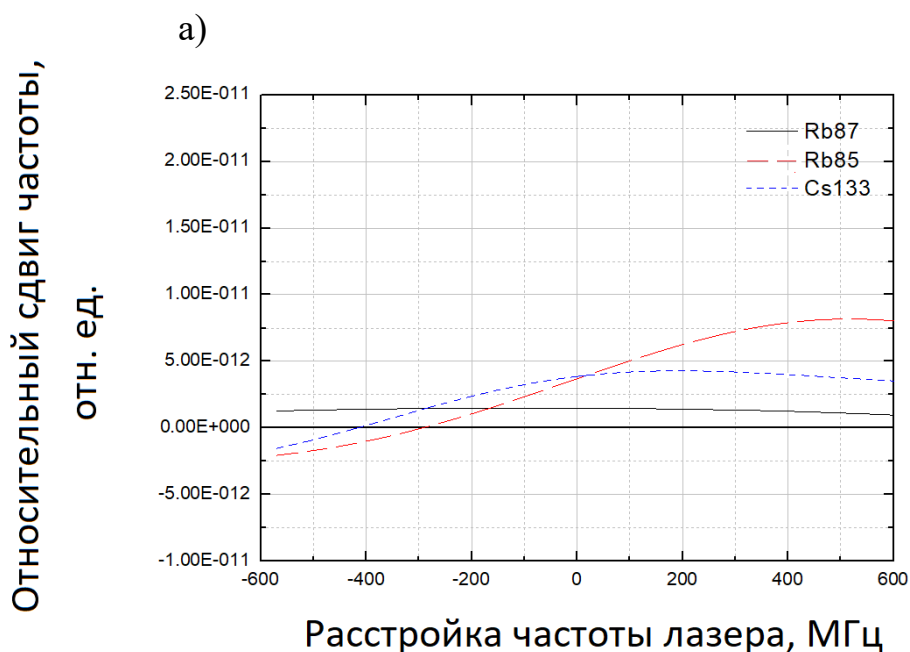
В погрешности определения координат спутника помимо ориентационной погрешности бортовых КСЧ необходимо учитывать и целый ряд сторонних факторов, таких как релятивистские эффекты, шумы приемника, а также влияние тропосферной и ионосферной задержки. Однако на практике центральную роль в ошибках эфемерид спутников играют погрешности бортовых атомных часов. Так, например, по данным работы [26] их вклад в суммарную погрешность эфемерид может достигать 50%.

15. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПОГРЕШНОСТИ КСЧ С ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

В расчетах ориентационной погрешности КСЧ не оговаривались параметры источника накачки, поскольку использовалась функциональная зависимость частоты устройства от модуля рабочего магнитного поля в соответствии с выражением (9). При этом, в рамках сделанных предположений о многократном превышении поперечного коэффициента экранирования над осевым, учитывалась только осевая компонента приращения магнитного поля. При использовании лазерных источников накачки может возникнуть дополнительный источник ориентационной погрешности, вызванный световым сдвигом частоты (8).

Как отмечалось выше, специфической особенностью лазерной накачки является несовпадение настроек лазера, при которых одновременно достигается точка нулевого светового и ориентационного сдвига частоты. Применительно к атомам щелочных металлов лазер накачки может быть настроен либо D_1 , либо на D_2 линию головного дублета, в каждой из которых существуют две компоненты электро-дипольного перехода – длинноволновая (ДВ) и коротковолновая (КВ). Как показано в [27] для разных щелочных изотопов при одной и той же мощности источника величина светового и ориентационного сдвига существенно различаются, что предполагает проведение более детального анализа условий лазерной

накачки, при которой реализуется минимальная ориентационная погрешность КСЧ. Результаты аналитических исследований в этом направлении применительно к атомам изотопов ^{87}Rb , ^{85}Rb , и ^{133}Cs представлены на рис. 38 в виде зависимостей относительного сдвига частоты в функции расстройки частоты лазера при изменении угла θ на один градус и мощности излучения накачки 100 мкВт/см^2 (ширина линии лазера накачки 10 МГц , давление буферного газа в газовой ячейке 10 торр).



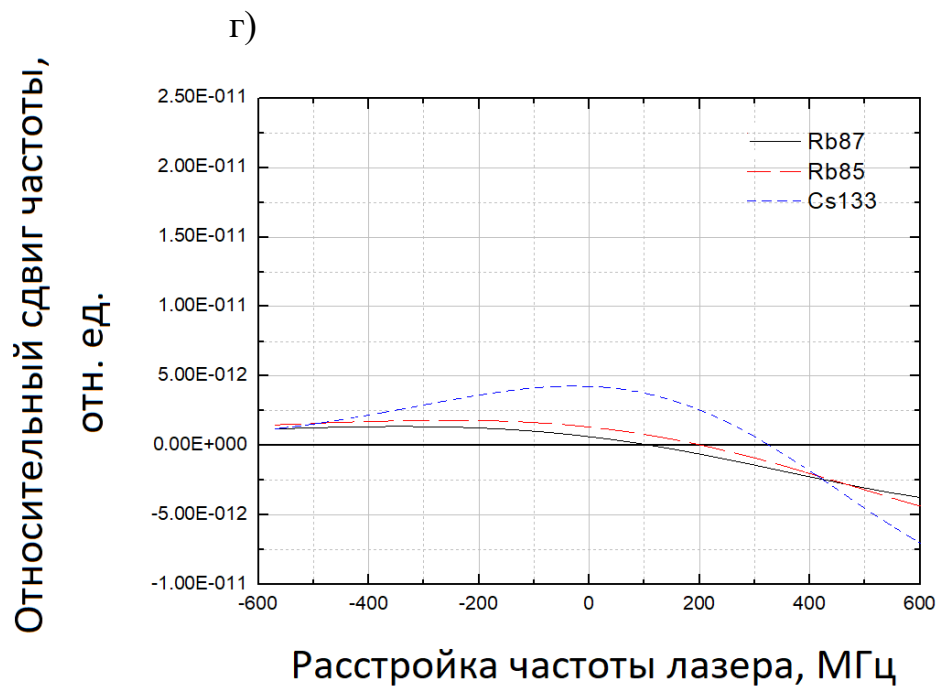
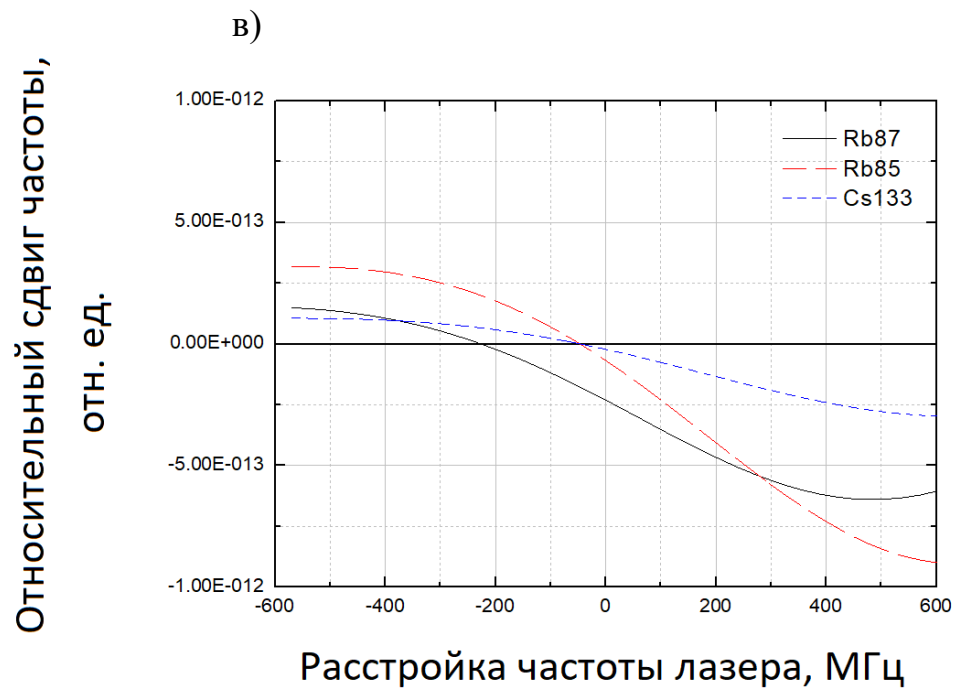


Рис. 38 Относительный сдвиг частоты при настройке лазера:
 а) на КВ компоненту линии D_1 ; б) на ДВ компоненту линии D_1 ;
 в) на КВ компоненту линии D_2 ; г) на ДВ компоненту линии D_2

Представленные зависимости позволяют сделать следующие выводы:

1. Для всех рассматриваемых щелочных изотопов ориентационная погрешность при накачки линией D_2 на порядок меньше в сравнении с вариантом накачки линией D_1 , при этом в отличие от варианта D_1 , где ориентационная погрешность одного порядка для КВ и ДВ компонент, при накачке линией D_2 предпочтительней использование КВ компоненты, где для всех изотопов ориентационная погрешность реализуется на предельно минимальном уровне.

2. Принципиальной особенностью изотопа ^{87}Rb на фоне других щелочных изотопов является ненулевой ориентационный сдвиг частоты во всем диапазоне перестройки лазера накачки КВ компонентой линии D_1 .

Сравнительный анализ относительного ориентационного сдвига частоты в щелочных парах в условиях селективной лазерной накачки позволяет сделать однозначный вывод о предпочтительном использовании настройки лазера на КВ компоненту линии D_2 независимо от сорта рабочего вещества. Данные рис.38в позволяют прогнозировать этот сдвиг на уровне, не превышающем 10^{-14} при вариации угла θ на один градус, что практически можно не учитывать в суммарной ориентационной погрешности эфемерид спутников.

16. МЕТОД ПОДАВЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ПОГРЕШНОСТИ РУБИДИЕВОГО КСЧ

В бортовой аппаратуре мобильных систем (например, спутников системы навигации) используются рубидиевые КСЧ, точность которых подвержена влиянию внешних факторов [8, 10].

Одной из причин метрологических погрешностей рубидиевых КСЧ являются вариации геомагнитного поля по величине и направлению. Эти погрешности могут оказывать существенное влияние на зависимость частоты рубидиевых атомных часов от рабочего магнитного поля и света накачки, которая описывается следующим выражением:

$$\nu_{\text{АЧ}} = \nu_0 + \beta H^2 + R(1 - 3\cos^2 \theta), \quad (10)$$

где ν_0 – частота эталонного перехода; β – коэффициент, определяющий зависимость частоты атомных часов от рабочего магнитного поля (для атомов ^{87}Rb он равен 570 Гц/Э^2); H – напряжённость магнитного поля

внутри магнитного экрана (рабочее магнитное поле); R – коэффициент, определяющий влияние света накачки на частоту атомного перехода и зависящий от спектрального состава света накачки и его интенсивности; θ – угол между направлением света накачки и рабочим магнитным полем.

Первый член в правой части выражения (10) обусловлен квадратичной по магнитному полю зависимостью частоты рабочего перехода [24], а второй член в правой части выражения (10) – ориентационной зависимостью частоты перехода от направления магнитного поля вследствие влияния тензорной компоненты светового сдвига [21, 22].

Использование магнитных экранов не позволяет полностью исключить остаточные вариации магнитного поля в зоне размещения газовой ячейки рубидиевых КСЧ из-за наличия конструктивных особенностей (например, технологических отверстий в стенках экранов) и связанных с ним различий в коэффициентах продольного (направление вдоль света накачки) и поперечного экранирования. Эти различия особенно значимы в малогабаритных и миниатюрных устройствах, для которых актуально требование минимальных размеров магнитного экрана и его массы.

Как показали проведенные эксперименты, магнитные вариации существенно ухудшают долговременную стабильность атомных часов и точность определения координат носителя, например, спутника системы навигации. Например, в рубидиевых КСЧ с ламповой накачкой ведущую роль в ориентационной погрешности играет квадратичная по полю зависимость их частоты (βH^2) [28].

В [29] представлены результаты изучения корреляции между ориентационной погрешностью рубидиевых КСЧ, расположенных на борту спутника системы навигации Galileo и суммарной погрешности эфемериды этого спутника. В [28] проведен расчет значений компонент ориентационного сдвига частоты, связанных со световым сдвигом и квадратичной по полю зависимостью частоты рубидиевых КСЧ, а также показано, что вариации величины и направления геомагнитного поля на орбите спутников навигационных систем существенно (приблизительно в 10 раз) ухудшают их долговременную стабильность и, как следствие, точность измерений координат носителя.

Обоснование возможности подавления обусловленных геомагнитным полем частотных флуктуаций

Как было отмечено выше, различие в продольном (вдоль света накачки) и поперечном коэффициентах экранирования магнитного экрана рубидиевых КСЧ приводит к появлению ориентационной зависимости их частоты при расположении рубидиевых КСЧ в изменяющемся по величине и направлению внешнем магнитном поле (рис. 39).

Поскольку оптическая ось КСЧ привязана к направлению рабочего магнитного поля, создаваемого внутри экрана, инверсия направления этой оси автоматически приводит к инверсии этого поля относительно внешнего геомагнитного поля. Таким образом, поправка к частоте резонанса, связанная с квадратичным по полю членом, в зависимости от ориентации оптической оси КСЧ может приобретать как положительное, так и отрицательное значение. При этом характер изменения внешнего магнитного поля КСЧ относительно рабочего (внутреннего) магнитного поля не имеет существенного значения, так как изменение внешнего магнитного поля вдоль оптической оси рубидиевых КСЧ, т.е. в направлении минимального коэффициента экранирования аналогично вращению направления внешнего магнитного поля относительно оптической оси КСЧ: при направлении поля вдоль оптической оси обеспечивается минимальное экранирование, а перпендикулярно оптической оси – максимальное.

Изменение знака квадратичной по магнитному полю поправки к частоте можно использовать для подавления чувствительности рубидиевых КСЧ к ориентации геомагнитного поля, если брать среднее значение частоты двух однотипных рубидиевых КСЧ, оптические оси которых противоположно направлены (рис. 40). В этом случае происходит подавление флуктуаций их средней частоты, причем эффективность подавления зависит от степени идентичности параметров этих КСЧ.

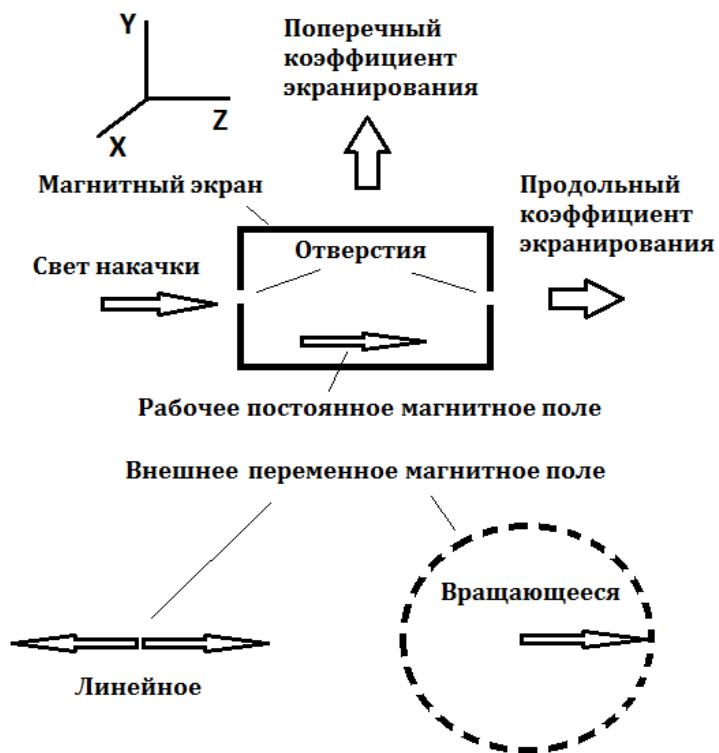


Рис. 39. Схематичное представление ориентации внутренних и внешних магнитных полей относительно магнитного экрана рубидиевых КСЧ

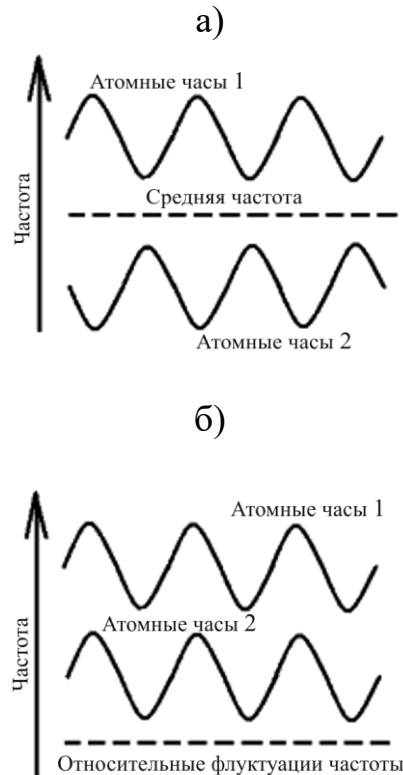


Рис. 40. Графическое представление подавления частотных флуктуаций в системе двух однотипных рубидиевых КСЧ: *a* – при усреднении частот в

случае противоположной ориентацией их оптических осей; *б* – в случае со-направленного расположения оптических осей атомных часов и измерении частоты одних часов относительно других

Экспериментальное исследование подавления обусловленных геомагнитным полем частотных флуктуаций

Для экспериментального исследования подавления ориентационной зависимости были выбраны двое однотипных малогабаритных рубидиевых КСЧ, на которые воздействовали вращающиеся или меняющиеся вдоль одного направления магнитные поля при со-направленных и противоположно направленными оптическими осями атомных часов (см. рис. 39, направление света накачки), расположенных в непосредственной близости друг от друга. Для исследования подавления флуктуаций частоты, обусловленных действием внешних магнитных полей, проводилось сравнение частот с помощью частотного компаратора. На его измерительный и опорный входы подавались сигналы КСЧ 1 и 2 (либо лабораторных атомных часов) соответственно.

Схема экспериментальной установки для исследования подавления ориентационной зависимости показана на рис. 41.

Режим подавления частотных флуктуаций при измерении частоты КСЧ № 1 относительно частоты КСЧ № 2 (рис. 40, *б*) требовал со-направленное расположение атомных часов, а режим подавления флуктуаций средней частоты двух атомных часов соответствует противоположному направлению осей атомных часов (рис. 40, *а*).

В экспериментальной установке коммерческие малогабаритные рубидиевые КСЧ размещались в центре системы катушек Гельмгольца, предназначенной для компенсации компонент лабораторного магнитного поля и создания переменных магнитных полей различной конфигурации (рис. 41). Для более наглядной демонстрации эффекта подавления флуктуаций частоты амплитуда создаваемого переменного внешнего магнитного поля составляла 0,45 Э (что соответствует величине геомагнитного поля на поверхности Земли и более чем на порядок превышает величину геомагнитного поля на орбите навигационного спутника) при изменении поля по синусоидальному закону с частотой ~ 0,01 Гц.

Рубидиевые КСЧ располагались в центре магнитной системы в однородном магнитном поле (магнитный градиент менее $0,0001$ Э/см). Сигнал КСЧ № 1 подавался на вход частотного компаратора, на опорный вход которого с помощью переключателя поступал сигнал от лабораторного рубидиевого КСЧ или сигнал от атомных часов №2, расположенных рядом с КСЧ № 1 (на расстоянии примерно 5 мм). С помощью подключенного к выходу компаратора компьютера регистрировались частотные флуктуации КСЧ № 1 и соответствующая этим частотным флуктуациям девиация Аллана при вращающемся в плоскости ZOX или меняющемся вдоль оси Z внешнем магнитном поле.

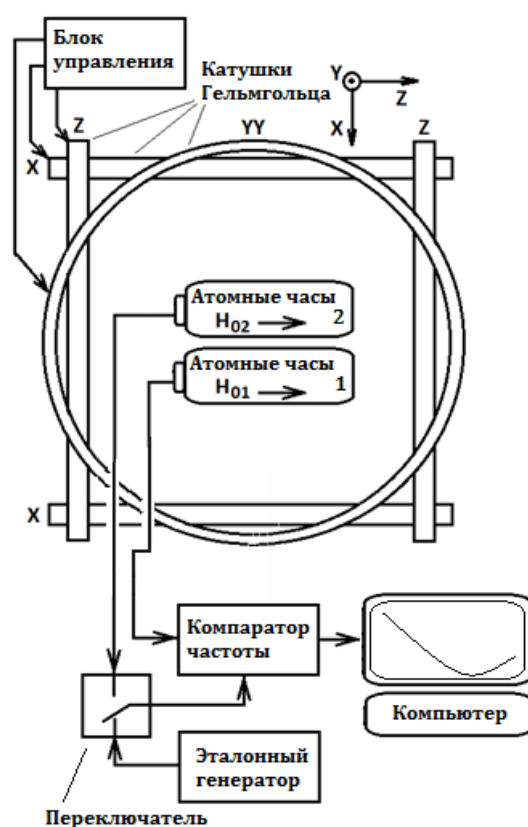


Рис. 41. Схема экспериментальной установки для исследования подавления ориентационной зависимости (со-направленное расположение рубидиевых КСЧ)

На рис. 42 графически представлены зарегистрированные относительные флуктуации частоты (усредненные за 1 с значения частоты) сигнала атомных часов 1 (сигнал 1) при подаче сигнала атомных часов 2 на опорный вход компаратора при со-направленном расположении

двух КСЧ и вращающемся магнитном поле. Временная зависимость I на рис. 42 соответствует амплитуде флуктуаций, равной $\sim 13,8 \cdot 10^{-12}$ в относительных единицах, а зависимость 3 – относительным флуктуациям частоты сигнала КСЧ № 1 при подаче на опорный вход компаратора сигнала лабораторного (эталонного) КСЧ, не подверженного влиянию внешнего переменного магнитного поля, с амплитудой флуктуаций $\sim 60 \cdot 10^{-12}$. При этом погрешность измерения размаха частотных флуктуаций равна приблизительно $\pm 3,0 \cdot 10^{-12}$.

Сравнение экспериментальных зависимостей I и 3 на рис. 42 показывает, что относительные частотные флуктуации (изменение частоты КСЧ № 1 относительно частоты КСЧ № 2), вызванные изменением ориентации внешнего магнитного поля с амплитудой $0,45 \text{ Э}$ подавляются в системе двух КСЧ при со-направленной ориентации их оптических осей более чем в 4 раза (4,3 раза) до уровня примерно 10^{-11} (см. рис. 40,б). Этот случай соответствует подавлению флуктуаций средней частоты противоположно ориентированных двух однотипных рубидиевых КСЧ (см. рис. 40,а).

В качестве примера на рис. 42 приведена зависимость 2 , которая иллюстрирует подавление относительных флуктуаций частоты КСЧ № 2 (см. рис. 41, сигнальный вход компаратора) относительно флуктуаций частоты КСЧ № 1 (см. рис. 41, вход эталонного сигнала).

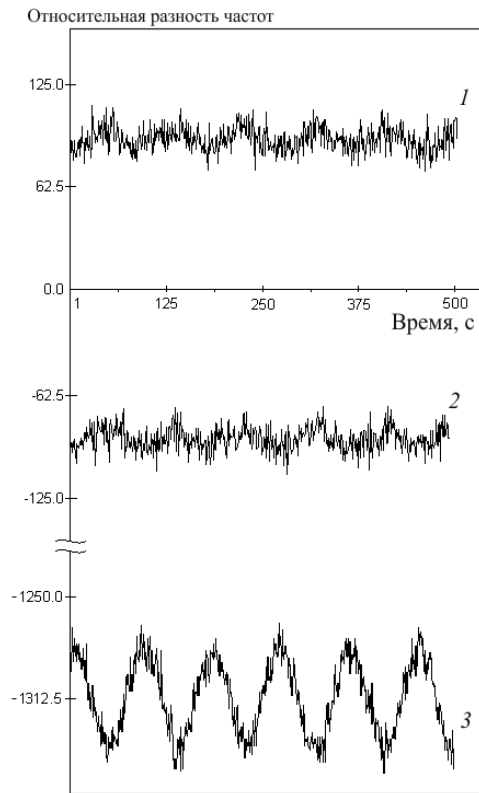


Рис. 42. Графическое представление временных зависимостей зарегистрированных относительных флуктуаций частоты рубидиевых КСЧ № 1 и № 2

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кастлер А. Нобелевские лекции по физике 1966 года. Оптические методы изучения низкочастотных резонансов / А. Кастлер // УФН. – 1967. – Т. 93, Вып.1. – С. 5 – 18.
2. Александров Е. Б. Атомно-резонансные магнитометры с оптической накачкой (обзор) / Е. Б. Александров // Труды метрологических институтов СССР. Вып. 215 (275). – Энергия 1978.
3. Александров Е. Б. Магнитометры на основе оптической накачки атомов – состояние и перспективы разработок/ Е. Б. Александров, В. А. Бонч-Бруевич, Н.Н. Якобсон // Оптический журнал. № 11. – 1993.
4. Померанцев Н. М. Физические основы квантовой магнитометрии/ Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скроцкий . – Наука, 1972.
5. Александров Е. Б. Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии (обзор) / Е. Б. Александров, А. К. Вершовский// УФН. – 2009. – №. 179. - №6.– С . 605-637.
6. Блинов Е. В. Щелочно-гелиевый магнитометр с оптической ориентацией калия/ Е. В. Блинов, Б. И. Гинзбург, Р. А. Житников, П. П. Кулешов// ЖТФ. – 1984. – №. 54, Вып. 2. – С . 154 – 159.
7. Александров Е. Б. Экспериментальная демонстрация разрешающей способности квантового магнитометра с оптической накачкой/ Е. Б. Александров, М. В. Балабас, А. К. Вершовский, А. С. Пазгалев// ЖТФ. – 2004. – №. 74, Вып.6. – С. 118-122.
8. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения/Ф. Риле// Пер. с англ. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 512 с.
9. Григорьянц В.В. Квантовые стандарты частоты/ В. В. Григорьянц, Е. М. Жаботинский, В. Ф. Золин. – М.:Наука, 1967. – 228с.
10. Knappe S. MEMS Atomic Clocks / S. Knappe// Comprehensive Microsystems. – 2006. – Vol. 3. – P. 571-612.
11. Lutwak R. Principles of Atomic Clocks/R. Lutwak// EFTF-IFCS Tutorial, San–Fransisco. – 2011.
12. Kitching J. Performance of small-scale frequency references/ J. Kitching, S. Knappe, L. Hollberg. Performance of small-scale frequency references// Proc. of International Frequency Control Symposium (IEEE), New Orleans. – 2002. – P. 442-446.

13. Kitching J. Miniature vapor-cell atomic-frequency references/ J. Kitching, S. Knappe, L. Hollberg// *Applied Physics Letters*. – 2002. – V. 81. – P. 553–555.
14. Brandt S. Buffer-gas induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz/ S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, D. Meschede// *Phys. Rev. A*. – 1997. – V. 56. – P. 1063–1066.
15. www.kernco.com: сайт KernCo Inc.
16. Stahler M. Coherent population trapping resonances in thermal 85Rb vapor: D1 versus D2 line excitation/ M. Stahler, et al.// *Optic Letters*. – 2002. – V. 27. – P. 1472–1474.
17. Lutwak R. The chip-scale atomic clock-recent development progress/ R. Lutwak, et al.// *Proc. of 35th Annual Precise Time and Time Interval Meeting (PTTI)*, San Diego. – 2003. – P. 467-478.
18. Ермак С.В. Моделирование влияния геомагнитного поля на точность атомных часов бортовой аппаратуры систем спутниковой навигации/ С.В. Ермак, Р.К. Лозов В.В. Семенов О.В. Ермак// *Радиотехника*. – 2019. – № 12. – С. 32 - 37.
19. Ermak S.V. Comparison of orientational error of an optically pumped quantum sensor in on-board equipment of Galileo and GPS satellite systems/ A.A. Baranov, Ermak S.V., Lozov R.K., Semenov V.V. // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V. 1236. – P. 012077 (1-4).
20. Полякова И.П. Магнитокардиография: историческая справка, современное состояние и перспективы клинического применения/ И.П. Полякова// *Креативная кардиология*. – 2011. – № 2. – С. 103-133.
21. Mathur B.S., Tang H., Happer W. Light shift in the alkali atoms // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 171. – P. 11-19.
22. Семенов В.В. О вкладе тензорной компоненты в световой сдвиг частоты радиооптического СВЧ резонанса в парах рубидия // *Изв. Вузов: Физика*. – 1999. – № 2. – С. 86-90.
23. Donley E.A., Hodby E., Hollberg L., Kitching J. Demonstration of high-performance compact magnetic shields for ship-scale atomic devices // *Rev.of Scientific Instruments*. – 2007. – V.78. – № 8. – P. 083102.
24. Bandi T., Affolderbach C., Stefanucci C., Merli F., Skrivervik A.K., Miletì G. Compact High-Performance Continuous-Wave Double-Resonance Rubidium Standard With $1.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ Stability // *IEEE, Trans.on Ultrasonics*. – 2014. – V.61 – № 11. – P. 1769-1778.
25. Баранов А.А., Ермак С.В., Смолин Р.В., Семенов В.В. Световые сдвиги частоты радиооптического резонанса в парах рубидия при селективной оптической накачке // *НТВ: Радиофизика*. – 2012. – № 1(141). – С. 156-160.

26. Куршин А.В. Повышение точности определения местоположения потребителей ГЛОНАСС путем увеличения частоты закладок временной информации на спутники // Труды МАИ (электронный журнал). – 2012. – № 57. – С. 1-7.
27. Баранов А.А., Ермак С.В., Семенов В.В. Подавление ориентационного светового сдвига частоты радиооптического резонанса в щелочных атомах в условиях лазерной накачки // НТВ: Радиофизика. – 2012. – №1(141). – С. 152-155.
28. Баранов А.А., Ермак С.В., Р.К. Лозов Р.К. (и др.). Влияние ориентационного сдвига частоты квантового датчика с оптической накачкой на измерения параметров орбиты спутников навигационных систем// НТВ: Радиотехника. – 2018. – №2. – С. 5-12.
29. Баранов А.А., Ермак С.В., Семенов В.В. Ориентационная зависимость светового сдвига частоты радиооптического СВЧ резонанса в парах рубидия // НТВ: Физическая оптика. – 2010. – №3(104). – С. 95-98.

Ермак Сергей Викторович

**КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ И МАГНИТОМЕТРЫ С
ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Налоговая льгота — Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3005 — учебная литература

Подписано в печать.....Формат 60x84/16.....печать.

Усл.печ.л.....Тираж.....Заказ.....

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого.

195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.