

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**

---

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО**

---

*С. В. Ермак*

**УСТРОЙСТВА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ  
СИСТЕМ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ**

**Учебное пособие**

**Санкт-Петербург  
2022**

УДК 621.375.8 (075.8)

ББК 22. 344я73

**Ермак С. В. Устройства телекоммуникационных систем на основе квантовых эффектов:** -учеб. пособие / С. В. Ермак. — СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2022. — 114 с.

Изложены физические основы метода двойного радиооптического резонанса в электронных и ядерных парамагнетиках, рассмотрены импульсные методы магнитного резонанса, когерентного пленения населённости и оптического охлаждения атомных пучков. Излагаются принципы работы квантовых стандартов частоты, ядерных гироскопов и квантовых магнитометров с оптической накачкой нового поколения, используемых в телекоммуникационных и навигационных системах. В качестве дополнения рассмотрен эффект Мессбауэра и его применения.

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

Ил. 48 . Табл. 3. Библиогр.: 14 назв.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Список используемых сокращений.....	4
Введение .....	5
1. Метод двойного радиооптического резонанса (ДРОР) .....	12
2. Импульсные методы магнитного резонанса.....	24
3. Согласованные фильтры сжатия радиосигналов на основе ССЭ .....	34
4. Прецизионные квантовые устройства на эффекте Мессбауэра.....	39
4.1. Гамма резонанс .....	39
4.2. Скоростные спектрометры гамма резонанса.....	42
4.3. Экспериментальная проверка гравитационного красного смещения.....	44
4.4. Приложения эффекта Мессбауэра в биофизике.....	46
4.5. О возможности создания гамма лазеров.....	50
5. Эффект когерентного пленения населенностей .....	53
6. Принципы оптического охлаждения атомов.....	56
7. Квантовые стандарты частоты на охлажденных атомах.....	62
8. Лазерная оптика нейтральных атомных пучков.....	64
9. Квантовые магнитометры с оптической накачкой (КМОН).....	68
9.1 Схема однокамерного самогенерирующего КМОН.....	70
9.2. Схема КМОН с модуляцией резонансных условий.....	71
9.3. Магнитометры с модулированной накачкой.....	73
9.4. $M_x$ магнитометр пассивного типа.....	73
9.5. Магнитометры на парах щелочных металлов.....	74
9.6. КМОН для измерения сверхслабых магнитных полей.....	81
9.7. Квантовые магнитометры на изотопах гелия.....	86
9.8. Применения КМОН.....	89
10. Ядерные гироскопы с оптической накачкой.....	90
11. Атомнолучевые стандарты частоты с оптической накачкой.....	95
12. Квантовые стандарты частоты на газовой ячейке (КСЧ ГЯ).....	101
13. Влияние градиента рабочего магнитного поля на частоту КСЧ ГЯ.....	105
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	113

## 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

Принципиальное отличие квантовых устройств от электронных аналогов (где энергия электронов может принимать любые значения) заключается в том, что в квантовых приборах (таких как оптические квантовые генераторы, магнитометры и образцовые меры частоты) электроны входят в состав атомов, молекул и ионов, то есть находятся в связанных состояниях. При взаимодействии с электромагнитными полями в атомах происходит изменение их внутренней энергии, которая может быть либо уменьшена, за счет излучения энергии, либо увеличена вследствие поглощения энергии электромагнитного поля. Подобное изменение энергии в квантовых устройствах не может быть произвольным, и связано с частотой излучения источника соотношением:

$$\nu_{mn} = (E_m - E_n)/h \quad (1)$$

Приведенная формула соответствует второму постулату Н.Бора о разрешенных круговых орбитах, по которым движутся электроны вокруг ядра атома. При этом используется классическое понятие *траектории* движения электрона как *материальной частицы*. Согласно современной квантовой теории атомов понятие траектории движения микрочастиц не имеет смысла. В основе этой теории лежит соотношение неопределенностей Вернера Гейзенберга, согласно которому невозможно одновременно определить координату  $x$  и импульс  $p$  точнее, чем это требует неравенство:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h/2\pi \quad (2)$$

где  $\Delta x$  и  $\Delta p$  - погрешности определения координаты и импульса микрочастицы.

Подобный принцип запрета встречается не только в квантовой физике, но и в термодинамике, где утверждается невозможность построения вечного двигателя, а также теории относительности А.Эйнштейна, где ограничение касается скорости объектов, которая принципиально не должна превышать скорость света.

Основной вывод из соотношения (2) состоит в том, что если в какой-то момент времени точно известно положение микрообъекта в пространстве, то есть  $\Delta x = 0$ , то в следующие моменты времени ничего нельзя сказать, в

какой точке пространства объект будет находиться. Согласно квантовой теории можно говорить лишь о вероятности нахождения микрочастицы в определенном состоянии координаты и импульса.

Интересно, что создатели квантовой механики А.Эйнштейн и М.Планк весьма скептически относились к ее основному положению – понятию вероятности состояния микрообъектов: до конца жизни А.Эйнштейн повторял «Бог не играет в кости!». Противоположной точки зрения придерживался В.Гейзенберг, который утверждал, что соотношение неопределенности – строгий закон природы и никак не связан с несовершенством наших измерительных приборов или ограниченностью математического аппарата описания взаимодействия поля с веществом.

Одним из аргументов апологетов квантовой теории является неоспоримый факт влияния измерительного процесса на параметры микрочастиц подобно тому, как это происходит с классическим аналогом определения формы объекта на ощупь прикосновением рук: чем меньше объект, тем легче нарушить его состояние и больше вероятность повлиять на его местоположение и начальную скорость. Исходя из этого аналога, несложно предсказать, что будет происходить с исследуемыми объектами, например легким теннисным шариком и массивным платяным шкафом, при их поиске в темной комнате.

За несколько лет до появления соотношения (2) Луи де Бройлю удалось доказать двуличие микрочастиц в виде одновременного существования в виде *карпускул*, которым соответствует определенная длина волны (*волны материи*). Рассуждения де Бройля строились на основе сопоставления образа волны - механическим колебаниям гитарной струны. Подобные колебания передаются воздуху в виде звуковых волн, при этом всегда строго выполняется одно условие: на длине струны укладывается целое число полуволн  $\lambda/2$ . Де Бройль предположил, что в соответствии с первым постулатом Бора движение электрона будет устойчивым только тогда, когда на орбите радиуса  $r$  укладывается целое число  $n$  волн электрона, то есть должно выполняться равенство:

$$2\pi r = n\lambda \quad (3)$$

Первый постулат Бора связывает радиус стационарной орбиты  $r$  скорость  $v$  и массу  $m$  электрона с целым числом квантов действия  $n$ , определенных постоянной Планка:

$$2\pi m v \cdot r = n h \quad (4)$$

Сравнивая (3) и (4) легко получить формулу де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} \quad (5)$$

Формула де Бройля помогла осмыслить понятие стационарная орбита – такая, на которой укладывается целое число длин волн электрона, а сам атом подобен струне, колеблющейся в вакууме без трения. Используя соотношение (5), несложно воспроизвести формулу Гейзенберга (2), воспользовавшись примером из волновой оптики. В соответствии с законами волновой оптики точность обнаружения объекта с помощью фотонов оптического диапазона ограничивается эффектом дифракции, учет которого требует, чтобы размер исследуемого объекта не превышал длину волны оптического зонда. Чем меньше длина волны, тем больше энергия зондирующего излучения, а, следовательно, и больше импульс фотона, равный

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (6)$$

Суммируя сказанное можно утверждать, что из-за дифракции неопределенность в измерении координаты объекта примерно равна

$$\Delta x \approx \lambda \quad (7)$$

Сталкиваясь с объектом наблюдения, зондирующий фотон передает ему либо часть импульса, либо его полное значение. Подобная неопределенность отражается в указании диапазона  $\Delta p$ , который в соответствии с формулой де Бройля равен

$$\Delta p \approx \frac{h}{\lambda} \quad (8)$$

Легко видеть, что произведение (7) на (8) дает соотношение (2), выведенное для среднеквадратичных отклонений  $x$  и  $p$  В.Гейзенбергом.

Принцип неопределенности распространяется не только на координату и импульс частицы, но и на другие важные связанные с ними характеристики, такие как энергия и время. Так как при передаче импульса зондирующего излучения исследуемому микрообъекту заранее неизвестно какая

часть энергии этого излучения  $\Delta E$  используется, то в соответствии с формулой (1) можно записать:

$$\Delta E \approx h\Delta\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (9)$$

где  $c$  - скорость света

Промежуток времени, в течении которого зондирующий фотон проходит расстояние  $\Delta x$  равен

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{c} \quad (10)$$

Интервал времени  $\Delta t$  характеризует неопределенность того в какой же момент времени происходит передача энергии от зондирующего фотона микрообъекту. Перемножая (9) и (10) получаем

$$\Delta E \Delta t \approx h \quad (11)$$

Подстановка (9) в (11) дает

$$\Delta\nu \Delta t \approx 1 \quad (12)$$

Выражение (12) позволяет определить ширину резонансной линии поглощения  $\Delta\nu$  в квантовом устройстве при сканировании частоты зондирующего поля в течении временного промежутка  $\Delta t$ .

Точное соотношение неопределенностей Гейзенберга для  $\Delta E$  и  $\Delta t$  выглядит следующим образом

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \quad (13)$$

Выражение (13) позволяет установить соотношение неопределенности для квантового объекта в виде коллектива фотонов с определенной частотой  $\nu$ . Для этого случая погрешность измерения энергии равна

$$\Delta E = h\nu\Delta N \quad (14)$$

где  $\Delta N$  – неопределенность числа фотонов. Их волновой характеристикой является фаза  $\varphi = 2\pi\nu t$ . В течении времени  $\Delta t$ , необходимого для измерения энергии объекта с точностью  $\Delta E$ , фаза объекта изменится на величину

$$\Delta\varphi = 2\pi\nu\Delta t \quad (15)$$

Подставляя (14) и (15) в (13) получим

$$\Delta N \Delta\varphi \geq 1 \quad (16)$$

Формула (16) отражает диалектически противоречивое единство корпускулярных и волновых свойств электромагнитного поля. Неопределенность фазы  $\Delta\varphi$  мала, когда ярко выражены волновые свойства поля.

В большинстве случаев при описании работы квантовых устройств рассматривается именно этот полуклассический случай, когда внешнее электромагнитное поле представлено в виде электромагнитной волны с четко определенной фазой. При этом коллектив атомов представлен в виде квантового ансамбля, состояние которого описывается волновой функцией.

Другой крайний случай, когда фаза поля полностью неопределенна, а поле представлено в виде фотонов с четко определенным их количеством. Этот случай соответствует так называемому квантовому подходу взаимодействия поля с веществом, использование которого, в отличие от предыдущего позволяет определить не только то, что происходит с атомами, но и позволяет проследить динамику изменения состояния самого поля. Наиболее эффективно процессы взаимодействия этого поля с атомами протекают при условии, что частота фотонов близка к характерным колебаниям зарядов и токов вещества, то есть при выполнении условий резонанса. Интервал частот, в котором выполняются такие условия резонансного взаимодействия поля с веществом весьма широк, что представлено на рис.1. Верхний диапазон этого спектра частот связан с быстрыми колебаниями электрических зарядов в веществе – колебаний взаимного расположения протонов, удерживаемых в ядрах специфическими ядерными силами (область  $\gamma$ -излучения с частотами колебаний  $10^{19} - 10^{21}$  Гц и длинами волн

от тысячных долей до единиц ангстрем). С областью  $\gamma$ -излучения перекрывается область рентгеновских спектров, формируемая колебаниями электронов внутренних оболочек атомов ( $10^{16}$ – $10^{19}$  Гц). Оптическая область спектра, объединяющая диапазоны ультрафиолетового и ближнего инфракрасного излучения, определяется колебаниями внешних электронов атомов, молекул и ионов ( $10^{14}$ – $10^{15}$  Гц, длины волн от единиц до десятых долей микрометра, то есть миллионных долей метра). Инфракрасный диапазон ( $10^{13}$ – $10^{14}$  Гц) заполняется резонансами, связанными с колебаниями расстояний между ядрами атомов, входящих в молекулу. Вращению молекул соответствуют спектры далекого инфракрасного диапазона  $10^{12}$ – $10^{13}$  Гц.

Все перечисленные спектры относятся к электрическому типу, то есть связаны с колебаниями взаимного расположения зарядов. Кроме того, в веществе могут колебаться и токи. Это так называемые магнитные резонансы – резонансы, связанные с прецессионным движением элементарных магнитных моментов вещества в магнитных полях. Причем магнитные поля могут быть не только внешними по отношению к веществу, но и внутренними, связанными с его внутренней структурой. Например, ток орбитального движения электрона в атоме создает магнитное поле, которое воздействует на собственный магнитный момент электрона и приводит к энергетической неэквивалентности различных ориентаций его момента в этом поле (так называемое *тонкое* или *спинорбитальное взаимодействие*).

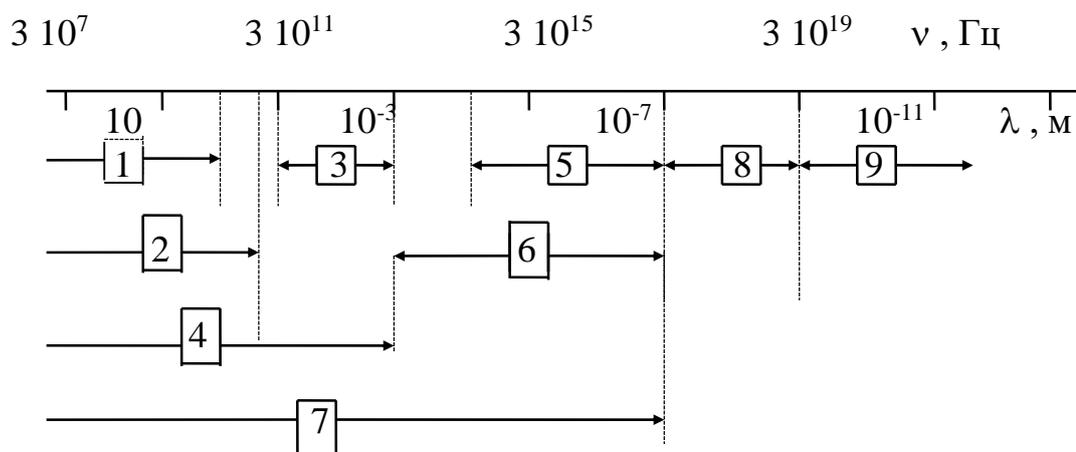


Рис.1. Шкала электромагнитных волн и частотные границы некоторых спектральных методов: 1 – ядерный магнитный резонанс (ЯМР), 2 – ядерный квадрупольный резонанс (ЯКР), 3 – микроволновая спектроскопия, 4 –

электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), 5 – оптические квантовые генераторы (ОКГ), 6 – оптическая спектроскопия, 7 – двойной радиооптический резонанс (ДРОР), 8 – рентгено-структурный анализ, 9 – эффект Мессбауэра

Расстояние между соответствующими уровнями энергии электрона лежат при этом в диапазоне частот от  $10^{10}$  до  $10^{14}$  Гц, что отвечает внутриатомным магнитным полям от 1 до  $10^4$  Тл ( $10^4$ – $10^8$  Э). С этими полями взаимодействуют и собственные магнитные моменты ядер, которые по порядку величины в тысячу раз меньше магнитного момента электрона. Это взаимодействие носит название *сверхтонкого*.

Магнитные резонансы во внутренних полях имеют фиксированную частоту, поскольку величина внутреннего поля задана структурой вещества. Частоты резонансов, формируемых внешним магнитным полем, могут управляться его величиной. В результате диапазон частот магнитных электронных переходов или диапазон спектров *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), начинается с нуля и простирается до  $10^{11}$  Гц, ограничиваясь достижимой в настоящее время напряженностью постоянного магнитного поля ( $\sim 10^5$  Э).

При переходе от электронного парамагнетика к ядерному наблюдается *ядерный магнитный резонанс* (ЯМР) с характерными частотами в тысячу раз меньшими, чем в ЭПР. Ввиду наличия взаимодействия между ядерными и электронными магнитными моментами ЯМР и ЭПР взаимопроникают и наблюдаются в чистом виде либо, когда в веществе имеется только один из этих двух видов парамагнетизма, либо когда внешнее магнитное поле существенно превышает поля внутренние.

Среди методов магнитного резонанса, практикуемых при создании квантовых устьев радиодиапазона, особое место занимает так называемый *двойной радиооптический резонанс* (ДРОР), связанный с действием на вещество электромагнитного поля оптического и радиодиапазонов. В методе ДРОР световое излучение осуществляет поляризацию вещества путем перераспределения заселенностей подуровней основного и возбужденного состояний, радиополе при этом выполняет роль

зонда, фиксирующего изменение оптических свойств образца под действием индуцированных радиополем переходов между магнитными подуровнями образца. В настоящее время метод ДРОР представляет не только уникальный способ исследования тонких физических явлений, но и является основой для создания нового поколения прецизионных квантовых устройств, описание которых представлено в нижеследующих разделах.

## **1. МЕТОД ДВОЙНОГО РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА (ДРОР)**

Суть метода ДРОР заключается в следующем. Рассмотрим модельную систему атомов, находящихся в постоянном магнитном поле. Выделим из всей совокупности энергетических уровней атомов три – А, В и С (рис.2а). Пусть уровни А и В представляют собой зеемановские подуровни основного состояния атомов и расположены близко друг к другу, так что переход между ними соответствует линии радиочастотного диапазона. Уровень С расположен намного выше и соответствует оптически возбужденному состоянию. Переходам  $A \leftrightarrow C$  и  $B \leftrightarrow C$  соответствуют линии оптического диапазона.

В состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой населенности подуровней А, В и С подчиняются распределению Больцмана, в соответствии с которым населенности подуровней А и В практически одинаковы, а населенность подуровня С пренебрежимо мала. Рассмотрим что будет происходить с системой, если ее подвергать облучению светом частота которого соответствует переходу С-А. Атомы, поглотившие квант света, будут переходить из состояния А в возбужденное состояние С, откуда через весьма малый промежуток времени (время жизни атомов в оптически возбужденном состоянии  $\tau = 10^{-8}$  сек) они перейдут на подуровни А и В. Попавшие в состояние А атомы с помощью облучающего резонансного света вновь переводятся в состояние С, откуда быстро переходят частично на уровень В, частично на уровень А. Если бы отсутствовали процессы релаксации, произошла бы перекачка всех атомов из состояния А в В и система атомов

перестала бы поглощать свет резонансной частоты. При воздействии на ансамбль атомов радиоволнами, частота которых соответствует энергии перехода между подуровнями А и В, возникнут индуцированные переходы атомов из состояния В в состояние А, что приведет к увеличению поглощения света. Изменение его интенсивности оказывается пропорционально числу атомов, переведенных радиополем из состояния В в состояние А. Это дает возможность наблюдать радиочастотные переходы  $A \leftrightarrow B$  по изменению интенсивности резонансного света, вызывающего перекачивание атомов. Подобный способ детектирования магнитного резонанса между подуровнями А и В обладает рекордной чувствительностью, поскольку каждый акт радиочастотного перехода  $A \leftrightarrow B$  регистрируется по поглощению оптического фотона (переход  $A \leftrightarrow C$ ), имеющего энергию на много порядков большую, чем вызывающие его радиочастотный фотон.

В практике радиооптического резонанса подуровни А и В представляют собой зеемановские подуровни какого-либо, часто основного, состояния атомов, соответствующего различным ориентациям момента атома относительно постоянного магнитного поля. Поэтому оптическое перекачивание атомов (оптическая накачка) обычно связано с процессом оптической ориентации их магнитных моментов и сопровождается изменением намагниченности образца.

Рассмотрим конкретный пример оптической ориентации атомов щелочных металлов с ядерным спином  $1/2$ . На рис.2б показана схема энергетических уровней основного  $^2S_{1/2}$  и первого возбужденного состояния  $^2P_{1/2}$  атомов  $Na^{23}$  и  $Rb^{87}$ . Благодаря взаимодействию электронной оболочки с магнитным моментом ядра уровни  $^2S_{1/2}$  и  $^2P_{1/2}$  обладают сверхтонкой структурой, характеризуемой квантовым числом F. В постоянном магнитном поле  $H_0$  каждый уровень сверхтонкой структуры расщепляется на  $2F+1$  зеемановских подуровней.

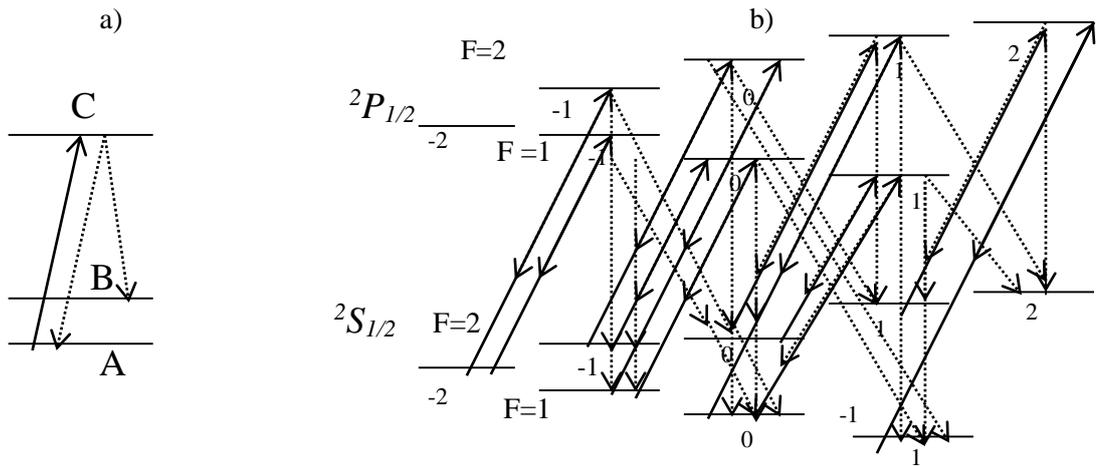


Рис.2 а) трехуровневая модель атомов с оптической накачкой  
 б) схема оптической ориентации щелочных атомов с ядерным спином  $1/2$

Для осуществления оптической ориентации пары атомов щелочного металла освещают вдоль направления постоянного магнитного поля светом правой циркулярной поляризации ( $\sigma^+$  светом) линии оптического перехода  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$  ( $D_1$  линии). Свет поглощается атомами, которые переходят в соответствии с правилами отбора  $\Delta L=1$  и  $\Delta m_F=1$  (соответственно по орбитальному и магнитному квантовому числу) из состояния  $^2S_{1/2}$  в  $^2P_{1/2}$  состояние. Эти переходы на рис.2б показаны сплошными стрелками. Возвращаясь в основное  $^2S_{1/2}$  состояние, атомы излучают  $\pi$  (переходы с  $\Delta m_F=0$ ) и  $\sigma^\pm$  (переходы с  $\Delta m_F=\pm 1$ ) свет. Спонтанные переходы из  $^2P_{1/2}$  в  $^2S_{1/2}$  состояние обозначены пунктирными стрелками. В результате действия света накачки атомы скапливаются на уровне  $F=2, m_F=2$  основного состояния, с которого они не выводятся облучающим  $\sigma^+$  светом (в состоянии  $^2P_{1/2}$  нет такого уровня, переход на который из состояния  $F=2, m_F=2$  удовлетворял бы правилу отбора с  $\Delta m_F=1$ )

В отсутствие релаксации между магнитными подуровнями в результате процесса оптического перекачивания все атомы оказались бы на уровне  $F=2, m_F=2$ . Реально же накопление атомов на этом подуровне происходит до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между процессами релаксации и оптической накачки. Накапливание

атомов в состоянии  $F=2$ ,  $m_F=2$  приводит к появлению намагниченности паров рабочего вещества в направлении, противоположном полю  $H_0$ .

При облучении атомов рабочего вещества левополяризованным светом ( $\sigma^-$ )  $D_1$  линии будет происходить перекачивание атомов в состояние  $F=2$ ,  $m_F=-2$ , что приведет к возрастанию намагниченности атомов, направленной по полю  $H_0$ .

Если облучать пары в направлении поля  $H_0$  резонансным линейно поляризованным светом, то поскольку его можно представить в виде двух противоположно поляризованных циркулярных компонент  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  одинаковой интенсивности, атомы будут перекачиваться на подуровни с  $F=2$ ,  $m_F=2$  и  $F=2$ ,  $m_F=-2$ . В результате произойдет выравнивание населенностей этих уровней и намагниченность паров станет равной нулю.

В слабых магнитных полях, сравнимых с магнитным полем Земли  $\sim 50$  мкТ, расстояния между магнитными энергоподуровнями основного состояния щелочных атомов примерно одинаковы. Таким образом, при воздействии радиополя, частота которого соответствует энергии перехода между магнитными подуровнями (то есть осуществлять магнитный резонанс), атомы будут переходить из состояния с  $F=2$ ,  $m_F=2$  на все соседние магнитные подуровни состояния с  $F=2$ . При этом возобновится процесс оптической накачки, что в свою очередь приведет к изменению интенсивности проходящего и рассеянного света.

Процессы релаксации, обусловленные взаимодействием атомов рабочего вещества между собой и со стенками поглощающей ячейки снижают эффективность оптической накачки, а следовательно и амплитуду полезного сигнала. Для повышения его интенсивности в камеру с парами щелочного металла добавляют инертный газ, который действует как буфер между атомами щелочного металла и стенками камеры. Введение буферного газа уменьшает число столкновений атомов щелочного металла со стенками и тем самым увеличивает время релаксации. Столкновения же атомов щелочного металла с атомами буферного газа не вызывают дезориентацию магнитных моментов первых, так как атомы инертных газов в основном состоянии  $^1S_0$  - диамагнитны,

поэтому столкновения с ними не возмущают состояние  $^2S_{1/2}$  атомов щелочного металла.

Значительно уменьшить релаксацию удастся и путем нанесения на стенки рабочей ячейки покрытия, выбранного таким образом, чтобы столкновения с ним атомов щелочного металла не изменяли их магнитного состояния. В качестве покрытий используются тугоплавкие парафины и кремнийорганические соединения (тетраконтан  $C_{40}H_{82}$ , эйкозан  $C_{40}H_{46}$  и ряд других).

В методе радиооптического резонанса активно применяются изотопы гелия (гелий-4 и гелий-3), энергетическая структура которых представлена на рис.3. В случае гелия-4 (рис.3а) 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 спинорбитального взаимодействия ближайший P 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 полуцелого ядерного спина, обуславливающего появление сверхтонкой структуры как в метастабильном так и в возбужденном состоянии (рис.3б). 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.

На рис.4 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения магнитного резонанса в оптически ориентированных парах щелочных металлов. Источником света служит высокочастотная газоразрядная лампа 1, обычно представляющая собой тонкостенный стеклянный шарик, наполненный парами того же металла, который содержится в рабочей камере поглощения. Разряд в лампе создается полем катушки

2, питаемой от высокочастотного генератора, работающего на частоте несколько десятков мегагерц.

Для облегчения возникновения разряда в холодной лампе добавляют под давлением несколько мм рт. ст. инертный газ (обычно аргон, криптон или ксенон). Возникающая в лампе в результате разряда плазма обладает большой проводимостью и вследствие скин-эффекта высокочастотное поле концентрируется у поверхности лампы-шарика. При этом светится в основном поверхностный слой лампы, что исключает явление самообращения.

Суть этого явления состоит в поглощении резонансного излучения, испускаемого внутренними более нагретыми слоями паров более холодными внешними слоями лампы. В результате в центре линии излучения лампы образуется провал, что резко снижает эффективность оптической ориентации

Для наиболее полного использования света резонансной лампы и устранения колебаний интенсивности излучения ее помещают в оправу с отражателем, а питание генератора, осуществляющего разряд, стабилизируют. Излучение от лампы накачки направляется линзой 3 через интерференционный фильтр 4, поляроид 5 и четвертьволновую пластинку 6 в рабочую ячейку 7 с исследуемыми парами щелочного металла. Интерференционный фильтр пропускает свет  $D_1$  линии и задерживает свет  $D_2$  линии (переход  ${}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$ ). Поляроид и четвертьволновая пластинка обеспечивают получение из неполяризованного излучения свет с циркулярной поляризацией  $\sigma^\pm$ .

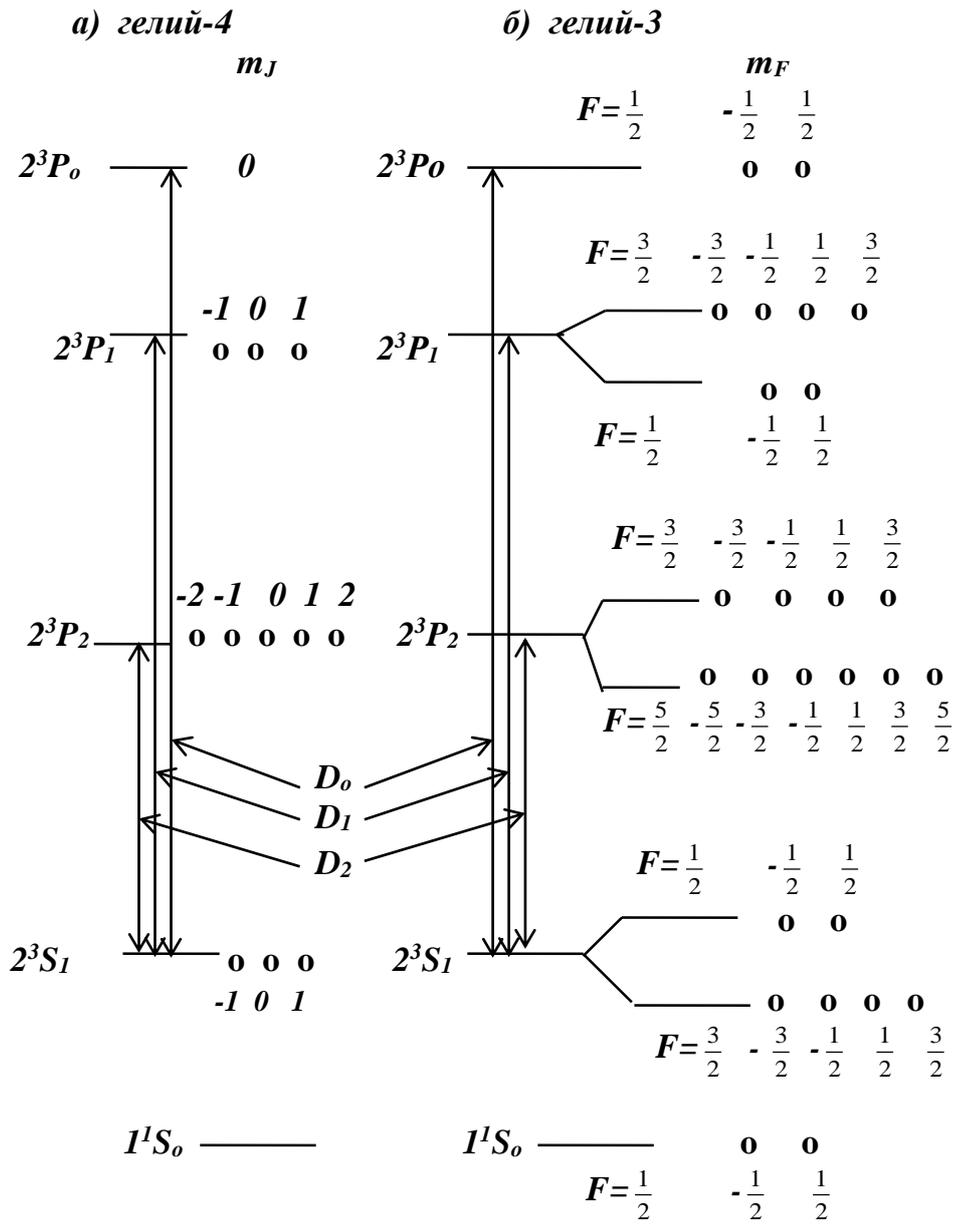


Рис.3. Энергетический спектр изотопов гелия

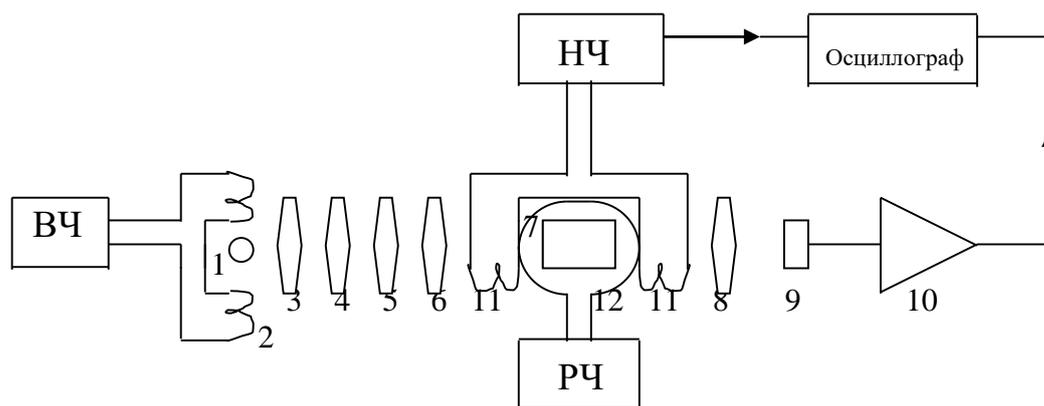


Рис 4. Схема установки по наблюдению двойного радиооптического резонанса

Прошедший через рабочую камеру свет линзой 8 фокусируется на фотодиод 9, с выхода которого сигнал поступает на осциллограф (самописец). Генератор низкой частоты с подключенными к нему катушками модуляции 11 обеспечивает периодическое изменение постоянного магнитного поля  $H_0$ , создаваемого магнитной системой (на рисунке не показана). Одновременно с изменением поля производится развертка осциллографа. Установка юстируется так, чтобы луч света накачки был параллелен магнитному полю  $H_0$ .

Радиочастотное поле  $H_1$ , индуцирующее переходы между зеемановскими подуровнями основного состояния исследуемых объектов, создается генератором с помощью высокочастотной катушки 12, которая ориентируется так, чтобы ось ее была перпендикулярна магнитному полю  $H_0$ .

Работа установки сводится к следующему. Освещение паров щелочного металла в рабочей камере циркулярно поляризованным светом вызывает ориентацию атомов. Модуляция магнитного поля приводит к периодическому изменению расстояния между зеемановскими подуровнями. Каждый раз, когда магнитное поле проходит резонансное значение, интенсивность проходящего света изменяется, и на экране осциллографа регистрируется линия магнитного резонанса [1].

Наряду с методом исследования магнитного резонанса в оптически ориентированных системах атомов, основанным на наблюдении за изменением проходящего через рабочую ячейку резонансного света в настоящее время нашел широкое применение другой метод, использующий так называемый  $X$  - сигнал. В соответствии с этим методом через рабочую ячейку пропускают одновременно два луча (см. рис.5).

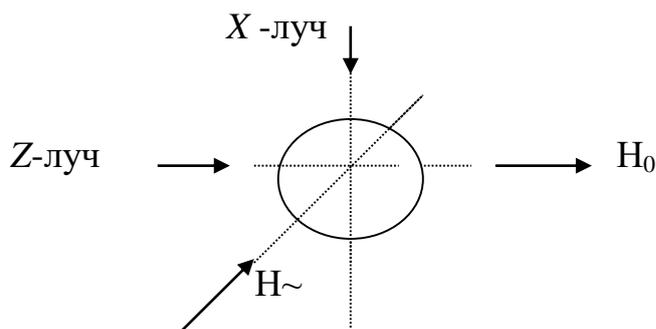


Рис.5. Метод регистрации  $X$ -сигнала

Один луч света, называемый  $Z$ -лучом, направлен вдоль поля  $H_0$  и обеспечивает ориентацию атомов, другой луч называемый  $X$ -лучом, имеющий ту же частоту и поляризацию, что и первый направляется перпендикулярно постоянному и переменному магнитным полям и служит для регистрации оптической накачки и магнитного резонанса.

Когда частота радиополя равна резонансной частоте перехода между зеемановскими подуровнями основного состояния, то есть осуществляется магнитный резонанс, прошедший через ячейку  $X$ -луч оказывается промодулированным по интенсивности с этой частотой.

Для объяснения причины модуляции  $X$ -луча при оптической накачке и магнитном резонансе воспользуемся представлением феноменологической теории магнитного резонанса. Под действием  $Z$ -луча происходит перекачивание атомов, в результате чего возникает отличный от нуля вектор намагниченности  $M_0$  образца. Этот вектор представляет результирующий вектор от суммы составляющих его магнитных моментов всех атомов, которые прецессируют вокруг направления поля  $H_0$  с частотой Лармора, равной частоте перехода между зеемановскими подуровнями атома.  $Y$  вектора  $M_0$  оказывается отлична от нуля только  $Z$ -компонента, а компонента, перпендикулярная оси  $OZ$ , то есть полю  $H_0$

равна нулю вследствие равновероятного распределения фаз прецессии атомных магнитных моментов. Последнее объясняется тем, что постоянное магнитное поле, формируя для каждого отдельного атома так называемый конус прецессии магнитного момента фиксирует в пространстве лишь ось этого конуса и частоту прецессии идентичные для всех магнитных моментов атомной среды. В то же время поле  $H_0$  никак не влияет на фазу прецессии отдельных микрочастиц, что дает при усреднении по ансамблю нулевую перпендикулярную составляющую макроскопического магнитного момента атомной системы.

Благодаря взаимодействию электронной оболочки атома с ядром при прецессии ядерных магнитных моментов последних в магнитном поле происходит прецессионное движение атома в целом. Прецессионное движение атома вокруг оси  $Z$  вызывает периодическое изменение с частотой Лармора положения электронной конфигурации атомов относительно любого направления, перпендикулярного этой оси. Поскольку взаимодействие света с атомами зависит от конфигурации и ориентации его электронной оболочки относительно направления падения, то указанное периодическое изменение ее положения приводит к тому, что интенсивность  $X$ -луча света, проходящего через образец, модулируется по амплитуде с частотой Лармора.

В отсутствие индуцирующего поля или при его частоте, отличной от ларморовской, фазы прецессии атомов вокруг  $H_0$  будут распределены хаотично. Вследствие этого суммарная поперечная компонента вектора намагниченности равна нулю, и модуляция  $X$ -луча отсутствует.

Схема установки с  $X$ -лучом для наблюдения за магнитным резонансом и оптической накачкой атомов включает те же элементы, что и установка, приведенная на рис.6. При этом, как правило, используют однолучевую схему, в которой свет от спектральной лампы распространяется под углом  $45^\circ$  к магнитному полю. В такой схеме составляющая луча свет, параллельная магнитному полю  $H_0$ , играет роль  $Z$ -луча, а вторая – перпендикулярная полю  $H_0$  выполняет функцию детектирования сигнала магнитного резонанса по величине поглощенного  $X$ -луча.

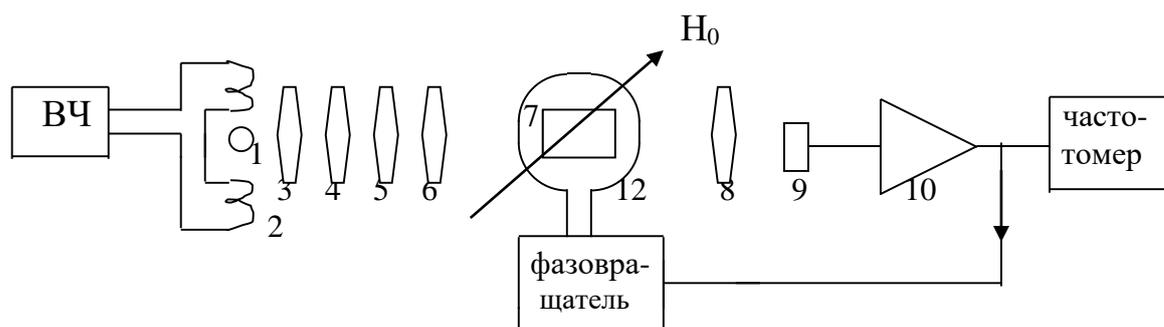


Рис 6. Схема квантового генератора с оптической накачкой

Отличительной особенностью схемы с X-лучом является возможность использовать явление оптической ориентации для создания самогенерирующего магнитометра. Для этого необходимо только сигнал с выхода X-канала подать на усилитель, фазовращатель и на высокочастотную катушку, поле которой вызывает переходы между зеемановскими подуровнями. По частоте колебаний такого магнитометра можно определяют величину магнитной индукции и ее вариации во времени. Особенностью такого устройства является его сравнительно высокое быстродействие (до  $10^{-5}$  с), при этом амплитуда детектируемого сигнала изменяется в зависимости от угла  $\theta$  между оптической осью и вектором напряженности магнитного поля  $H$  по закону  $(\sin\theta \cos\theta)^2$ . Таким образом, самогенерирующий магнитометр имеет мертвые зоны (области неработоспособности), соответствующие значениям угла  $\theta = 0$  и  $90^\circ$ . Для исключения мертвых зон как правило используют системы магнитометров с ортогонально ориентированными по отношению друг к другу оптическими трактами. При этом достигается и другая цель – ослабление действия внешних магнитных помех при детектировании полезного сигнала, например в исследованиях вариаций магнитных полей, создаваемых биологическими объектами. В силу своей рекордной чувствительности самогенерирующие магнитометры способны надежно измерять индукцию таких полей. Примером использования подобных устройств в медицинских приложениях является магнитокардиограмма – диагностический бесконтактный метод регистрации магнитного поля биообъекта.

На рис. 7 представлен пример одновременной записи электрокардиограммы (ЭКГ) и магнитокардиограммы (МКГ), сделанный квантовым градиентометром (системой двух квантовых магнитометров, разнесенных в пространстве) в области верхушки сердца. Из рисунка следует схожая картина зарегистрированных ЭКГ и МКГ: видны отчетливо характерные зубцы *Q*, *R*, *S*, *T*, *P*. В то же время, как показывает опыт, амплитуды зубцов ЭКГ здоровых людей колеблются в достаточно узком диапазоне, на МКГ диапазон зубца *Q* составляет от 4 до 98 пТл, зубца *R* – от 0 до 98 пТл, зубца *S* – от 0 до 49 пТл, зубца *T* – от -32 до +28 пТл.

Для спектрального описания МКГ, как следует из спектрограммы рис. 8 достаточно около 30 гармоник разложения от частоты биения сердца. При этом граничная частота пропускания градиентометра должна составлять не менее 30–50 Гц.

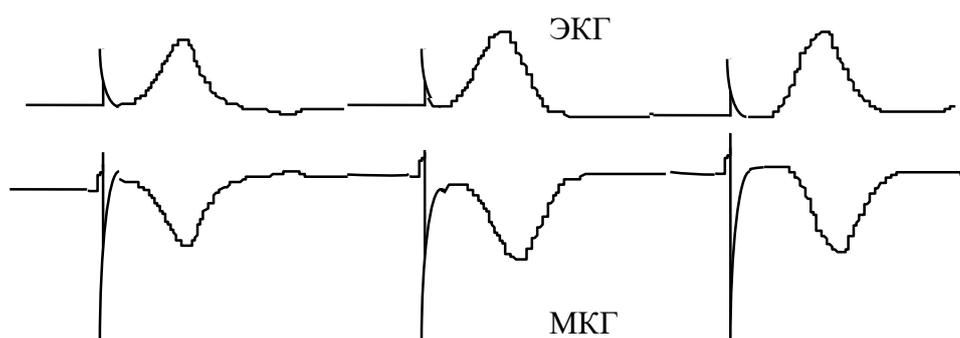


Рис. 7. Одновременная запись электро и магнитокардиограмм

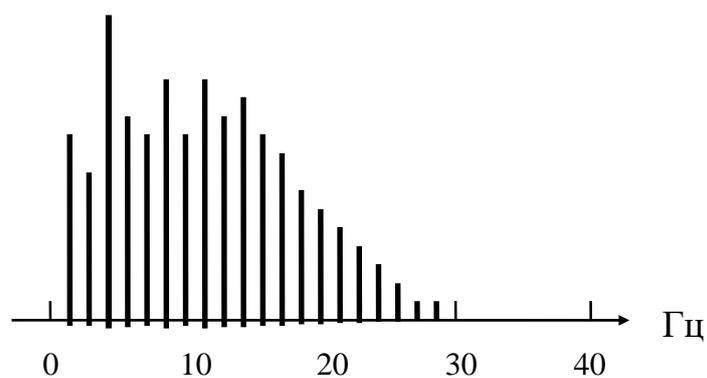


Рис. 8. Спектр магнитокардиограммы

Кроме индукции переменных полей самогенерирующие магнитометры способны измерять и постоянное магнитное поле, производимое различными органами (легкие, печень, костный скелет и т.д.) как биологического, так и небιологического происхождения (ферромагнитные примеси в легких). Сравнительные измерения индукции магнитного поля над одинаковыми органами у различных людей показали, что величина их магнитного поля заметно различается. Например, МП печени у сравниваемых людей находится в пределах от 2–3 пТл до 4 нТл, а индукция суставов рук находится в пределах от 30 до 50 пТл.

Полученные пространственно-временные распределения МП по поверхности грудной клетки в цикле кардиосигнала является основой для создания диагностических методов заболевания сердца.

## **2. ИМПУЛЬСНЫЕ МЕТОДЫ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА**

При действии на парамагнитный образец серии радиочастотных импульсов определенной длительности могут наблюдаться два вида сигналов магнитного резонанса – сигнал свободной прецессии (ССП) и сигнал спинового эха (ССЭ). Согласно уравнениям, описывающим движение вектора намагниченности в постоянном и переменном магнитных полях (уравнения Блоха) [1] СПП после воздействия так называемого  $90^0$ -го ( $\pi/2$ )-радиоимпульса экспоненциально затухает с постоянной времени  $T_2$ . Для твердых тел  $T_2$  составляет доли миллисекунд, что соответствует ширине линии поглощения в несколько гаусс. Для жидкостей линия обычно значительно уже и возможные времена  $T_2$  имеют порядок нескольких секунд.

Неоднородность внешнего магнитного поля в пределах испытуемого рабочего вещества приводит к рефокусировке прецессии спинов, причем СПП определяется суммой вкладов от всех частей образца. Вследствие выхода отдельных групп спинов из синхронной прецессии СПП затухает с постоянной времени, по порядку величины равной

$(\gamma\Delta H)^{-1}$ , где  $\gamma$  - гиромагнитное отношение атомов рабочего вещества,  $\Delta H$  – неоднородность постоянного магнитного поля по образцу.

ССЭ формируется, когда к образцу прикладывается последовательность радиоимпульсов, в которой первый импульс ( $\pi/2$ ) производит поворот вектора намагниченности образца на  $90^0$ , а второй –  $\pi$ -радиоимпульс – осуществляет поворот этого вектора на  $180^0$ . Векторная модель формирования ССЭ при действии последовательности  $\pi/2$ ,  $\pi$ -радиоимпульсов представлена на рис. 9.

В соответствии с рис. 9 рассмотрим группу спинов с равновесным значением намагниченности  $M_0$ , ориентированной вдоль постоянного магнитного поля  $H_0$  (рис. 9а). Пусть в момент  $t = 0$  включается переменное магнитное поле  $H_1$ , вращающееся с частотой  $\omega$ , резонансное полю  $H_0$ . Пренебрегая процессами релаксации, будем рассматривать поведение спинов во вращающейся с частотой  $\omega$  системе координат, ось которой  $x$  совпадает с направлением поля  $H_1$ . Поле  $H_1$  действует в течении бесконечно малого временного промежутка, в течении которого намагниченность  $M_0$  поворачивается вокруг оси  $x$  и оказывается совпадающей с отрицательным направлением оси  $y$  (рис. 9б). В случае абсолютно однородного магнитного поля  $H_0$  все спины образца прецессируют с равными частотами  $\omega$  и намагниченность каждой части образца остается ориентированной вдоль оси  $-y$ . Если поле  $H_0$  – неоднородно, в плоскости  $xu$  происходит перераспределение скоростей прецессии, сопровождаемое расфазировкой спинов. Этот процесс сопровождается распадом вектора  $M_0$  (в виде затухающего ССИ), скорость которого определяется величиной градиента внешнего магнитного поля.

Поскольку рассмотрение ведется при бесконечно больших временах релаксации, в любой малой области образца вектор макроскопической намагниченности будет оставаться в плоскости  $xu$ . При этом за интервал времени  $\tau$  после подачи  $\pi/2$ -импульса направление этого вектора отклонится от оси  $y$  на некоторый угол  $\theta$  (рис.9в), определяемый

равенством  $\theta = \pm \gamma \delta H \tau$ , где  $\delta H$  – неоднородность постоянного магнитного поля  $H_0$ . Величина  $\delta H$  и соответствующее отклонение намагниченности могут быть положительными ( $\delta M^+$ ) или отрицательными ( $\delta M^-$ ).

Предположим, что фаза переменного напряжения второго импульса ( $\pi$ -импульса) выбрана так, чтобы во вращающейся системе координат поле  $H_1$  направлено вдоль оси  $x$ . Пусть в момент времени  $t = \tau$  действует  $\pi$ -импульс бесконечно малой длительности. Ситуация, возникающая сразу после действия  $\pi$ -импульса, показана на рис. 8г, где элементарные намагниченности  $\delta M^+$  и  $\delta M^-$  повернуты относительно оси  $y$  на тот же угол  $\theta$ .

Поскольку направление прецессии неизменно (направление постоянного магнитного поля не изменилось) через время  $t = 2\tau$  направление элементарных намагниченностей совпадет с положительным направлением оси  $y$ . Это рассуждение справедливо для всех элементарных намагниченностей образца независимо от  $\delta H$ , величина которого определяет степень расфазировки спинов.

Таким образом, через время  $t = 2\tau$  все элементарные намагниченности образца сфазированы вдоль положительного направления оси  $y$ , причем образующийся суммарный вектор намагниченности будет совпадать с его равновесным значением  $M_0$  (рис. 9д). В последующие промежутки времени после момента  $t = 2\tau$  снова происходит расфазировка спинов, при этом форма затухания ССИ совпадает с формой затухания ССИ после первого  $\pi/2$ -импульса (рис. 10).

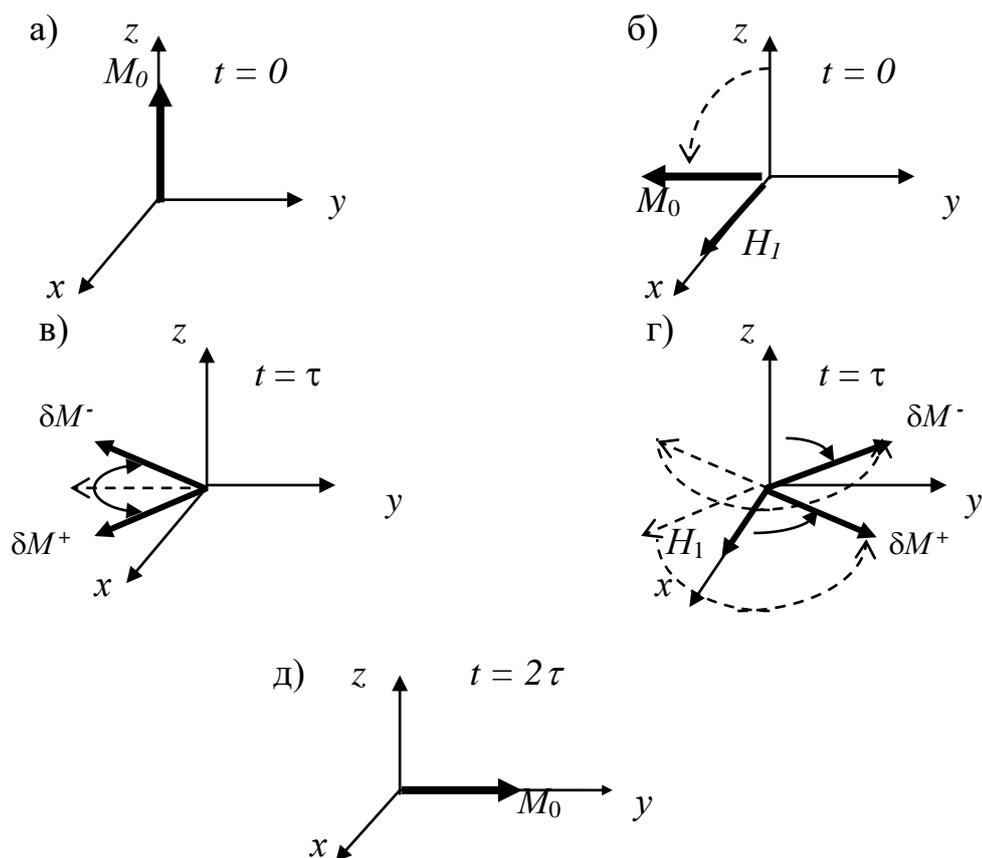


Рис. 9. Процесс формирования спинового эха во вращающейся системе координат последовательностью  $\pi/2$ ,  $\pi$  радиоимпульсов



Рис. 10. Затухание сигналов свободной прецессии (ССП) и спинового эха (ССЭ) при действии на образец последовательности  $\pi/2$ – $\pi$  радиоимпульсов бесконечно малой длительности.

Нарастание сигнала эха перед моментом времени  $t=2\tau$  представляет собой зеркальное отображение во времени затухание спинового эха после  $t=2\tau$ . Амплитуды сигналов ССИ и ССЭ при этом – одинаковы, так как мы не учитывали процессов релаксации. Учет последних приводит к неравенству амплитуд сигналов эха и свободной прецессии: так в течении временного интервала  $\tau$  компоненты  $\delta M^+$  и

$\delta M^-$  в плоскости  $xu$  будут экспоненциально затухать с постоянной времени  $T_2$ , а  $z$ -составляющая намагниченности, будет экспоненциально расти с постоянной времени  $T_1$ . В течении следующего временного интервала  $\tau$  после  $\pi$ -импульса составляющие намагниченности  $\delta M^+$  и  $\delta M^-$  в плоскости  $xu$  продолжают затухать с постоянной времени  $T_2$ . В результате величина намагниченности  $M(2\tau)$ , определяющая сигнал эха, описывается выражением

$$M(2\tau) = M_0 \exp(-2\tau/T_2) \quad (17)$$

Помимо поперечной составляющей  $\pi$  радиоимпульс инвертирует и  $z$ -составляющую элементарной намагниченности, которая затем изменяется так, что не влияет на составляющие  $\delta M^+$  и  $\delta M^-$  в плоскости  $xu$  в момент времени  $t = \tau$  (ССИ при этом не возникает).

В жидкостях диффузионное движение приводит к перемещению молекул между различными частями образца, в котором скорости прецессии могут отличаться. В результате расфазировка спинов в течении первого интервала времени  $\tau$  может отличаться от фазировки в течении второго интервала времени  $\tau$  и ССЭ уменьшается в соответствии с выражением

$$M(2\tau) = M_0 \exp\{2[-\tau/T_2 - 3^{-1}\gamma^2 D \tau^3 (\partial H / \partial z)^2]\} \quad (18)$$

где  $\partial H / \partial z$  – пространственный градиент магнитного поля;  $D$  – коэффициент диффузии спинов.

При использовании трех радиочастотных импульсов в результате их комбинации возникают вторичное и так называемое *стимулированное* спиновое эхо в моменты времени  $\tau_1 + \tau_2$ ,  $2\tau_2 - 2\tau_1$ ,  $2\tau_2 - \tau_1$  и  $2\tau_2$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – интервалы времени между первым и вторым и первым и третьим радиоимпульсами.

Без учета диффузии амплитуда стимулированного эха пропорциональна

$$\exp[(-\tau_2 - \tau_1)/T_1 - 2\tau_1/T_2]$$

Если при постоянном  $\tau_1$  варьировать лишь  $\tau_2$ , то уменьшение сигнала описывается  $\exp [(-\tau_2/T_1)]$ , что позволяет измерять время  $T_1$ .

Как следует из выражения (18) величина второго члена в показателе экспоненты растет при увеличении  $\tau$ . По зависимости (18) можно определить величину  $T_2$ , если провести серию измерений  $M(2\tau)$  для разных значений  $\tau$ . Однако на практике обычно используют метод Карра-Парселла, согласно которому  $T_2$  измеряется по спаду сигналов спинового эха, индуцируемых  $\pi/2$ -радиоимпульсом и последовательностью  $\pi$ -радиоимпульсов с интервалом  $2\tau$  (рис. 11). Этот метод чувствителен к точности установки  $\pi$ -импульсов: неправильно определенная длительность такого импульса приводит к погрешностям измерения  $T_2$  (поперечное время релаксации оказывается меньше истинного значения) из-за накопления погрешности в проекции вектора намагниченности на координатную плоскость.

Проблема неточной установки  $\pi$ -импульсов решена в методе, предложенном Мейбумом и Гиллом, в соответствии с которым  $\pi$ -радиоимпульс сдвинут по фазе на  $90^\circ$  по отношению к импульсу  $\pi/2$ . В результате такого фазового соотношения на ССЭ не влияет эффект накопления погрешностей из-за неточной установки  $\pi$ -импульсов.

Для измерения продольного времени релаксации  $T_1$  используют три радиоимпульса  $\pi$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$  (или серию  $\pi$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$ ,  $\pi$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$ , ...). Первый  $\pi$ -импульс инвертирует вектор намагниченности, после чего происходит его установление к новому значению по закону

$$M_z(t) = M_0[1 - 2\exp(-t/T_1)] \quad (19)$$

Если через время  $\tau$  подать  $\pi/2$ -импульс, то начальная амплитуда ССИ будет равна величине  $M_z$  непосредственно перед подачей  $\pi/2$ -импульса. Фиксируя ССИ для разных временных интервалов между импульсами  $\tau$  можно построить зависимость (19) и определить время спин-решеточной релаксации (рис. 12).

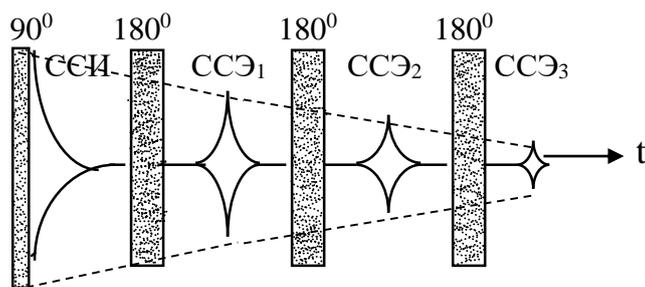


Рис. 11. Последовательность импульсов Карра-Парселла для измерения времени релаксации  $T_2$

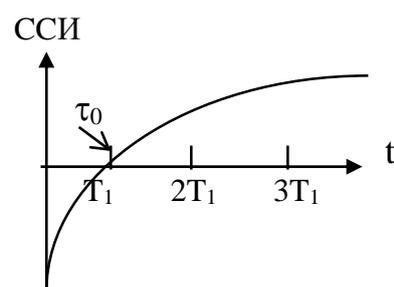


Рис. 12. Амплитуда ССИ после прохождения  $\pi$ ,  $\pi/2$  последовательности радиоимпульсов

Возможность импульсных методов магнитного резонанса измерять времена продольной и поперечной релаксации играет важную роль в ЯМР томографии при визуализации изображений внутренних органов биообъектов. В основе этого метода лежит принцип получения изображения тканей организма в многочисленных срезах (сечениях) и в различных проекциях при действии электромагнитных волн на протоны водорода в постоянном магнитном поле. Этот принцип иллюстрируется на рис.12, где под различным углом к голове пациента приложено неоднородное магнитное поле и записан спектр ЯМР, вид которого зависит от места локализации исследуемых областей. Для создания градиента магнитного поля в ЯМР томографе используются градиентные катушки, ориентированные в трех взаимно перпендикулярных направлениях, что позволяет путем компьютерной обработки данных получить объемное изображение объекта (рис.14).

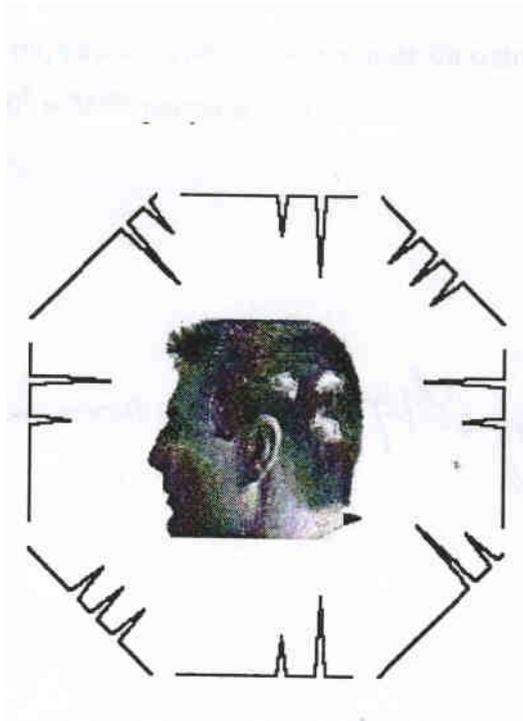


Рис.13. Спектр поглощения при различных ориентациях градиента магнитного поля в ЯМР томографе.



Рис.14. ЯМР томограмма головы человека

Уникальными достоинствами ЯМР томографии являются безопасность обследования пациентов (в отличие от рентгенографии), а также способность выявления заболевания на ранних этапах его развития. Контрастность изображений внутренних органов биообъектов методом ЯМР томографии в значительной степени определяется различием характерных констант релаксации. Для биологических тканей время релаксации  $T_1$  лежит в пределах от 300 до 3000 мс, величина  $T_2$  лежит в пределах от 30 до 150 мс, причем как  $T_1$ , так и  $T_2$  определяется видом

биологической ткани, а также ее состоянием. В качестве примера в таблицах 1 и 2 приведены значения времен релаксации, измеренные для различных органов подопытных особей.

Таблица 1. Времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$  (сек) в нормальных тканях.

Экземпляр		1	2	3	4	5
Вес, г		156	150	495	233	255
Мышцы	$T_1$	0,493	0,548	0,541	0,576	0,331
	$T_2$	0,05	0,05	0,05	0,07	0,05
Печень	$T_1$	0,286	0,322	0,241	0,306	0,300
	$T_2$	0,05	0,06	0,05	0,048	0,05
Желудок	$T_1$	0,272	0,214	0,260	0,247	0,360
Кишечник	$T_1$	0,280	0,225	0,316	0,316	0,150
Почки	$T_1$	0,444	0,503	0,423	0,541	0,489
Мозг	$T_1$	0,573	0,573	0,596	0,620	0,612

Таблица 2. Времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$  (сек) в пораженной ткани (печень).  
Заболевание Walker sarcoma

Экземпляр	Вес, г	$T_1$	$T_2$
6	156	0,700	0,1
7	150	0,750	0,1
8	495	0,794	0,1
9	233	0,688	0,1
10	255	0,750	0,1

Заболевание Novicoff gematoma

Экземпляр	Вес, г	$T_1$	$T_2$
11	155	0,798	0,120
12	160	0,852	0,120
13	234	0,827	0,118

Подбором последовательности возбуждения и регистрации сигналов эха и свободной индукции можно добиться, чтобы контраст на изображении определялся в основном одним из двух времен релаксации либо  $T_1$ , либо  $T_2$ . Точная интерпретация томографических снимков затруднена тем обстоятельством, что диапазоны спиновой плотности и времена релаксации для живых тканей, пораженных различными заболеваниями, перекрываются между собой. По сравнению с водородом процентное содержание в живом организме атомов натрия, углерода и фосфора сравнительно невелико, кроме того их магнитный момент существенно меньше, чем у ядер водорода. По этой причине для обнаружения указанных

атомов необходимо использовать сильные рабочие магнитные поля (более 1,5 Тл), обеспечивающие получение достаточно контрастных изображений. Исследование этих изображений дают возможность получить полезную информацию о заболеваниях организма. Так, например, ЯМР сигналы от атомов натрия-23 позволяют изучать опухоли, отеки и кислородное голодание тканей, поскольку все эти болезни сопровождаются значительным увеличением концентрации натрия, спектр поглощения ядер атомов фосфора дает информацию о концентрации основных фосфидных молекул, входящих в состав мышц. Биохимические реакции приводят к количественным и качественным изменениям в биотканях, что проявляется в модификации спектров ЯМР и изменении констант релаксации. Фиксируя эти изменения, можно судить о скорости сопутствующих этим изменениям процессов. Так, например, связь времен релаксации со скоростью свертывания крови может быть использована для диагностики заболеваний гемофилией, а также для построения диагностических тестов цельной крови и ее компонент.

Отметим в заключении особенности детектирования ССИ и ССЭ при исследовании ЯМР спектра поглощения. В стационарном варианте непрерывного воздействия резонансного радиополя на исследуемый объект этот спектр фиксируется путем сканирования рабочего магнитного поля в окрестности резонансного значения. При этом длительность развертки выбирается много больше наименьшего из времен релаксации для того, чтобы уменьшить влияние модуляции на частотный спектр и форму линии ЯМР. Таким образом, длительность обработки спектра ЯМР сигналов напрямую зависит от ширины линии, а также числа повторных измерений, необходимых для выделения полезного сигнала на фоне шумов. Все это обуславливает жесткие требования по обеспечению стабильности резонансных условий для воспроизведения спектра ЯМР при проведении повторных замеров стационарным методом.

Существенная экономия времени в сравнении со стационарным методом реализуется в импульсном методе обработки сигналов ЯМР на основе Фурье-преобразования ССП и ССЭ. Так например, временная зависимость свободной прецессии после воздействия  $90^0$ -радиоимпульса и

радиочастотный спектр ЯМР, получаемый при медленном сканировании магнитного поля, являются Фурье-изображениями друг друга. Другими словами сигнал  $f(t)$  и его спектральная плотность  $F(\omega)$  однозначно связаны между собой преобразованиями Фурье следующего вида:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-j\omega t) dt \quad (20)$$

– прямое преобразование Фурье

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (21)$$

– обратное преобразование Фурье.

В частности для сигнала свободной прецессии в виде

$$f(t) = M_0 \exp(-t/T_2) \cdot \exp(j\omega_0 t) \quad (22)$$

его спектральная плотность содержит вещественную (поглощение) и мнимую (дисперсия) составляющие соответственно в виде

$$\frac{1}{2\pi} M_0 [1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2]^{-1} \quad \text{и} \quad \frac{1}{2\pi} M_0 (\omega_0 - \omega) \cdot [1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2]^{-1}$$

Компьютерная обработка прямого преобразования (6.20) при известной форме регистрируемого сигнала  $f(t)$  позволяет таким образом получить его спектр в привычном виде.

### **3. СОГЛАСОВАННЫЕ ФИЛЬТРЫ СЖАТИЯ РАДИОСИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ССЭ**

Обеспечение высокой точности измерений параметров отраженных радиосигналов на фоне различных помех и шумов является одной из

приоритетных задач современной радиолокации. Для решения этой проблемы необходимо использовать радиосигналы, характеристики которых (энергия и форма) позволяют надежно определить пространственные координаты и скорость движения зондируемого объекта. Таким требованиям удовлетворяют радиосигналы сложной формы, которые имеют относительно большую длительность и широкий спектр частот, позволяющие обеспечить высокую разрешающую способность радиолокационной станции по дальности обнаружения объекта. Подобное сочетание оказывается возможным в варианте внутриимпульсной частотной, либо фазовой модуляции радиосигнала. Для обнаружения такого сигнала ставится задача не сохранения его формы, а получения кратковременного «всплеска» полезного напряжения над уровнем шумов, действующих на входе приемного устройства. На рис. 15 показан процесс формирования такого сигнала на основе ССЭ при воздействии на образец последовательности из двух радиоимпульсов, в пределах которых использована линейная частотная модуляция (ЛЧМ) несущей частоты. В соответствии с рис. 15 по оси ординат отложена несущая частота радиоимпульсов, на той же оси пунктиром обозначена неоднородная форма резонансной линии поглощения образца, которая содержит перекрывающиеся друг друга контуры линий поглощения отдельных участков образца. При подаче на образец  $90^\circ$  ЛЧМ импульса в промежутке времени  $0 - t_1$  резонансное воздействие радиополя на участки образца будет осуществляться в разные моменты времени (на рис. 15 в качестве примера отмечены три характерных точки  $A$ ,  $C$  и  $E$ ). Если теперь в промежуток времени  $t_2 - t_3$  на образец подать  $180^\circ$  ЛЧМ импульс, в котором крутизна линейной вариации несущей частоты увеличена в два раза, действие этого импульса на образец в моменты времени, отмеченные характерными точками  $B$ ,  $D$  и  $F$ , приведет к формированию эха сигналов в один и тот же момент времени  $t_4$  (вследствии равенства временных отрезков:  $AB = BK$ ,  $CD = DM$ ,  $EF = FN$ ). В отличие от методики формирования ССЭ, рассмотренной в разделе 2, амплитуда ЛЧМ  $90^\circ$  импульса, с которым сопоставляется отраженный сигнал от цели, много меньше той, при которой наблюдается насыщение спиновой системы.

Использование второго  $180^\circ$  импульса позволяет преобразовать этот сигнал, выделив его на выходе согласованного фильтра в виде узкого всплеска спинового эха в момент времени  $t_4$ . В подобных устройствах удается достигнуть высоких (на уровне  $10^3$ - $10^4$ ) значений коэффициента сжатия  $k$  (отношение длительности входного сигнала к длительности спинового эха), при этом отношение сигнал-шум пропорционален  $\sqrt{k}$ .

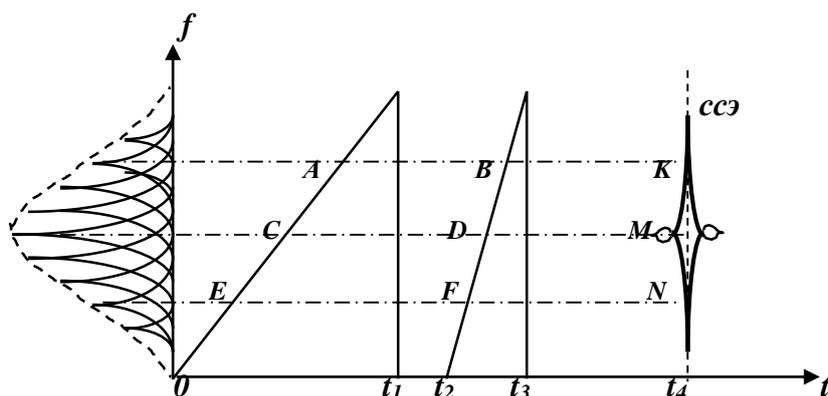


Рис.15. Формирование сжатого импульса спинового эха на выходе согласованного фильтра.

Помимо способа индуцирования ССЭ с помощью последовательности радиоимпульсов, рассмотренного в разделе 2, существует варианты наблюдения подобного сигнала путем быстрого включения поперечного постоянного магнитного поля и изменения его параметров – направления или градиента [2]. В первом случае с помощью циркулярно поляризованного света накачки осуществляется поляризация атомов в образце вдоль луча накачки. Затем за время, меньшее, чем период ларморовской прецессии включается постоянное неоднородное магнитное поле  $H_x$ , направленное перпендикулярно лучу накачки. Это вызывает прецессию намагниченности, созданную светом накачки, которая со скоростью поперечной релаксации затухает из-за различия частот прецессии в разных частях образца, обусловленного неоднородностью магнитного поля  $H_x$ . На рис.16 показаны для этого случая временные зависимости фазы прецессии для трех участков образца длиной  $L$  (в начале, в середине и в конце образца). Если, как это показано на рис.16 в момент времени  $t_1$  инвертировать направление поля  $H_x$ , то через промежуток времени  $2t_1$

произойдет формирование сигнала эха. При этом пространственное распределение неоднородности магнитного поля  $H_x$  не изменяется, частоты прецессии останутся прежними, но направление прецессии изменится на обратное, что в конечном итоге приводит к рефазировке намагниченностей отдельных участков образца. Подобный же сигнал эха можно наблюдать, если в момент времени  $t_1$  инвертировать не направление поля  $H_x$ , а направление его градиента (рис.17). В этом случае направление самой прецессии сохраняется, но изменяются абсолютные величины частот прецессии намагниченностей отдельных частей образца. При этом быстрая прецессия в одних частях образца изменяется на медленную, в других частях - происходит противоположное изменение, что в итоге приводит к формированию эха сигнала.

Как показано на рис. 17 временным положением сигнала эха можно управлять, если одновременно с изменением знака градиента поля  $H_x$  изменить величину этого градиента. Это свойство можно использовать в согласованных фильтрах сжатия для выделения одного радиоимпульса из последовательности серии идентичных радиоимпульсов с линейной частотной модуляцией. Принцип подобной селекции иллюстрируется на рис.18, где показана последовательность трех ЛЧМ радиоимпульсов (А и В и С), один из которых (С) следует выделить на выходе согласованного фильтра сжатия. С этой целью на парамагнитный образец воздействуют  $90^\circ$  ЛЧМ импульсами А, В и С подобно тому как это осуществляется в методе сжатия радиоимпульсов, который иллюстрируется на рис.15.

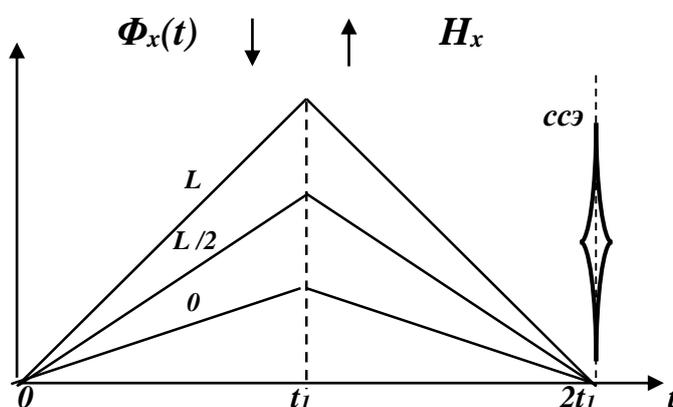


Рис.16. Формирование ССЭ при инверсии магнитного поля

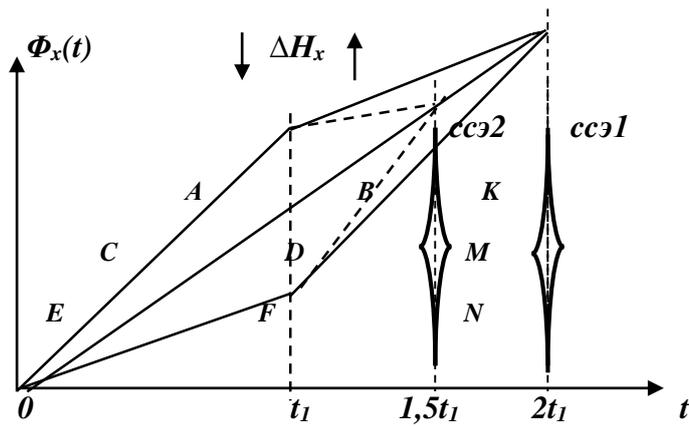


Рис.17. Формирование ССЭ при инверсии градиента магнитного поля

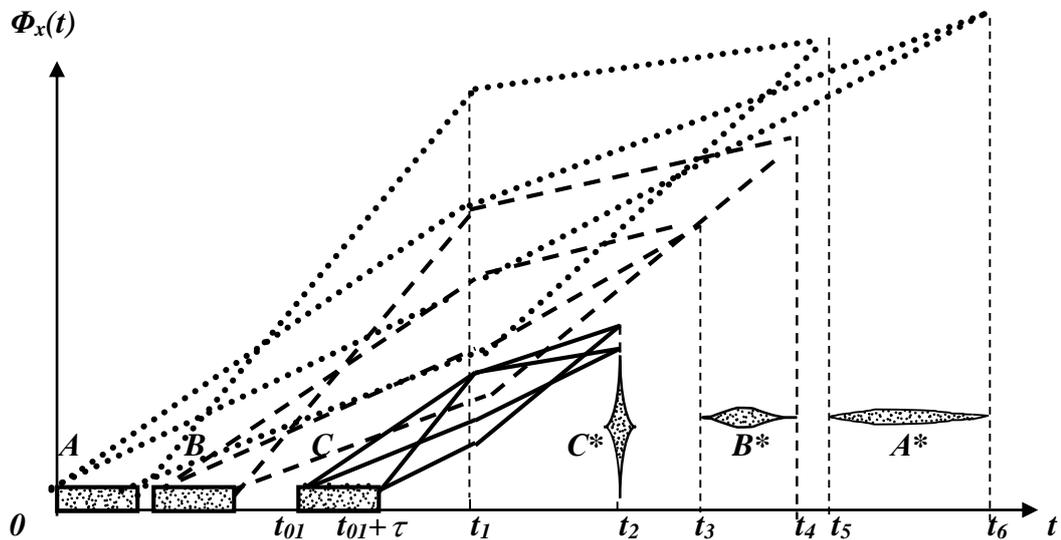


Рис.18. Схема селективного сжатия ЛЧМ радиоимпульсов.

Далее в момент времени  $t_1$  осуществляется инверсия градиента магнитного поля и в этот же момент времени включается дополнительное неоднородное магнитное поле  $H^*$ , величина и градиент которого подобраны таким образом, чтобы формирование ССЭ, вызванное действием импульса  $C$  происходила в окрестности времени  $t_2$ . При тех же параметрах поля  $H^*$  (что подтверждается параллельностью соответствующих прямых на временных зависимостях фазы прецессии) для радиоимпульсов  $A$  и  $B$  формирование ССЭ будет происходить в течении временных промежутков  $t_3 - t_4$  и  $t_5 - t_6$ . Расчет показывает, что существует однозначная связь между величиной  $H^*$  и промежутком

времени  $t_1 - t_{01}$  между началом импульса  $C$  и моментом инверсии основного магнитного поля

$$H^* = \frac{G \cdot \tau \cdot z^2}{2l(t_1 - t_{01})} \quad (23)$$

где  $G$  – градиент основного (линейно-неоднородного) магнитного поля,  $l$  – длина образца,  $z$  – координата элементарного объема образца,  $\tau$  – длительность импульса  $C$ .

Соотношение (23) обуславливает селективность сжатия лишь одного радиоимпульса из серии ему подобных, но действующих в другие временные промежутки, что открывает определенные возможности в технике обработки импульсных радиосигналов.

## 4. ПРЕЦЕЗИОННЫЕ КВАНТОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ЭФФЕКТЕ МЕССБАУЭРА

### 4.1. Гамма резонанс

Ядра атомов могут находиться в нормальном (основном) так и возбужденном состояниях, переходы между которыми сопровождаются коротковолновым (с частотой выше  $3 \cdot 10^{19}$  Гц) излучением в виде гамма-лучей. Фотон гамма-излучения, подобно материальной частице, обладает импульсом, поэтому процесс излучения его атомом или ядром должен сопровождаться отдачей (процессом, эквивалентным движению орудия в сторону, обратную вылету снаряда при выстреле). Если при этом в случае атома импульс отдачи достаточно велик, чтобы сообщить “выстреливающему” атому отличную от нуля скорость, то хотя в системе координат самого атома освобождается энергия, равная разности энергий уровней  $E_2 - E_1$ , в лабораторной системе координат энергия освобождающегося фотона будет несколько меньше этой величины, так как часть энергии пойдет на сообщение скорости самому атому вследствие отдачи. Аналогично, при поглощении энергия, необходимая для осуществления квантового перехода  $E_1 - E_2$ , в системе координат атома равна  $E_1 - E_2$ , но в лабораторной системе координат для осуществления этого перехода

должна быть затрачена несколько большая энергия, так как часть импульса фотона должна пойти на сообщение некоторой скорости всему атому.

Рассмотрим количественно этот вопрос на примере свободного атома, который в начальный момент времени в лабораторной системе координат имеет нулевую скорость. В соответствии с законом сохранения импульса можно записать:

$$Mv+k=0, \quad (24)$$

где  $M$  – масса ядра,  $v$  – скорость отдачи,  $k=h\nu/Mc$  – импульс гамма-кванта, где  $\nu$  – частота гамма-излучения. В соответствии с (24) скорость отдачи будет равна

$$v=-h\nu/Mc. \quad (25)$$

В результате излучения гамма кванта атом приобретает кинетическую энергию отдачи, равную

$$E_R = \frac{M \cdot v^2}{2} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc} \quad (26)$$

Таким образом, в лабораторной системе координат высвобождается фотон гамма-излучения, имеющий энергию

$$(h\nu)^* = h\nu - E_R. \quad (27)$$

Очевидно, для того, чтобы возбудить ядро, сообщив ему энергию  $E_1 - E_2$ , нужно затратить энергию большую на величину  $E_R$ : избыток энергии передается атому (или ядру) в соответствии с законом сохранения импульса, т.е.

$$(h\nu)^{**} = h\nu - E_R. \quad (28)$$

Таким образом, частоты линий излучения и поглощения смещены относительно друг друга на величину  $\nu^{**} - \nu^*$ , удовлетворяющую условию

$$h\nu = 2E_R$$

Сравнение величины  $E_R$  для случая электромагнитного излучения атомов в видимой области спектра и в диапазоне гамма-излучения, что для

середины видимого спектра ( $5 \cdot 10^{-5}$  см при массе атома 100 а.е.м.)  $E_R$  составляет  $6 \cdot 10^{-11}$  эВ, а для гамма излучения при той же массе и энергетическом зазоре  $10^4$  эВ значение  $E_R$  достигает значений 0,05 эВ ( $\sim 10^{13}$  Гц). При этом оптические линии поглощения и излучения практически полностью перекрываются, в то время как для гамма-излучения максимумы линий поглощения и излучения смещены друг относительно друга на значительную величину ( $\sim 0,25$  эВ).

В твердом теле атомы жестко закреплены в узлах кристаллической решетки. При этом энергия отдачи много меньше энергии химической связи атома с решеткой, поэтому отдача действует не на каждый атом, а на решетку в целом. Вследствие большой массы решетки при таком процессе не происходит изменения кинетической энергии решетки, но ее внутренняя энергия изменяется: энергия отдачи переходит в энергию тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки. Таким колебаниям можно сопоставить квантовый ансамбль квазичастиц-фононов, энергия которых изменяется дискретными порциями. В случае, когда испускание гамма-кванта не сопровождается рождением фононов, спектр линии излучения локализуется в окрестности несмещенной на величину энергии отдачи линии, ширина которой равна естественной ширине, определяемой

обратным временем жизни возбужденного состояния ядра. В случае безфононных переходов вероятность испускания гамма-кванта  $f$  определяется соотношением

$$f = \exp\left(-\frac{2\pi E_R}{h\omega_f}\right) \quad (29)$$

где  $\omega_f$  – частота фонона.

В соответствии с (29) вероятность безфононного процесса будет заметной для относительно тяжелых ядер при небольших энергиях гамма-кванта (порядка десятков кэВ). Явление испускания или поглощения гамма-квантов ядрами атомов в твердом теле без потери энергии на отдачу называют *эффектом Мессбауэра*. Интенсивность линии Мессбауэра падает с повышением температуры по экспоненциальному закону, так как возрастает вероятность возбуждения фононов из-за увеличения их числа с ростом температуры.

## 4.2. Скоростные спектрометры гамма резонанса.

Для изучения спектров поглощения гамма резонанса используется процедура смещения спектра излучателя по энергетической шкале. Наиболее распространенным в приложениях получил метод, основанный на эффекте Доплера и связанный с относительным перемещением источника и поглотителя. Эта скорость сравнительно невелика: в современных спектрометрах гамма резонанса она изменяется в пределах  $10^{-1} - 1$  м/с с точностью  $\pm 10^{-6}$  м/с. Обычно передвигается источник, поэтому он содержится при комнатной температуре. Температуру поглотителя обычно требуется понижать для увеличения интенсивности сигнала до температуры жидкого азота или гелия в соответствующем термостате. В зависимости от характера применяемого движения различают два типа скоростных спектрометров гамма резонанса: спектрометры с постоянной скоростью, спектрометры с переменной скоростью.

Спектрометры с постоянной скоростью позволяют более детально исследовать отдельные участки спектра, что особенно существенно при изучении спектров со сложной структурой. В них источник или поглотитель перемещаются друг относительно друга с постоянной скоростью, которая изменяется ступенями, а весь спектр снимается по точкам в течении довольно длительного промежутка времени. Такие спектрометры сравнительно дешевы и просты в изготовлении, но требуют высокой стабильности электронной аппаратуры во времени. Наибольшее распространение в технике гамма-резонанса получили скоростные спектрометры электродинамического типа, в которых источник гамма-излучения установлен на катушке, помещенной в постоянное магнитное поле и подвешенной на пружинах к каркасу магнита. Эта катушка питается от генератора, создающего импульсное напряжение треугольной формы (рис. 19а), что обеспечивает движение катушки вместе с источником с постоянной скоростью. Это следует из основного уравнения динамики

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx + F(t) \quad (30)$$

в котором вынуждающая сила  $F(t)$  компенсирует квазиупругую силу пружины  $kx$ , если изменяется по тому же закону. Из-за собственных колебаний системы и конечной величины ускорения на эюре реальной скорости (рис. 19б) появляются искажения. Для исключения их влияния регистрация излучения производится только на участках с постоянной скоростью, то есть в течении интервалов, меньших длительности всего цикла на величину нерабочего времени.

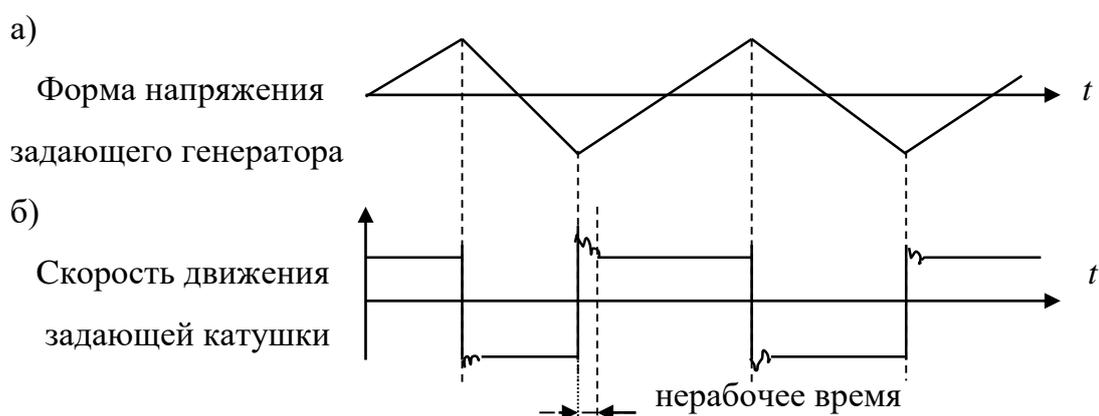


Рис. 19 Временные характеристики электродинамического вибратора в режиме постоянной скорости

Спектрометры с переменной скоростью позволяют быстрее снять исследуемый спектр, менее требовательны к стабильности аппаратуры, но несколько сложнее конструктивно и обладают меньшей точностью. Движение источника в них относительно поглотителя осуществляется со скоростью, изменяющейся во времени.

Проще всего реализовать синусоидальный закон изменения, однако это приводит к искажению спектра, так как равным интервалам времени будут соответствовать разные изменения скорости. Чаще используют движение с постоянным ускорением (см. рис. 20), то есть с линейным

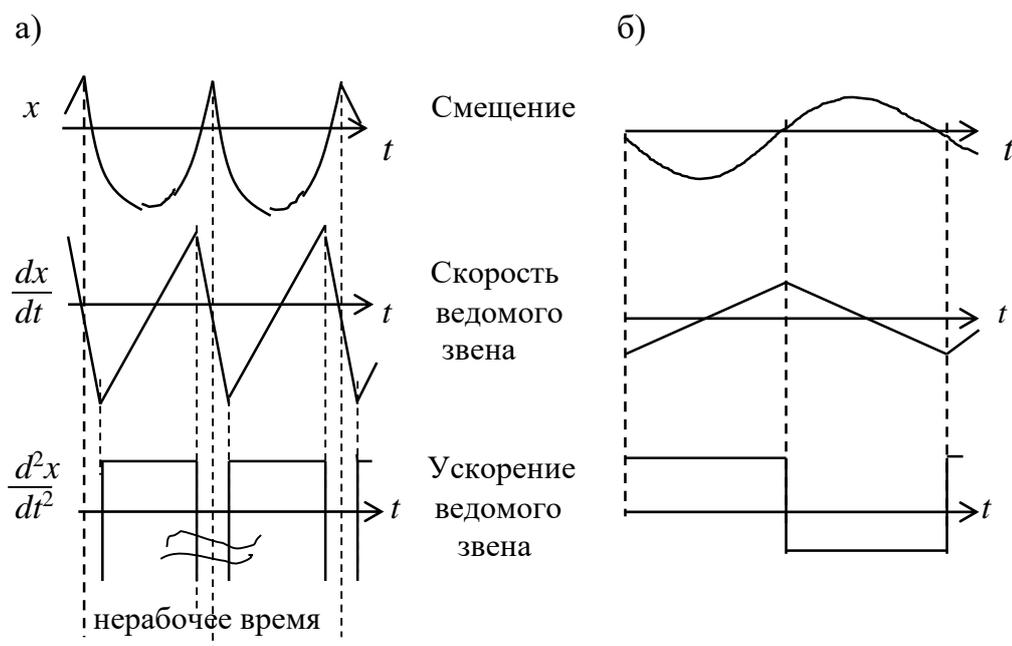


Рис. 20 Временные характеристики в спектрометре с постоянным ускорением а – одного знака, б – разных знаков

изменением скорости, когда в соответствии с (30) смещение источника происходит по параболическому закону  $x = a\varphi^2 + b\varphi + c$ , где  $\varphi = \omega t$  – угол поворота эксцентрика, связанного подвижным контактом с источником гамма-излучения.

### 4.3. Экспериментальная проверка гравитационного красного смещения

Гамма-резонанс отличается строгой селективностью, то есть чрезвычайно малым отношением ширины резонансной линии к энергии. Например, для энергии  $E_0 = 10^5 \text{ эВ}$  и времени жизни ядра в возбужденном состоянии  $10^{-7} \text{ с}$  этот параметр составляет  $10^{-13}$ . Это наиболее точно определенное по энергии электромагнитное излучение, что позволило широко использовать его для ряда физических опытов, в том числе для экспериментальной проверки теории относительности. В качестве примера на рис. 21 представлена схема эксперимента по наблюдению «красного смещения» энергии фотонов в гравитационном поле Земли. Источником

гамма лучей служили возбужденные ядра  $\text{Fe}^{57*}$ , связанные с кристаллом железа. Испущенные ядрами  $\text{Fe}^{57*}$  гамма лучи, пройдя через трубу высотой  $L = 21$  м, попадали на поглотитель, представлявший собой кристалл железа, содержащий уже невозбужденные ядра  $\text{Fe}^{57}$ . Относительное количество поглощенных гамма квантов регистрировалось сцинтилляционным счетчиком, состоящим из кристалла NaI и фотоумножителей. Вследствие взаимодействия с гравитационным полем Земли потеря энергии гамма кванта при прохождении высоты  $L$  составляет величину  $Egh/c^2$ . Таким образом, относительное красное смещение частоты источника излучения составляет значение  $gh/c^2 \sim 2,5 \cdot 10^{-15}$  для указанной высоты.

В эксперименте определялся относительный сдвиг частот, соответствующий максимумам интенсивности испускания и поглощения, лежащим в пределах ширины линии испускания. С этой целью источник приводился в движение с очень малой скоростью  $v$  (порядка  $6 \cdot 10^{-4}$  см/с) от поглотителя и к поглотителю, что выполнялось с помощью особого гидравлического устройства (привода и преобразователя) и часового механизма. В силу продольного эффекта Доплера частота гамма-квантов изменялась в соответствии с равенством  $\omega^* = \omega(1 - v/c)$ . Если бы не было гравитационного сдвига, то максимум поглощения соответствовал случаю  $v = 0$  и кривая поглощения была бы симметричной относительно замены  $v$  на  $-v$ . Наличие же асимметрии в кривой поглощения при подобной замене позволяет оценить скорость  $v$  и частоту, соответствующую максимуму поглощения. Опыт показал смещение частоты гамма-излучения в фиолетовую область, при этом замена местами источника и наблюдателя приводило к сдвигу частоты излучателя в сторону длинноволнового диапазона.

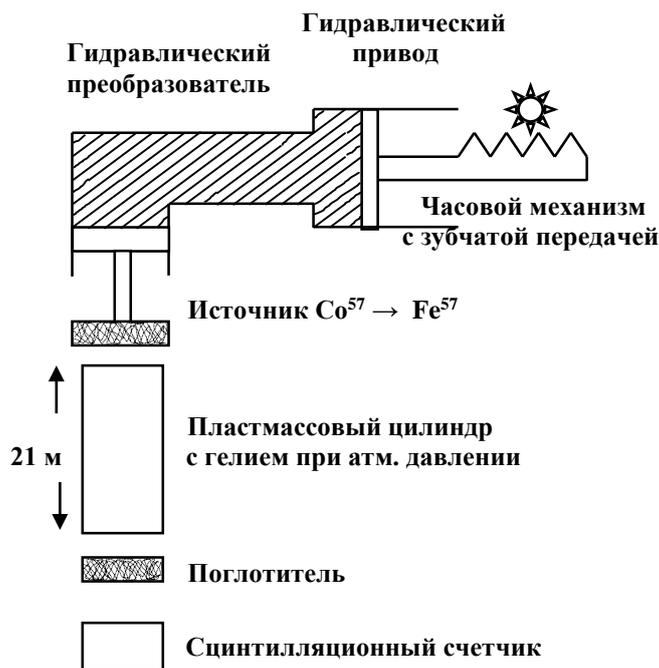


Рис. 21. Схема эксперимента по измерению «красного» смещения энергии гамма-квантов в гравитационном поле Земли

Для измерения энергии гамма-квантов используют сцинтилляционный детектор, представляющий собой фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), на входные окна которого напротив фотокатода подклеен сцинтилляционный кристалл NaJ, легированный Tl. При поглощении гамма-кванта в этом кристалле возникает вспышка света, интенсивность которой (число фотонов) пропорциональна энергии поглощенного гамма-кванта. Фотоны попадают в ФЭУ и создают в нем импульсы тока, амплитуда которого пропорциональна их числу, а, следовательно и энергии гамма-кванта. Если максимум интенсивности гамма-излучения совпадает с максимумом поглощения в спектре поглотителя, то детектор регистрирует минимум прошедших гамма лучей.

#### 4.4. Приложения эффекта Мессбауэра в биофизике

Эффект Мессбауэра может наблюдаться в любой макроскопической системе взаимодействующих частиц, содержащих требуемые ядра, в том

числе – в аморфных телах и жидкостях биологического происхождения. Он находит все более широкое применение в физике, химии и биологии. Рассмотрим некоторые его приложения в плане биофизических исследований.

**1. Изучение структуры биосубстратов.** Измеряемая в эксперименте энергия сверхтонкого взаимодействия определяется произведением двух величин, одна из которых содержит характеристику среды или внешнего поля, а другая определяется ядерными параметрами. Поэтому возможны два основных направления: по известным величинам полей, действующих на ядро, исследовать ядерные характеристики; по известным параметрам ядра определять величины внутренних полей и электронную плотность на ядрах с различным окружением из других атомов.

В природе существуют множество белков, содержащих атомы железа, пригодные для исследований гамма-резонанса. Большую группу составляют гемопротейны, многие из которых являются ферментами, катализирующие протекание биохимических реакций. Самым известным является гемоглобин – комплекс Fe с парафином и глобином, осуществляющий функции переноса кислорода и углекислого газа. Электронные состояния железа в гемоглобине на разных стадиях биохимических процессов меняются, поэтому расшифровка гамма спектров поглощения образцов гемоглобина, взятых у биообъектов позволяет судить о заболеваниях крови (лейкемия).

Важными гемопротейнами являются цитохромы – дыхательные ферменты, свойственные всем растительным и животным клеткам. Они входят в митохондрии, которые вырабатывают энергию, необходимую для функционирования клетки. К гемопротейнам относятся каталаза и гидропероксидаза – ферменты, необходимые клеткам для разложения перекиси водорода, образующейся как побочный продукт во многих биохимических реакциях.

Биологическая функция всего многообразия белков, содержащих атомы Fe, не может быть раскрыта, пока нет детальных сведений о структуре активного центра и об электронном состоянии атома железа на разных стадиях биохимического процесса. Эффект Мессбауэра позволяет решить такие задачи, как определение электронной конфигурации

атома железа, оценка прочности связи атома железа с другими атомами или молекулярными группами, изучение метаболизма железа в организме и некоторые другие задачи. Методы снятия спектров биологических образцов ничем не отличаются от методов исследования простых неорганических соединений. Основная сложность заключается в приготовлении образца, содержащего в достаточном количестве изотоп железа  $Fe^{57}$ . В табл.3 указано общее содержание железа в некоторых биосубстратах, из которой следует, что за исключением ферредоксина концентрация железа в природных образцах настолько мала, что для получения отчетливых спектров необходимо значительное обогащение изотопом  $Fe^{57}$ .

Таблица 3

Вещество	Молекулярный вес	Число атомов Fe на молекулу	Общее весовое содержание Fe, %
Гемоглобин	65000	4	0,34
Миоглобин	16000	1	0,34
Каталаза	250000	4	0,09
Цитохром С	13000	1	0,44
Цитохром С <sub>3</sub>	13000	2	0,88
Ферредоксин	6000 . . . 8000	2 . . . 10	2 . . . 9

Для исключения повреждения активного строения белка лучше это делать за счет ассимиляции живым организмом изотопа  $Fe^{57}$  с последующим выделением изучаемого вещества. Например, для изучения мессбауэровских спектров гемоглобина крыс им вводили в течении недели перед забоем инъекцию раствора соли  $Fe^{57}$ , что позволило повысить содержание изотопа  $Fe^{57}$  до 6 %. Значительно большее обогащение, до 70 %, достигается при культивировании микроорганизмов в средах, содержащих этот изотоп.

**2. Изучение слухового анализатора.** Измерения сверхслабых звуковых колебаний с амплитудой 1 ангстрем.

При заболевании органов слуха возникает потребность проводить исследование амплитудно-частотного распределения звуковых колебаний, воспринимаемых барабанной перепонкой среднего уха (для разных частот и интенсивностей). На барабанную перепонку наносится радиоактивный источник (кобальт-57 в меди) с малой безвредной активностью. Малые размеры и вес не нарушают эти колебания. Высокая чувствительность

гамма-резонанса способствует улавливанию малых смещений барабанной перепонки. В качестве поглотителя приемника используется сталь. Принципиальное значение здесь имеет изомерный сдвиг стали относительно источника – кобальта-57. Он соответствует следующему положению линий излучения и поглощения, показанному на рис.22.

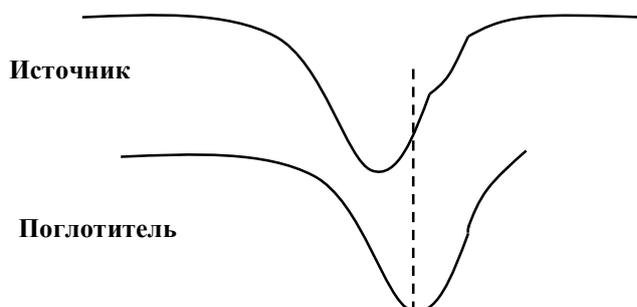


Рис. 22. Взаимное расположение линий излучения и поглощения соответствующее максимальной чувствительности регистрации гамма-резонанса.

Такое расположение линий излучения и поглощения обеспечивает максимальную чувствительность при регистрации сигнала. Альтернативный метод лазерной интерферометрии труднодоступен из-за необходимости жесткой фиксации опорной плоскости биообъекта.

**3. Исследование кинематических эффектов.** Диапазон возможных применений здесь весьма велик, начиная от изучения динамических свойств кристаллической решетки, процессов диффузии в жидкостях, адсорбции на поверхности и кончая такими экзотическими применениями как измерение среднеквадратичной скорости движения муравьев. В последнем случае нескольким сотням муравьев приклеивались капельки олова-119. Все помещалось в контейнер-поглотитель, обдуваемый воздухом с разной скоростью и температурой. Спектрометр с постоянной скоростью ( $0 - 4 \cdot 10^{-2}$  м/с) регистрировал среднеквадратичную скорость муравьев в функции состава воздуха, температуры и других климатических факторов.

#### 4.5. О возможности создания гамма лазеров.

В настоящее время проблеме создания гамма лазеров на излучательных ядерных переходах посвящено большое количество отечественных и зарубежных публикаций, связанных с новым направлением современной физики – квантовой нуклеоникой [3] Сразу следует оговориться, что, несмотря на достаточно долговременный интерес к этой проблеме, гамма лазер до сих пор не обрел практического воплощения в связи с целым рядом принципиальных трудностей, не позволяющих использовать опыт создания оптических квантовых генераторов при разработке сходных аналогов в диапазоне длин волн гамма квантов. В подобных устройствах, как известно, для получения полезного эффекта усиления стимулированного излучения необходимо каким либо образом получить в активной среде состояние с инверсией населенностей квантовых подуровней. При этом концентрация излучателей в верхнем возбужденном состоянии  $n_2$  должна превышать концентрацию  $n_1$  излучателей в нижнем основном состоянии. Пороговым условием получения лазерной генерации является превышение коэффициента усиления излучения  $g$  над коэффициентом нерезонансных потерь энергии в активной среде  $\chi$ . Величины коэффициента  $g$  и  $\chi$ . определяются равенствами:

$$g = \frac{\lambda^2}{4\pi\Gamma\tau} \left( n_2 - \frac{2I_2+1}{2I_1+1} n_1 \right) \quad (31)$$

$$\chi = \sigma(n_1 + n_2) \quad (32)$$

где  $\lambda$  – длина волны рабочего перехода,  $\tau$  - время жизни ядра в возбужденном состоянии,  $\Gamma$  - спектральная ширина резонансного перехода ядра в кристалле,  $I_2$  и  $I_1$  - ядерные спины верхнего и нижнего уровня рабочего перехода,  $\sigma$ - сечение нерезонансных потерь. Для длины волны порядка одного ангстрема нерезонансные потери обусловлены главным образом явлением фотоэффекта на электронах К-оболочки атомов (процессом, при котором атом поглощает гамма квант и испускает электрон). При энергии ядерного перехода 10 кэВ значения  $g$  и  $\sigma$  составляют соответ-

ственно величины  $0,005 \text{ см}^{-1}$  и  $5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ . Для получения эффекта генерации на ядерных переходах необходимо выполнение неравенства  $g \gg \sigma$ , которое, с учетом приведенных данных при  $n_2 \gg n_1$ , может быть переписано следующим образом

$$\Gamma \tau \ll 10^4 \quad (33)$$

Для ядер со средними атомными номерами  $Z$  доплеровское уширение линии составляет  $10^{13}$  Гц, что в соответствии с (13) обуславливает пороговое время жизни ядер в возбужденном состоянии на уровне единиц наносекунд. Оценка плотности потока нейтронов, необходимого для создания отрицательной температуры в ансамбле радиоактивных ядер с таким временем жизни дает значения, достижимые лишь при ядерных взрывах. Использование эффекта Мессбауэра позволяет снизить подобное требование, так как в этом случае  $\Gamma \tau \approx 1$ , и условие (33) заведомо выполняется.

Как ранее отмечалось, разброс начальных скоростей ядер в соответствии с распределением Максвелла приводит к доплеровскому уширению линий излучения и поглощения гамма квантов. Если значения энергии отдачи  $E_R$  превышает доплеровскую ширину линии, то гамма кванты, испущенные потоку фотонов накачки не могут быть поглощены невозмущенными ядрами, однако они могут индуцировать гамма эмиссию возбужденных ядер. В этом случае имеет место так называемая скрытая инверсия населенностей, когда возможно усиление стимулированного гамма излучения в определенной области частот даже если не существует превышение числа возбужденных ядер над невозбужденными

В соответствии с (29) вероятность безфононного излучения резко падает ростом энергии. Это ограничивает верхнее значение величины энергии гамма квантов (на уровне 100 кэВ), достижимое в гамма лазере на ядерных переходах. Нижнее значение энергии радиационных переходов ядер, которые возможно использовать для генерации гамма излучения, определяется быстрым ростом сечения фотоэффекта с уменьшением энергии гамма квантов. Поэтому нижняя граница пригодных энергий радиационных переходов ядер определяется величиной не ниже 10 кэВ.

Предложенные модели гамма лазера на ядерных переходах можно разделить на две группы: гамма-лазеры на короткоживущих ( $\tau < 10^{-5}$  с) и долгоживущих ( $\tau \gg 10^{-5}$  с) изомерах. Граничное значение  $\tau = 10^{-5}$  с обусловлено тем, что при  $\tau \leq 10^{-5}$  с ширина мёссбауэровской линии гамма-перехода близка к естественной ширине, когда  $\Gamma\tau \approx 1$ .

Нарушения идеальности кристаллической решётки, в матрицу которой внедрены радиоактивные ядра, а также химические и квадрупольные сдвиги приводят к уширению линий гамма резонанса. Причиной уширения линии, неустранимой даже в идеальных кристаллах, является и магнитное диполь-дипольное взаимодействие ядер, так как ядерные спины возбуждённого и невозбуждённого состояний различны, а координаты ядер, высветившихся в процессе генерации, случайны. Использование импульсных методов ЯМР на частотах, соответствующих переходам между магнитными подуровнями рабочих уровней ядер, позволяет подавить эти механизмы уширения линии. В соответствии с этой методикой быстрая переориентация ядер радиочастотным полем ослабляет диполь-дипольное взаимодействие, усредняя его величину, имеющую различный знак при различных ориентации спинов. При этом одновременно ослабляется магнитное взаимодействие ядер с соседними атомами и взаимодействие электрических квадрупольных моментов ядер с внутрикристаллическими электрическими полями. Аналогично подавляется и т. н. химический сдвиг. Таким образом, искусственное сужение линии гамма резонанса позволяет приблизиться к созданию гамма-лазеров на долгоживущих изомерах. В схемах на короткоживущих изомерах основной проблемой является эффективность механизма возбуждения (накачка) ядер: накачка должна быть интенсивной и селективной. При этом подобный механизм должен минимально возмущать состояние решётки кристалла. Наиболее близко к выполнению этих требований подходит механизмы захвата тепловых нейтронов, радиационное возбуждение (например, рентгеновским излучением), а также возбуждение пучком заряженных частиц.

## 5. ЭФФЕКТ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ (КПН)

Эффект КПН в настоящее время интенсивно исследуется в приложениях квантовой магнитометрии и технике образцовых мер частоты 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.23а). Рассмотрим  $\lambda$ - конфигурацию трехуровневой модели атомов, взаимодействующих с двумя лазерными полями с частотами  $\omega_{L1}$  и  $\omega_{L2}$ . 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  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{22}$  и  $\rho_{33}$ , показанных на рис.23б.

Как следует из рис.23б в узкой области расстроек  $\delta\omega_{L2}$  вблизи двухфотонного резонанса населенность возбужденного подуровня (диагональный элемент  $\rho_{33}$ ) уменьшается до нуля, что эквивалентно процессу «пленения» населенностей на двух нижних подуровнях основного состояния (диагональные элементы  $\rho_{11}$  и  $\rho_{22}$ ). 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

$$I \gg I_N \gamma / \Gamma \quad (34)$$

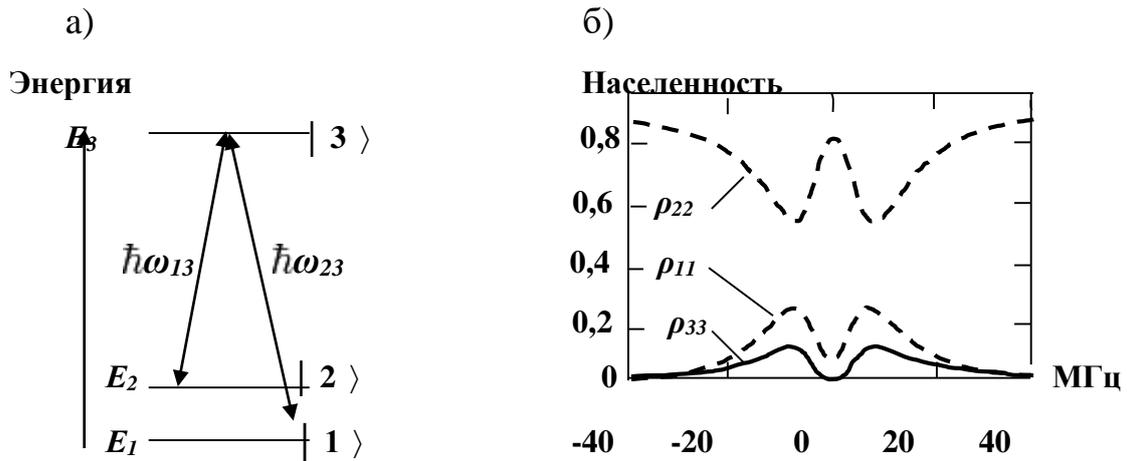


Рис.23. Трехуровневая модель КПН: а)  $\lambda$ - конфигурация двух лазерных полей, б) диагональные элементы матрицы плотности в функции  $\delta\omega_{L2}$

где  $\gamma$  – скорость поперечной релаксации между состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ ,  $\Gamma$ - скорость распада состояния  $|3\rangle$ ,  $I_N$  – интенсивность насыщения оптического перехода, равная для атомов щелочных металлов  $0,1 \text{ вт/см}^2$   
Ширина темного резонанса  $\Delta\omega_{DR}$  определяется равенством

$$\Delta\omega_{DR} = \gamma + \Omega_R^2 / \Gamma \quad (35)$$

где  $\Omega_R = 2\pi dE_0/h$  - частота Раби,  $d$  – матричный элемент электродипольного взаимодействия, одинаковый для частот  $\omega_{13}$  и  $\omega_{23}$ ,  $E_0$  – амплитуда излучения лазеров, одинаковая для обоих оптических переходов. Согласно (35) ширина темного резонанса может быть меньше естественной ширины линии оптических переходов при условии  $\gamma\Omega_R \ll \Gamma$ . При этом должно выполняться условие (34).

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 лазеров, 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  $D_2$  линии 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.24. В этой схеме осуществляется модуляция лазера на частоте 4,6 ГГц для цезиевой ячейки (или 3,2 ГГц) для рубидиевой) с помощью микроволнового синтезатора, опорный сигнал которого берется от кварцевого генератора 5 МГц.

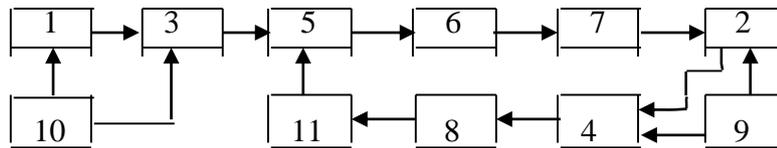


Рис. 24. Структурная схема малогабаритного стандарта частоты на эффекте КПН: 1,2 – синхронные детекторы, 3,4 – управляющие элементы, 5 – лазер, 6 – камера поглощения, 7 – фотодиод, 8 – кварцевый генератор 5 МГц, 9,10,11 – генераторы модуляции соответственно на частотах 0,5 кГц, 10 кГц и 4,6 ГГц.

Для стабилизации частоты лазера относительно доплеровски уширенной линии поглощения с шириной около 1,4 ГГц используется модуляция на частоте 10 кГц. Вторая система обратной связи использует модуляцию на частоте 0,5кГц для стабилизации боковой частоты относительно темного КПН резонанса, имеющего ширину около 100 Гц. Камера поглощения помещена в постоянное магнитное поле для выделения магнитодипольного перехода с  $\Delta m_F = 0$ . Эксперименты показали, что относительная нестабильность подобного устройства составляет менее  $3 \cdot 10^{-11}(\tau/c)^{-1/2}$  для интервалов времени  $1 < \tau < 10^5$  с.

## 6. ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ [4]

При распространении света с частотой  $\omega$  близкой к резонансной частоте атомов  $\omega_0$ , осуществляется процесс поглощения, характеризуемый мнимой частью показателя преломления среды  $n$ , одновременно происходит изменение скорости распространения света, описываемое действительной частью показателя  $n$  по лоренцевскому закону. Следствием взаимодействия такого света со средой является радиационное уширение  $\Gamma^*$  и сдвиг  $\Delta$  энергетических подуровней основного состояния, величины которых зависят интенсивности света и разности  $\delta = \omega - \omega_0$ . Элементарный

расчет методом теории возмущений приводит к следующим выражениям для  $\Gamma^*$  и  $\Delta$ :

$$\Gamma^* = \Omega_R^2 \Gamma (\Gamma^2 + 4\delta^2)^{-1} \quad (36)$$

$$\Delta = \Omega_R^2 \delta (\Gamma^2 + 4\delta^2)^{-1} \quad (37)$$

Соответствующее ускорение (или торможение), которое может быть передано атому массой  $M$  равно  $a = \frac{hk\Gamma}{4\pi M} = V_R/2\tau$ , где  $V_R = k\Gamma/M$  есть скорость отдачи, приобретенная атомом при поглощении или излучении одного фотона,  $\tau = \Gamma^{-1}$  – время жизни возбужденного состояния,  $k$  – 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 энергосподуровней). Необходимость подобной компенсации вызвана так называемым эффектом *монохроматизации скоростного распределения атомов* в пучке, взаимодействующих с лазерным излучением лишь при равенстве доплеровского сдвига частоты лазера относительно линии атомного перехода. По мере движения атомного пучка от источника к детектору действие лазерного излучения приводит к уменьшению скорости атомов в область нерезонансных значений и выходу из зоны торможения. Для реализации непрерывного процесса торможения используют магнитную систему, создающую вдоль траектории атомного пучка неоднородное магнитное поле, градиент и величина которого подобраны таким образом, чтобы доплеровское смещение частоты компенсировалось зеемановским сдвигом линии атомного перехода. При этом удается более чем на порядок уменьшить скорость атомов на выходе такого замедлителя.

Комбинированное воздействие двух лазерных полей, распространяющихся навстречу друг к другу, позволяет охладить атомный ансамбль до температур, соответствующих так называемому доплеровскому пределу, равному  $h\Gamma/4\pi k_B$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Для щелочных

атомов этот предел составляет около 100 мкК 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.25а, 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  $\sigma^+$  к  $\sigma^-$ , затем от  $\sigma^-$  к  $\sigma^+$  и т.д. В промежутке между участками  $\sigma^-$  и  $\sigma^+$  поляризация эллиптическая или линейная. В простейшем случае двухуровневой модели атомов с полуцелым спином основного состояния, два зеемановских подуровня  $m_g = \pm 1/2$  приобретают световой сдвиг (37), 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  $\delta$  не слишком велика, по сравнению с  $\Gamma$ , 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  $\delta$  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  $\sigma^+$ , 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  $\sigma^-$  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  $\sigma^+$  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  $U_0$  (см. рис.25б) 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  $h/2\pi\Gamma$ . 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  $E_R = (\frac{hk}{2\pi})^2 / 2M$ .

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).

Для охлаждения нейтральных атомов до температур меньших суб-доплеровского предела лазерное излучение становится слишком «грубым» инструментом воздействия, поэтому для этого случая используют так называемое *испарительное охлаждение*, позволяющее получить в лабораторных условиях температуру среды до 100 нК. Процесс охлаждения до столь низких температур состоит из нескольких этапов. На первом этапе используется лазерное охлаждение атомов до температуры, при которой возможна их локализация в электромагнитных ловушках. При этом необходимы достаточно высокая плотность и время жизни атомов в ловушке. Последнее ограничено неупругими межатомными столкновениями.

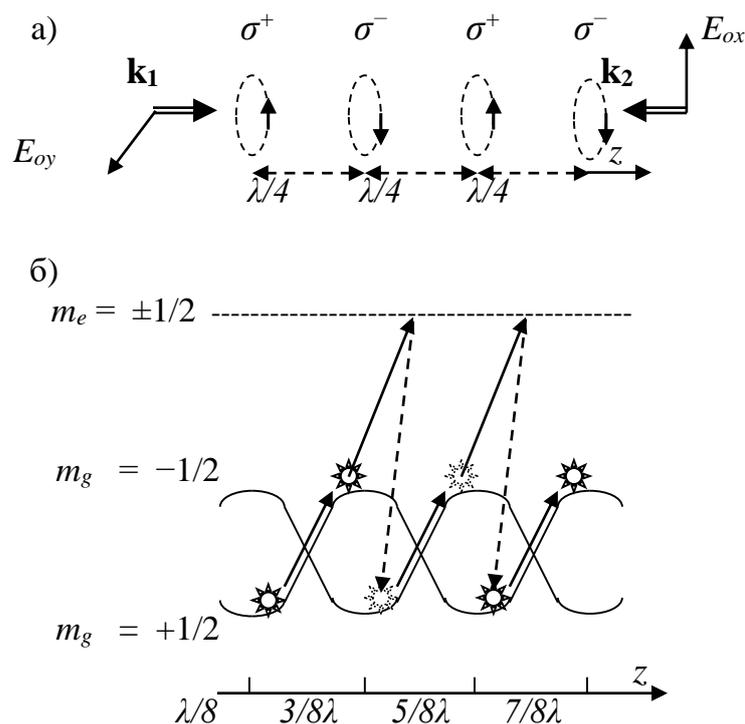


Рис 25. Механизм сизифова охлаждения.

В процессе испарительного охлаждения происходит значительная потеря большей части атомов первоначального ансамбля (до 0,1%). При этом происходит его трансформация в низкотемпературный ансамбль высокой плотности. Подобные ансамбли носят название бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) атомов, представляющий агрегатное состояние, основу которого составляют бозоны, находящиеся в минимально возможных квантовых состояниях. Локализация таких атомов в пространстве осуществляется с помощью магнитных ловушек, использующих неоднородное стационарное магнитное поле. В таком поле (создаваемом, например, двумя круговыми токами, текущих в противоположных направлениях) на парамагнитные атомы действует сила, направленная к минимуму магнитного поля. При значении магнитного момента атома, примерно равного магнетону Бора при величине магнитного поля на краях ловушки  $\sim 100$  Гс такая ловушка может удерживать атомы с температурой порядка 10 мК.

Другой вариант локализации холодных атомов в пространстве использует оптическую ловушку, которая в простейшем случае состоит из одного сфокусированного лазерного пучка. При этом основой управления нейтральными атомами является эффект отдачи, который в оптическом диапазоне частот в сравнении с гамма резонансом весьма мал. Тем не менее воздействие мощного лазерного излучения, настроенное в резонанс с каким, либо электродипольным переходом атома, приводит к спонтанному переизлучению миллиона фотонов в секунду, средний импульс которых равен нулю и некомпенсирован средним импульсом фотонов излучения лазера. При этом дипольная сила светового давления, действующая на атом в лазерном пучке при отрицательной отстройке частоты лазера относительно частоты атомного перехода, образует потенциальную яму вблизи фокуса луча лазера. В зависимости от величины частотной расстройки и интенсивности лазерного луча максимальная глубина потенциальной ямы может составлять  $0,1 - 1$  мК, а время жизни атомов в такой ловушке – от несколько десятков миллисекунд до десятка минут.

Магнитные ловушки, удерживающие БЭК атомы, являются аналогом оптического резонатора для фотонов в оптическом квантовом генераторе (ОКГ). При испускании атомов из такой ловушки в определенном направлении образуется когерентно направленный пучок, аналогично как это реализуется в ОКГ при прохождении фотонов через полупрозрачное зеркало. Подобное устройство получило название атомного лазера.

Одновременное использование статических магнитных полей и лазерных лучей позволяет получить магнитооптическое пленение атомов в пространстве. В такой ловушке температура атомов составляет  $0,1$  мК–  $10$  мК, а плотность атомов достигает  $10^8 - 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

В последние годы разработан еще один способ пленения холодных атомов, основанный на комбинированном использовании электромагнитных и гравитационных сил.

## 7. КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ НА ОХЛАЖДЕННЫХ АТОМАХ

Методика оптического охлаждения атомов широко используется в настоящее время при разработке квантовых стандартов частоты на атомном фонтане [5]. 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 величину порядка см в секунду. Для подобного рабочего вещества использование горизонтальной схемы оптического охлаждения принципиально невозможно, так как при движении атомного пучка сила гравитации смещают этот пучок 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.26). 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 атомнолучевого 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 атомных часах начальная скорость атомного пучка составляет 4,5 м/с при  $H \approx 1$  м и  $T = 0,9$  с.

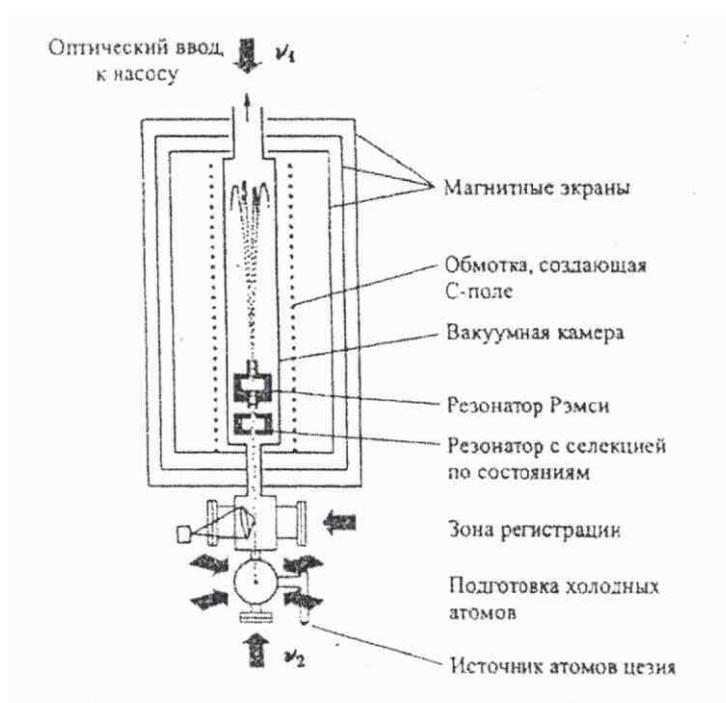


Рис.26. Схема атомного фонтана Захариаса

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 мкК 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 мкК, в резонатор вернется лишь 0,7% атомов.

Схемное исполнение атомных фонтанных часов (рис. 26) 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 мкК. 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  $\nu_1$  направлена вниз и отстроена на величину  $\delta\nu$  в длинноволновую область спектра, а другая с частотой  $\nu_2$  направлена вверх и отстроена на величину  $-\delta\nu$  в коротковолновую область по отношению к исходной частоте  $\nu$ . (на частоте  $\nu$  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. ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМНЫХ ПУЧКОВ

Как отмечалось в разделе 6 при действии на нейтральные атомы квазирезонансного лазерного пучка, распространяющегося вдоль оси OZ, имеет место процесс поглощения и спонтанного переизлучения фотонов. В результате на атомный пучок действует радиационная сила (сила светового давления) величина которой зависит от проекции скорости пучка на ось OZ и расстройки частоты лазера  $\omega_L$  относительно частоты атомного перехода  $\omega_0$ . Ускорение атома под действием этой силы достигает величины  $10^8 \text{ см/с}^2$ , что  $10^5$  раз превышает ускорение силы тяжести. В ограниченном по апертуре лазерном пучке на атом, помимо силы вдоль оси OZ, действует так называемая *градиентная сила*, обусловленная поперечной неоднородностью поля. В зависимости от расстройки частоты лазера действие этой силы проявляется по-разному: при  $\omega_L > \omega_0$  (расстройке в фиолетовую область) эта сила выталкивает атомы из пучка, в противном

случае  $\omega_l < \omega_0$  (красном смещении частоты лазера) происходит коллимация атомного пучка к его центру. Последнее объясняется тем, что в аксиально симметричном световом поле, создаваемым, например, коническим рефлектром (аксиконом), на атом, имеющим поперечную проекцию скорости  $V_{xy}$ , действует сила светового давления, которая при  $\omega_l < \omega_0$  направлена против вектора  $V_{xy}$ , а при  $\omega_l > \omega_0$  - по вектору  $V_{xy}$ . Подобная направленность обусловлена тем, что из-за доплеровского сдвига частоты  $\omega_0$  атом более эффективно поглощает фотон из той волны, которая распространяется навстречу вектору  $V_{xy}$ . При этом во внутреннем объеме аксикона происходит сужение скоростного распределения атомного пучка, приводящее к уменьшению его угловой расходимости и увеличению плотности. Поперечный размер сколимированного таким образом атомного пучка может составлять величину проядка одного ангстрема.

Эффект светового давления может быть использован не только для охлаждения и коллимации атомных пучков, но и при создании так называемого *атомного зеркала*, образованного очень тонкой поверхностной волной, которая возникает в условиях полного внутреннего отражения лазерного луча от границы раздела диэлектрик – вакуум. Толщина поверхностной волны может изменяться от долей до нескольких длин волн. При  $\omega_l > \omega_0$  на атом, помещенный в поверхностную волну, действует градиентная сила, выталкивающая атом из поверхностной волны в вакуум. Другими словами, величина градиентной силы оказывается достаточной чтобы изменить траекторию приближающихся к поверхности атомов. Если же атом налетает на поверхностную волну со стороны вакуума, то траектория его движения состоит из прямолинейного участка в вакууме, участка торможения в поверхностной волне, приводящей к уменьшению скорости атома до нуля, последующего ускорения в обратном направлении от поверхности и, наконец, прямолинейного участка в вакууме. По аналогии с оптикой в атомном зеркале соблюдается равенство углов падения и отражения атомного пучка, если поперечная скорость атомов не превышает некоторого максимального значения. В противном случае отражение атомного пучка от поверхности зеркала происходит диффузно.

Примечательной особенностью атомного зеркала является его способность отражать атомы селективно по квантовым состояниям. Подобная

особенность связана с отмеченным выше дисперсионным характером зависимости действия градиентной силы от расстройки частоты  $\omega_L$  относительно  $\omega_0$ . Если, например, на атомное зеркало падает пучок, в котором атомы распределены по нескольким подуровням основного состояния и только для одного из подуровней соблюдается неравенство  $\omega_L > \omega_0$  (условие отталкивания атомов от поверхности зеркала), то в отраженном пучке присутствуют атомы только этого состояния, а остальные будут рассеиваться диффузно. Применительно к атомам щелочных металлов подобная селекция реализована для состояний сверхтонкой структуры с различным значением полного момента, причем отношение коэффициентов отражения для этих состояний составляет порядок величины  $10^2$

Атомные зеркала являются необходимым элементом атомных интерферометров, в которых интерференционные полосы наблюдаются в виде осцилляций интенсивности пучка атомов. В сравнении с электронными и нейтронными интерферометрами атомные аналоги на оптически охлажденных атомах обладают целым рядом важных преимуществ, к числу которых относятся:

- широкий диапазон значений атомных параметров (масса, магнитный момент, поляризуемость), что предусматривает широкий динамический диапазон силы взаимодействия атомов с внешним полем в зависимости от сорта рабочего вещества,
- высокая эффективность управления атомной средой лазерным излучением вследствие сравнительно большого сечения рассеяния света атомами ( $\sim 10^{-9} \text{ см}^2$ ), в то время как сечение рассеяния света электронами составляет порядок величины  $10^{-25} \text{ см}^2$ ,
- высокая относительная точность измерений частоты и длины волны излучения лазера (соответственно на уровне  $10^{-15}$  и  $10^{-11}$ ), что предопределяет большую точность измерений,
- относительно низкая стоимость и простота реализации в сравнении с источниками электронов и нейтронов.

Отмеченные достоинства обуславливают большее многообразие возможных применений атомных интерферометров как в фундаментальных физических исследованиях, так и в различных прикладных задачах, таких как навигация и прецизионное позиционирование, метрология, геофизические исследования и т.д. Длина волны де Бройля для атомов даже охлажденных до температур порядка 1 мК (скорости атомов порядка 1 м/с) составляют величину порядка 10 нм, что существенно увеличивает чувствительность атомных интерферометров по сравнению со световыми. Охлаждение и захват атомов в магнитооптическую ловушку позволяют существенно увеличить время взаимодействия атомов со световыми полями и тем самым увеличить чувствительность атомного интерферометра. При температуре близкой к абсолютному нулю, поведение атомного ансамбля начинает зависеть от внутренней квантовой характеристики атома – его спина. В 1924 г. Бозе и Эйнштейн предсказали для бозе-частиц явление их конденсации, получившей название Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК). В этих условиях достаточно большое число атомов оказывается в своих минимально возможных квантовых состояниях и квантовые эффекты проявляются на макроскопическом уровне.

Помимо зеркала разработка атомного интерферометра предполагает создание таких его элементов как атомный источник и когерентный делитель атомной волны де Бройля. Простейшим атомным источником может служить атомный пучок, сформированный двумя коллимирующими щелями. Принципиальный недостаток подобного источника заключается в его малой фазовой плотности, поэтому более предпочтительным является источник, приготовленный путем лазерного охлаждения и последующей локализации атомов в электромагнитных ловушках. Магнитная ловушка, удерживающая атомы БЭК, является аналогом оптического резонатора для фотонов в оптическом квантовом генераторе. Атомы, выпущенные из ловушки в определенном направлении (по аналогии с потоком фотонов через полупрозрачное зеркало оптического резонатора лазера) образуют когерентный направленный пучок. Подобное устройство получило название *атомного лазера*. Значительный интерес к атомным лазерам связан с возможностью применения когерентных атомных пучков в высокоточных

измерительных приборах и тонких технологиях при создании атомных и молекулярных структур.

Когерентное расщепление атомного пучка в интерферометре по аналогии с оптикой основано на явлении дифракции волны де Бройля путем использования как материальных нанорешеток, так и световых решеток. Последние представляют собой стоячую световую волну, то есть являются фазовыми решетками, пропускающими, в отличие от материальных нанорешеток, *все* атомы.

Атомные интерферометры открывают новые возможности высокочувствительного и точного изучения свойств атомов, атомных столкновений, взаимодействия атомов с поверхностью и электромагнитными полями. При использовании резонансного взаимодействия света с атомами для расщепления и совмещения волн в интерферометре результат интерференции атомов зависит от частоты светового излучения и, в этом случае, возможно создание стандарта частоты на основе такого интерферометра.

## **9. КВАНТОВЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ (КМОН)**

Квантовые магнитометры 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. Важная роль при решении этих задач принадлежит квантовым магнитометрам с оптической накачкой (КМОН), которые к настоящему времени превосходят все прочие средства магнитных измерений по точности и вариационной чувствительности в широком диапазоне магнитных полей [6].

По принципу действия квантовые магнитометры подразделяются на два больших класса измерительных систем - резонансный и нерезонансный. Резонансные КМОН измеряют частоту квантовых переходов, связанных с

изменением проекции магнитного момента атома на выделенное направление, задаваемое вектором индукции магнитного поля, в нерезонансных КМОН мерой магнитной индукции является поляризация атомов рабочего вещества, контролируемая по степени поглощения света накачки в зависимости от величины измеряемого магнитного поля.

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 парощелочных 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, использующих электронные парамагнетики.

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 самогенерирующие  $M_x$  магнитометры, функционирующие на частоте спиновой прецессии, практически безинерционны, и их быстродействие (до  $10^{-5}$  сек), лимитируется постоянной времени регистрирующего тракта.. Инерционность  $M_z$  магнитометров, в которых контролируется изменение разности населенностей под действием резонансного радиополя, ограничивается шириной линии рабочего вещества.

Ниже рассмотрены некоторые схемы КМОН, которые имеют наибольшее распространение в практике квантовой магнитометрии.

### **9.1. Схема однокамерного самогенерирующего КМОН**

В этом магнитометре используется модуляция света накачки в камере поглощения на частоте, близкой к частоте свободной прецессии.

Схема самогенерирующего КМОН представлена на рис.27 и работает следующим образом. Высокочастотный генератор 1 возбуждает разряд в спектральной лампе 2, излучение которой через фокусирующий конденсор 3 проходит через линейный поляризатор 4, четвертьволновую пластинку 5 и приобретает циркулярную поляризацию. Это излучение проходит через камеру поглощения 6 с рабочим веществом, осуществляя в нем оптическую ориентацию, и фокусируется на приемном фотодетекторе 7. Сигнал с выхода фотодетектора усиливается широкополосным усилителем 8 и через фазовращатель 9 подается на радиочастотную катушку 10, переменное магнитное поле которой воздействует на атомы рабочего вещества в камере поглощения 6. Схема самовозбуждается на частоте Лармора при коэффициенте усиления в цепи обратной связи не менее еди-

ницы и нулевом фазовом сдвиге, регулируемом фазовращателем 9. Резонансная частота сигнала, пропорциональная напряженности магнитного поля, измеряется частотомером 11.

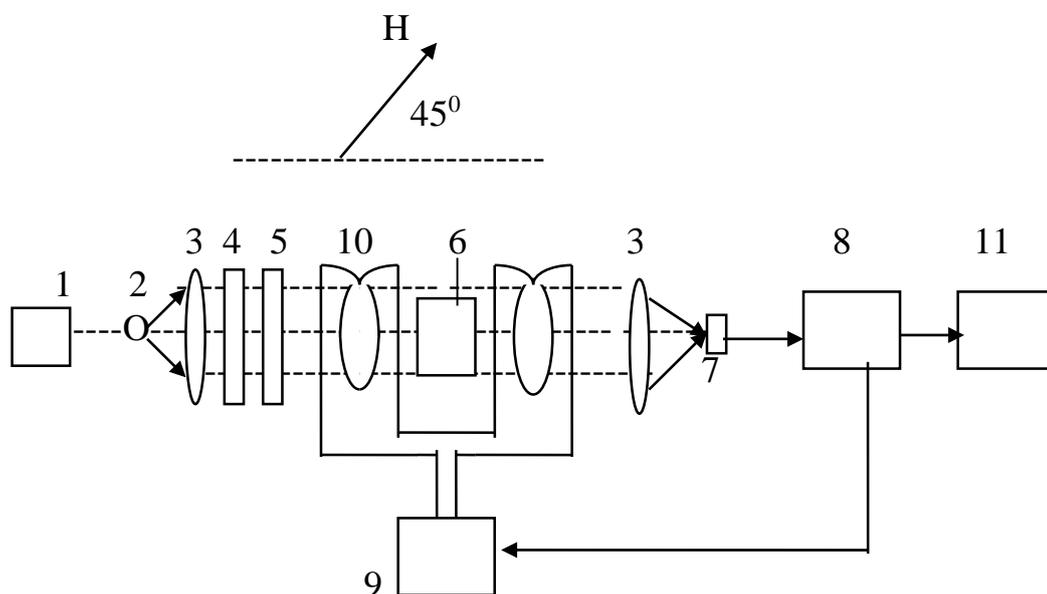


Рис.27. Схема однокамерного самогенерирующего КМОН. 1- Высокочастотный генератор, 2-источник накачки, 3-фокусирующий конденсор, 4- линейный поляризатор, 5- четвертьволновая пластинка, 6- камера поглощения, 7- фотодетектор, 8- усилитель обратной связи, 9- фазовращатель, 10-радиочастотная катушка.

Самогенерирующий КМОН отличается сравнительно высоким быстродействием (до  $10^{-5}$  сек), при этом амплитуда детектируемого сигнала изменяется в зависимости от угла  $\varphi$  между оптической осью и вектором напряженности магнитного поля  $H$  по закону  $(\sin \varphi \cos \varphi)^2$ . Таким образом, самогенерирующий КМОН имеет мертвые зоны (области неработоспособности), соответствующие значениям угла  $\varphi = 0$  и  $90^\circ$ . Таким образом, самогенерирующий КМОН имеет мертвые зоны (области неработоспособности), соответствующие значениям угла  $\varphi = 0$  и  $90^\circ$ .

## 9.2. Схема КМОН с модуляцией резонансных условий

В магнитометрах подобного типа используется периодическое прохождение магнитного резонанса с низкой звуковой частотой, модулирующей либо измеряемое магнитное поле, либо частоту индуцирующего маг-

нитный резонанс радиочастотного поля. Оптический тракт такого устройства (рис.28) состоит из тех же элементов, что и на рис.27, однако в отличие от предыдущей схемы магнитометр содержит избирательный усилитель низкой частоты 8, фазочувствительный детектор 9, звуковой генератор 10 и управляемый по частоте радиочастотный генератор 11, подключенный к радиокатушке 12 и частотомеру 13.

Магнитометр работает следующим образом. Отклонение частоты генератора 11 от частоты магнитного резонанса приводит к появлению на фотодетекторе 7 сигнала низкой частоты, равной частоте звукового генератора 10. Нам этой частоте осуществляется усиление и фазовое детектирование регистрируемого фотодетектором сигнала. На выходе фазового детектора 9 при медленном прохождении магнитного резонанса выделяется сигнал, имеющий вид дисперсионной кривой и используемый для автоподстройки несущей частоты генератора 11 до резонансного значения. По такому же принципу работают схемы пассивных квантовых стандартов частоты, с единственным отличием – резонансная частота лежит в области СВЧ диапазона. Быстродействие такого магнитометра составляет 0,1 - 0,2 сек и ограничивается полосой пропускания системы автоподстройки генератора 11. Ориентационная зависимость сигнала Z-магнитометра от угла  $\varphi$  изменяется по закону  $\cos^4 \varphi$ , при этом ось вращения совпадает с осью радиочастотной катушки 12.

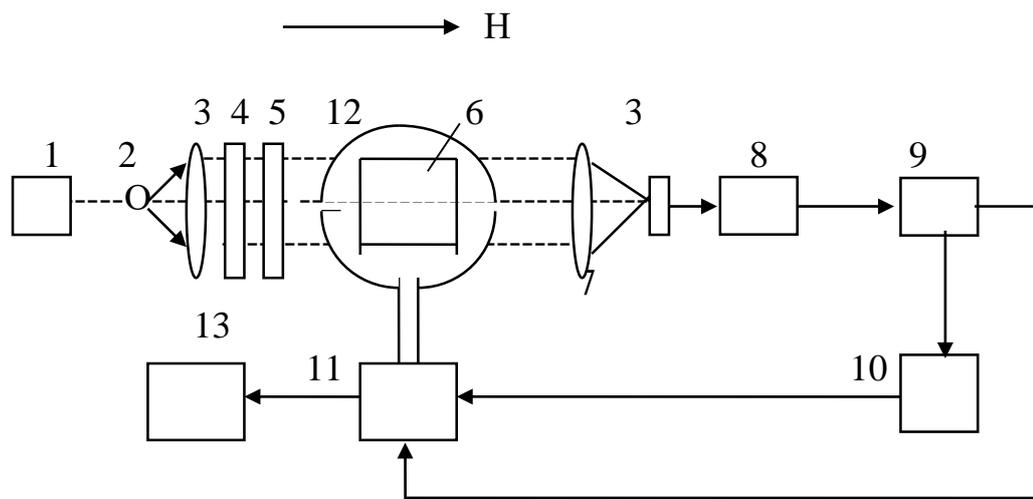


Рис.28. Схема Z-магнитометра с модуляцией резонансных условий.  
 1- Высокочастотный генератор, 2-источник накачки, 3-фокусирующий конденсор, 4- линейный поляризатор, 5- четвертьволновая пластинка, 6- камера

поглощения, 7- фотодетектор, 8- избирательный усилитель, 9- фазовый детектор, 10- звуковой генератор, 11- радиочастотный генератор, 12- радиочастотная катушка, 13- частотомер

### **9.3. Магнитометры с модулированной накачкой**

Магнитометры этого типа основаны на эффекте возникновения прецессирующей ориентации атомных спинов под действием накачки резонансным циркулярнополяризованным светом, модулированным по интенсивности, либо по поляризации и направленным ортогонально измеряемому магнитному полю. При этом прецессирующая намагниченность резонансным образом зависит от расстройки частоты модуляции света накачки от частоты свободной прецессии атомных спинов. Схемное построение магнитометра с модулированной накачкой может быть выполнено как в самогенерирующем варианте, так и варианте с модуляцией резонансных условий. В зависимости от ориентации оптической оси амплитуда сигнала магнитометра изменяется по закону  $\sin^4 \varphi$ .

### **9.4. $M_x$ - магнитометр пассивного типа**

Магнитометр построен по схеме возбуждения спиновой прецессии от внешнего радиочастотного генератора, частота которого управляется сигналом, вырабатываемом цепью обратной связи. В состав магнитометра входят те же элементы, что и у рассмотренных выше схем. При этом резонансный сигнал с выхода приемного фотодетектора, усиливается широкополосным усилителем, поступает на фазовый детектор, опорное напряжение которого формируется из напряжения радиополя, индуцирующего магнитный резонанс. При 90 градусном фазовом сдвиге между ними на выходе фазового детектора выделяется дисперсионная часть резонансного сигнала, которая является сигналом рассогласования между частотой радиополя и частотой резонанса. Сигнал рассогласования (сигнал ошибки) подается на управляющий элемент перестраиваемого радиочастотного генератора, по частоте которого определяется модуль измеряемого магнитного поля и его вариации.

## 9.5. Магнитометры 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.29.).

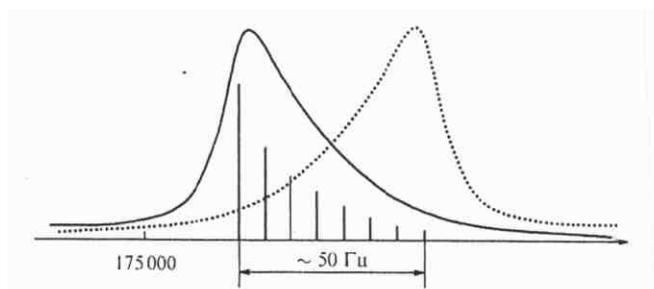


Рис.29 Контур линии поглощения радиооптического резонанса в атомах цезия

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 (рис.27). 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 набега 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  $\theta$  в пределах  $65^\circ$ .

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

И рубидиевый, и цезиевый КМОН могут быть и  $M_x$  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  $^{87}\text{Rb}$ , 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 па-

ров 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.30 показаны радиочастотные спектры изотопов  $^{41}\text{K}$  и  $^{39}\text{K}$  в магнитном поле около 50 мкТл, где радиочастотные переходы обоих изотопов полностью разрешены (расщепление линий радиооптического резонанса  $\Delta f$  в геомагнитном поле составляют для изотопов  $^{41}\text{K}$  и  $^{39}\text{K}$  значения 1 кГц и 0,5 кГц при ширине резонансных линий  $2W \approx 1\text{Гц}$ )

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.

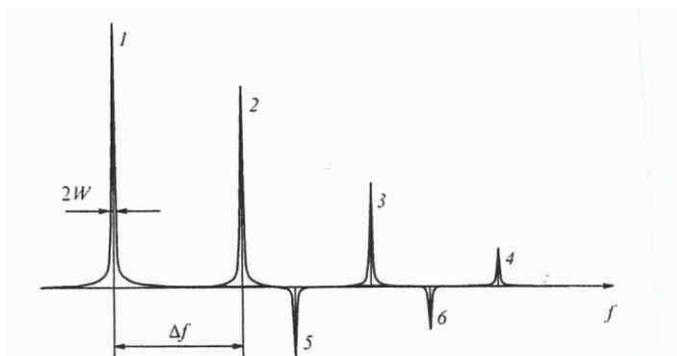


Рис. 30. Радиочастотные спектры изотопов  $^{39}\text{K}$  и  $^{41}\text{K}$ , зарегистрированные при индукции  $\approx 50$  мкТл. Отдельные резонансы  $F, m_F \leftrightarrow F, m_F+1$  помечены номерами от 1 до 6 (1 –  $F=2, m_F = -2 \leftrightarrow F=2, m_F = -1$ ; 2 –  $F=2, m_F = -1 \leftrightarrow F=2, m_F = 0$ ; 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.

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.29). 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  $\varphi = \pi/2$  для  $M_z$  систем и  $\varphi = 0, \pi/2$  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 удастся 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 производится обычная оптическая накачка щелочных паров в смеси с гелием-4, играющим роль буферного газа и источника парагелия в условиях слабого высокочастотного разряда [7]. 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  $1^{\circ}\text{C}$  приводит к обнаружимым погрешностям.

### 9.6. Квантовые магнитометры для измерения сверхслабых магнитных полей [8]

Принцип действия подобных магнитометров основан на использовании явления пересечения зеemanовских подуровней основного состояния атомов в сверхслабых магнитных полях, названного по аналогии с подобным явлением в возбужденном состоянии *эффектом Ханле*. Принцип работы этого устройства поясняется на рис. 31а, где измеряемое магнитное поле  $H_0$  ориентировано перпендикулярно циркулярно поляризованному лучу света  $L$ , и параллельно измеряемому полю  $H_0$  приложено вспомогательное модулирующее поле  $H_1 \cdot \cos \omega t$ , частота которого удовлетворяет условию  $\omega \gg \Gamma$ , где  $\Gamma$  - релаксационная ширина резонансной линии. Рассмотрим на качественном уровне, что будет происходить с макроскопическим вектором намагниченности  $M$ , созданным в среде циркулярнополяризованным светом накачки для трех значений постоянного магнитного поля  $H_0$ . Для очень слабого поля (рис.31б), когда выполняется неравенство  $\gamma H_0 \ll \Gamma$ , в плоскости  $xy$  будет происходить медленная прецессия вектора  $M$ , величина которого уменьшается со скоростью  $\Gamma$ , при этом в силу выполнения указанного неравенства усредненный результирующий вектор намагниченности  $\bar{M}$  будет практически совпадать с направлением света накачки. При ненулевом магнитном поле (рис.31в) результирующий вектор намагниченности  $\bar{M}$  будет меньше по величине и направлен под некоторым углом к направлению распространения света накачки. При выполнении неравенства  $\gamma H_0 \gg \Gamma$  (рис. 31г) результирующий вектор намагниченности становится еще меньше и, в пределе бесконечно большого магнитного поля, стремится к нулевому значению. Рассмотрим, что будет происходить с усредненным значением намагниченности  $\bar{M}$ , если вдоль постоянного магнитного поля приложено переменное поле  $H_1 \cdot \cos \omega t$ . В окрестности нулевого магнитного поля (рис. 31д) вектор  $\bar{M}$  будет осциллировать вдоль оси  $ox$  с удвоенной частотой  $2\omega$  приложенного переменного поля. Если увеличить магнитное поле до величины, сравнимой

с шириной резонансной линии(рис. 31е), осцилляция вектора  $\overline{M}$  относительно оси  $ox$  уже не будет симметричной, причем осцилляции происходят на частоте  $\omega$ . В этом случае увеличение постоянного магнитного поля в пределах резонансной ширины линии приводит к росту амплитуды осцилляций вектора  $\overline{M}$ , что позволяет по величине этой амплитуды установить значение измеряемого магнитного поля. Присутствие поля  $H_1 \cdot \cos \omega t$  приводит к тому, что формирование осциллирующей намагниченности реализуется не только в окрестности нулевого значения поля  $H_0$ , но и при других его значениях, удовлетворяющих условию резонанса:  $\omega_0 = \gamma H_0 = n\omega$ , где  $n$  – целое. Ширина этих резонансов является одинаковой для любых значений  $n$  и равна  $2\Gamma/\gamma$ , а амплитуда сигнала Ханле магнитометра определяется произведением функций Бесселя  $J_1(\frac{\gamma H_1}{\omega})$  и  $J_0(\frac{\gamma H_1}{\omega})$ . При этом модулирующее поле не уширяет линию резонанса, а амплитуда сигнала нечувствительна к  $H_1$  или  $\omega$ , если произведение указанных функций Бесселя достигают максимума при соответствующем аргументе.

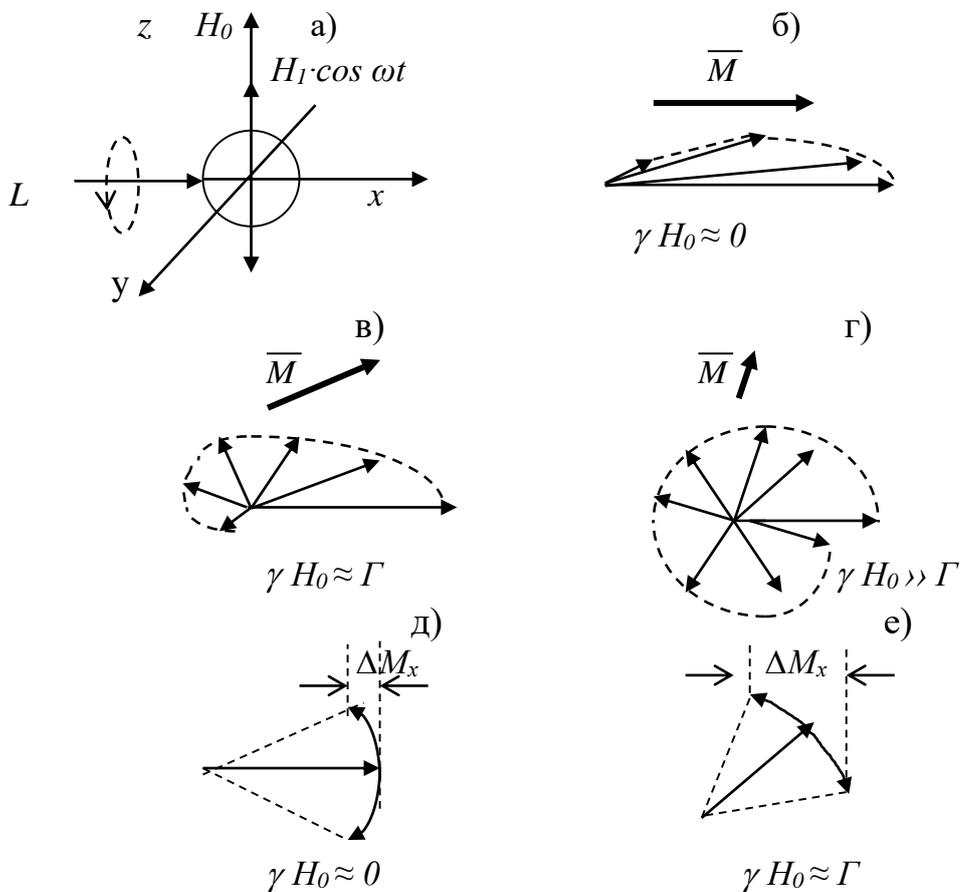


Рис. 31. а) - Схема прикладываемых полей в Ханле магнитометре,

б), в) г) – динамика изменения макроскопической намагниченности в слабых магнитных полях, д), г) – колебания намагниченности в условиях действия переменного магнитного поля  $H_1 \cdot \cos \omega t$

Появление сигнала при отличных от нуля значениях постоянного магнитного поля вызвано тем, что в условиях периодической модуляции этого поля спины атомов не распределяются изотропно в плоскости  $xy$ , как это следует из рисунка 31г, а группируются в пакеты. Средняя по времени угловая скорость прецессии остается равной  $\omega_0$ , поэтому за один период поля  $H_1$  угол поворота спинов составит величину  $2\pi\omega_0/\omega$ . Для того, чтобы эффект группировки накапливался, необходимо выполнение соотношения  $2\pi\omega_0/\omega = 2\pi n$ , что эквивалентно условию наблюдения параметрического резонанса.

В отличие от резонансных аналогов Ханле магнитометр не является абсолютным измерительным прибором, поэтому его эксплуатация требует предварительной градуировки, степень достоверности которой зависит от ориентации оптической оси устройства относительно вектора измеряемого поля. В реальных условиях эксплуатации такого устройства поперечные компоненты поля  $H_0$  отличаются от нуля, причем их величина и направление являются случайными величинами. Оценки показывают, что компенсация поперечных компонент поля с точностью 0,01 ширины линии точность измерений магнитного поля приближается к порогу чувствительности, определяемому релаксационной шириной линии  $\Gamma$ , деленной на отношение сигнал-шум. Этот параметр оказывается весьма высоким для проведения тонких измерительных экспериментов, к числу которых относится детектирование статического магнитного поля, создаваемого оптически ориентированными ядрами атомов  $^3\text{He}$ . В соответствии со схемой эксперимента, представленной на рис. 32 камера поглощения, содержащая оптически ориентированные (лучом  $L_1$ ) ядра атомов  $^3\text{He}$ , размещена рядом с ячейкой с парами изотопа  $^{87}\text{Rb}$ , который служит датчиком Ханле магнитометра. Статическое магнитное поле, создаваемое макроскопическим магнитным моментом атомов гелия модулируется параллельным ему полем  $H_1 \cdot \cos \omega t$ , при этом осуществляется поперечная оптическая накачка атомов рубидия циркулярно поляризованным светом  $L_2$ , как

это осуществляется в схеме Ханле магнитометра (рис. 31). Перпендикулярно лучу  $L_1$  прикладывается слабое магнитное поле ( $\sim 2$  мкЭ), что приводит к прецессии ядерных моментов атомов  ${}^3\text{He}$  с очень низкой частотой ( $\sim 6 \cdot 10^{-3}$  Гц). С этой же частотой модулируется магнитное поле в зоне размещения ячейки с  ${}^{87}\text{Rb}$ , что приводит к соответствующей зависимости амплитуды сигнала Ханле магнитометра. На рис.33 показан пример записи подобной зависимости, которая, в силу экстремально больших времен релаксации атомов  ${}^3\text{He}$ , наблюдалась более десяти часов после выключения луча  $L_1$

Представленные на рис.33 магнитные осцилляции, зафиксированные Ханле магнитометром подтверждают уникальные возможности таких устройств для измерения сверхслабых магнитных полей.

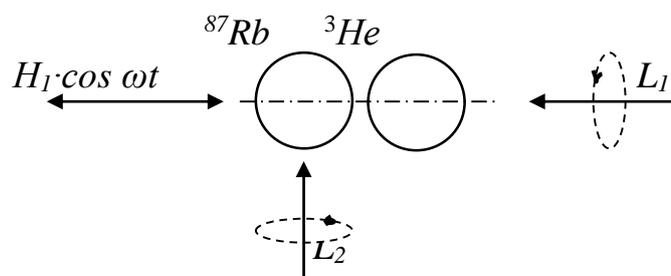


Рис. 32. Схема эксперимента по наблюдению прецессии намагниченности ядер  ${}^3\text{He}$

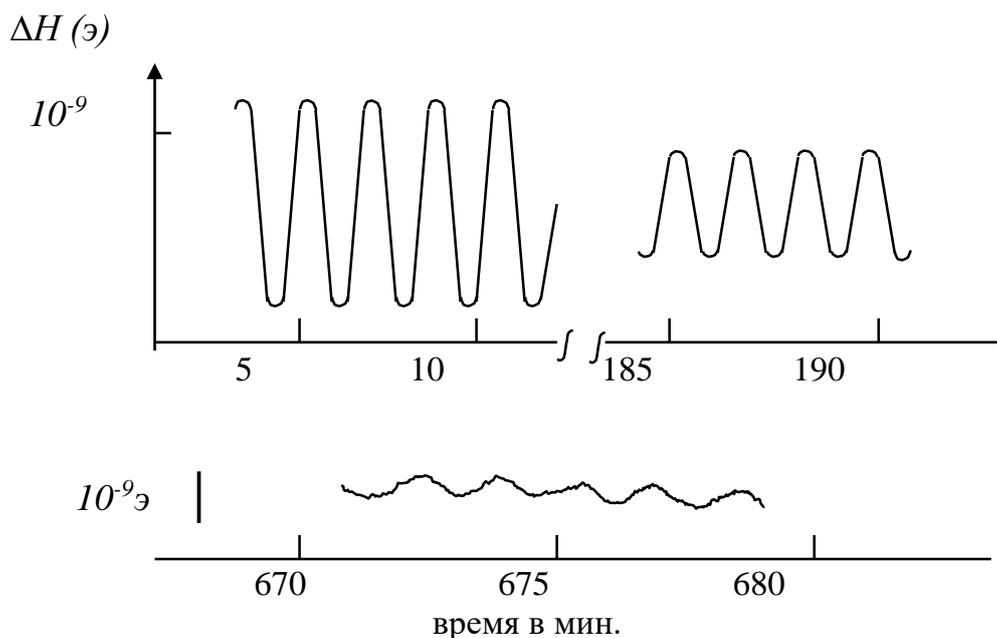
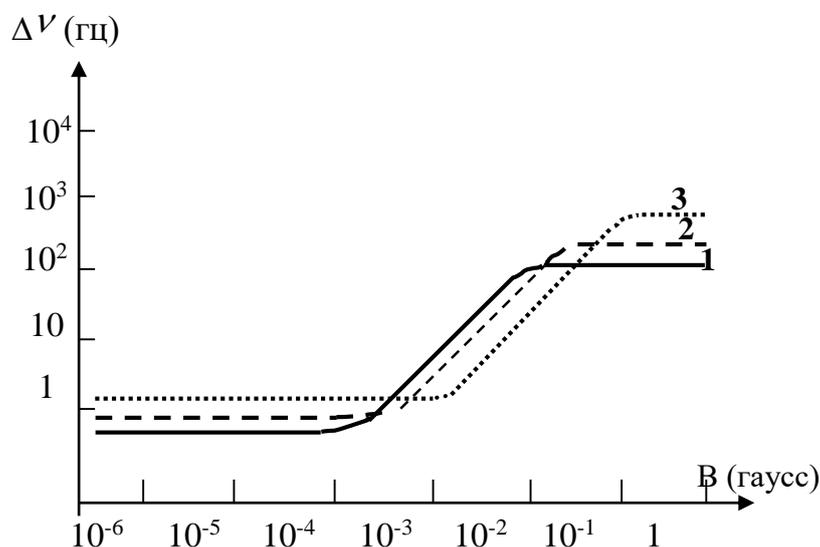


Рис. 33. Сигнал ядерной прецессии атомов  ${}^3\text{He}$ ,

Определенными перспективами устройства на параметрическом резонансе обладают и при создании высокочувствительных ядерных гироскопов, рассмотренных в разделе 10.

Резонансные схемы квантовых магнитометров, предназначенные для измерения слабых магнитных полей не превышающих 0.2 мГс, используют щелочные атомы, имеющие плотность  $10^{14}\text{см}^{-3}$ , помещенные в камеру поглощения с инертным буферным газом при давлении несколько атомосфер. Когда частота столкновений намного выше частоты прецессии, происходит подавление спин-обменного взаимодействия и сужение линии магнитного резонанса. В качестве примера на рис.34 показаны зависимости ширины линии магнитного резонанса в парах калия, помещенных в колбу объемом 0.3 см<sup>3</sup>, наполненную смесью с <sup>3</sup>He (давление-несколько атм) и молекул азота N<sub>2</sub> (давление-30 торр). Чувствительность подобного магнитометра составляет величину, сравнимую с чувствительностью СКВИД магнитометров  $1\text{фТлГц}^{-1/2}$



**Рис.34.** Ширина магнитного резонанса в парах калия в зависимости от индукции магнитного поля. Кривым 1,2 и 3 соответствуют температура камеры поглощения 160, 180 и 200 °С.

Явление спинового обмена в настоящее время используется в медицинской практике, в частности, в установках ядерно-магнитной томографии.

Лазерным излучением вначале поляризуются атомы рубидия, которые передают через спин-обменные столкновения поляризацию молекулам гелия  $^3\text{He}$  или ксенона  $^{129}\text{Xe}$ . Затем поляризованный инертный газ вдыхается человеком и после этого делается томография легких.

### 9.7. Квантовые магнитометры на изотопах гелия

В отличие от щелочных металлов атомы изотопов гелия обладают двумя важными преимуществами - одиночной линией магнитного резонанса и отсутствием необходимости в термостатировании рабочего объема: в то время как концентрация насыщенных паров щелочных металлов экспоненциально зависит от температуры, концентрация атомов гелия в метастабильном состоянии от температуры почти не зависит. Отсюда вытекает еще одно эксплуатационное достоинство гелиевых КМОН - они готовы к работе сразу после включения. Как правило КМОН на изотопе  $^4\text{He}$  строится по  $Mz$  схеме, поскольку резонансная частота в геомагнитном поле слишком велика для детектирования  $Mx$  сигнала фотодиодами большой площади. При этом максимальная чувствительность магнитометра в 10 - 100 раз ниже, чем у лучших щелочных КМОН, что связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, время жизни метастабильных атомов  $^4\text{He}$  в рабочем объеме невелико, так что ширина резонанса составляет не менее 10 нТл. Во-вторых, в силу спектральной близости компонент тонкой структуры резонансного перехода  $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_{0,1,2}$  не удается обеспечить максимальную эффективность оптической накачки рабочих атомов гелиевой лампы. Потери чувствительности, связанные с указанными обстоятельствами, частично компенсируются высоким гиромагнитным фактором гелия (28 Гц/Тл вместо 7 Гц/нТл у калия) и более высоким отношением сигнал к шуму в связи со значительно большей интенсивностью света накачки, соответствующей большей ширине резонансной линии (оптимальная интенсивность света накачки соответствует примерно двукратному уширению линии резонанса). С другой стороны, повышенное световое возмущение резонанса приводит к значительным световым сдвигам, которые выступают главным источником систематических погрешностей гелиевых КМОН. Простейшим решением проблемы

снижения этих погрешностей является всемерное снижение интенсивности света. Существуют также способы импульсной модуляции света накачки и электрического возбуждения гелиевой кюветы, позволяющие почти полностью устранить световой сдвиг за счет незначительного снижения чувствительности. В последнее время наблюдается тенденция использования лазерных источников, позволяющих существенно повысить эффективность оптической накачки, поскольку с помощью лазера можно селективно возбудить только один переход  $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_0$  тонкого мультиплета.

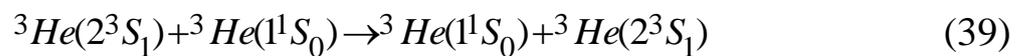
Особое место в практике квантовой магнитометрии занимает ядерный парамагнетик гелия -  $^3\text{He}$ . Это вещество в газовой фазе демонстрирует экзотически большие времена релаксации - порядка нескольких суток - в колбах из алюмосиликатного стекла. В принципе, это обеспечивает достижение сверхвысокой чувствительности, что следует из феноменологического выражения

$$\Delta H_{\min} \approx \frac{N}{T_2 S g} \quad (38)$$

где  $N/S$  - отношение сигнала к шуму при выбранной полосе регистрации,  $T_2$  - время фазовой релаксации и  $g$  - гиромагнитный фактор. Имея значительно меньшее значение  $g$  (0,00324 Гц/нТл, примерно в 200 раз меньше, чем у калия),  $^3\text{He}$  выступает потенциальным рекордсменом за счет исключительно малой ширины линии резонанса. Чтобы реализовать потенциальные подобно резонанса, необходимо время измерения не меньше времени релаксации, причем определенные проблемы возникают с процедурой регистрации, которая неминуемо возмущает объект измерения.

В случае атомов  $^3\text{He}$  существует два способа детектирования прецессии ядерной намагниченности: индукционный и оптический (по сигналу поглощения света накачки атомами гелия в метастабильном состоянии). Лучшим с точки зрения точностных характеристик квантового магнитометра является метод прямого индукционного съема сигнала прецессии ядерных моментов гелия. Так например, вариант гелиевого магнитометра на свободной прецессии ядер гелия имеет время релаксации около часа при отношении сигнала к шуму 1200 в полосе 1 Гц.

В магнитометре этого типа кювета с  $^3\text{He}$  возбуждается слабым электрическим разрядом и накачивается светом лампы с  $^4\text{He}$  в течении некоторого времени (порядка 10 минут), затем возбуждение отключается и наблюдается сигнал свободной прецессии ядер с помощью многовиткового приемного контура, подключенного к избирательному усилителю. В лучших образцах гелиевых магнитометров на индукционном методе съема сигнала реализована чувствительность на уровне 10 фТл за время измерения 1024 сек. Оптический способ детектирования ядерной прецессии в атомах гелия основан на спиновом обмене между атомами в  $2^3S_1$  и  $1^1S_0$  состоянии, осуществляемом в непрерывном газовом разряде по схеме:



Благодаря малой длительности столкновения атомов гелия в сравнении с периодом прецессии во внешнем магнитном поле спин ядерного момента сохраняет свою ориентацию при переходе в состояние  $2^3S_1$ . При этом любое изменение ядерной намагниченности основного состояния, вызванное, например, резонансным радиочастотным полем (магнитный резонанс) приводит к модуляции света накачки атомами гелия метастабильного состояния на частоте прецессии ядерных моментов, что может быть зафиксировано приемным фотодетектором и использовано в схеме  $M_x$  магнитометра. При работе в геомагнитном поле подобные магнитометры имеют невысокое отношение сигнал-шум и большую погрешность измерений, связанную с так называемым метастабильным сдвигом резонансной частоты ядерной прецессии. Последний связан с тем обстоятельством, что при спиновом обмене атом гелия часть времени  $t$  проводит в состоянии  $2^3S_1$  и часть времени  $T$  - в состоянии  $1^1S_0$ . Таким образом, частота прецессии атомов гелия оказывается равной средневзвешанному значению

$$\omega_0 T / (T + t) + \omega_e t / (T + t) \quad (40)$$

где  $\omega_0$  и  $\omega_e$  - невозмущенные частоты прецессии в состоянии  $1^1S_0$  и  $2^3S_1$  соответственно. Поскольку  $T \gg t$  поправка к частоте ядерной прецессии

(метастабильный сдвиг частоты) оказывается равной  $\omega_e t/T$ . В геомагнитном поле эта поправка дает погрешность измерений гелиевого магнитометра на уровне нескольких нТл, что существенно превышает погрешности других типов КМОН и обуславливает целесообразность использования подобного устройства в заведомо меньших по сравнению с земным магнитных полях, где, помимо уменьшения указанной поправки, реализуется большее отношение сигнал-шум квантового магнитометра.

## 9.8. Применение КМОН

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 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 длиннопериодными 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.

## 10. ЯДЕРНЫЕ ГИРОСКОПЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

На возможность использования гироскопических свойств парамагнитных атомов указывалось еще в 60-х годах прошлого века и к настоящему времени это направление получило интенсивное развитие при решении навигационных задач, где требуется сочетание высокой чувствительности и надежности работы измерительного модуля. Измеряемой величиной в устройствах подобного рода является частота вынужденных переходов между энергетическими подуровнями, соответствующими различным величинам значений проекции магнитного момента частиц на физически выделенное направление (например, направление рабочего магнитного поля). Вращение устройства вызывает соответствующее смещение резонансной частоты перехода, что позволяет обнаружить это вращение, а также определить направление и величину его угловой скорости. Наиболее перспективны при разработке подобных устройств – ядерные гироскопы, обладающие повышенной чувствительностью к вращению в инерциальной системе координат. Практическая реализация этих устройств наталкивается на ряд технических трудностей, связанных с необходимостью жесткой магнитной экранировки чувствительного элемента. Даже очень слабое остаточное магнитное поле внутри магнитного экрана способно в течении времени работы прибора развернуть вектор намагниченности и, тем самым, существенно повлиять на результат измерений. Таким образом, для получения высокой точности и чувствительности требуется высокая стабильность и однородность магнитного поля. Так например, для измерения скорости суточного вращения Земли ( $\sim 15 \text{ град. В час}$ ) необходимо, чтобы относительная стабильность магнитного поля была не

хуже  $10^{-9}$ . Способ, который позволяет снизить подобное требование, заключается в использовании двух образцов, содержащих различные атомные ядра, которые помещены в одно и то же магнитное поле  $H_0$ . При вращении такого устройства с частотой  $\Omega$  частоты прецессии ядер в первом и втором веществах будут равны  $\omega_1 = \gamma_1 H_0 + \Omega$  и  $\omega_2 = \gamma_2 H_0 + \Omega$ . Измерение частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  дает возможность определить величину  $\Omega$  вне зависимости от величины  $H_0$  и его вариаций. Фиксирование значения  $\Omega$  позволяет измерить проекцию угловой скорости на ось, параллельную магнитному полю. Применяя три датчика, направления полей в которых взаимно перпендикулярны, можно измерить величину и направление полного вектора угловой скорости вращения датчика.

В пионерских работах, посвященных описанному методу, в качестве рабочего вещества использовались нечетные изотопы ртути  $^{199}\text{Hg}$  и  $^{201}\text{Hg}$ . Предельная чувствительность таких устройств к гироскопическому эффекту  $\delta\Omega$  достигает значений  $10^{-3}$  градус в час.

В последние годы с появлением лазерных источников накачки в ядерной гироскопии стали использоваться схемы квантовых магнитометров на щелочных атомах и смеси инертных газов повышенного давления. В качестве примера на рис.35а показан характерный вариант подобной схемы, основанный на спиновом обмене между оптически ориентированными атомами рубидия и атомами инертных газов криптона и ксенона [9]. В соответствии с рисунком циркулярно поляризованный свет накачки  $L_z$  осуществляет поляризацию атомов рубидия вдоль направления постоянного магнитного поля  $H_0$ , модулированного полем  $H_1 \cos \omega t$  на частоте ларморовской прецессии атомов рубидия. В результате спинобменных столкновений поляризация от атомов рубидия передается атомам криптона и ксенона, находящихся в той же камере поглощения. Прецессия их магнитных моментов в поле  $H_0$  вызывается переменным магнитным полем  $h_n \cos \Omega n t$ . Сигнал прецессии атомов рубидия фиксируется детектором с помощью зондирующего циркулярно поляризованного пучка света  $L_x$ . На практике в рассматриваемой схеме ЯМР гироскопа обычно используют

один лазер накачки, циркулярно поляризованное излучение излучение которого  $L$  направлено под углом к направлению постоянного магнитного поля  $H_0$  (см. рис.35b).

При этом в результате спинового обмена атомы ядерного парамагнетика преобретают макроскопический магнитный момент  $M_n$ , ориентированный вдоль направления света накачки. Этот момент индуцирует магнитное поле  $H_n$ , величина которого (несколько миллигаусс) на три порядка превышает величину магнитного поля, создаваемого поляризованными атомами рубидия. Примерно на такую же величину различаются частоты прецессии атомов рубидия и ядерных парамагнетиков. По этой причине прецессия макроскопического магнитного момента атомов рубидия  $M_{Rb}$  будет происходить относительно суммарного магнитного поля  $H_\Sigma$ , образованного векторами  $H_0$  и  $H_n$ . Величина этого суммарного поля модулируется по величине с частотой прецессии ядерных парамагнетиков, что соответственно приводит к модуляции интенсивности излучения  $L_x$ , фиксируемого схемой детектирования.

В отличие от ЯМР гироскопа на изотопах ртути в рассматриваемом аналоге частота ядерной прецессии зависит не только от величины поля  $H_0$ , но и от так называемого эффективного магнитного поля, связанного с макроскопической намагниченностью атомов инертных газов.  $M_n$ . Ее величина зависит от вида инертного газа, темпа накачки и скорости спинового обмена. Таким образом, применительно к рассматриваемому варианту частоты прецессии ядерных моментов криптона и ксенона будут подчиняться следующим уравнениям:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \gamma_1 H_0 + \lambda b_1 + \Omega \\ \omega_2 &= \gamma_2 H_0 + \lambda b_2 + \Omega \\ \omega_3 &= \gamma_3 H_0 + \lambda b_3 + \Omega\end{aligned}\tag{41}$$

где константы  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, b_1, b_2, b_3$  определяются из эксперимента, а константа  $\lambda$  является третьей неизвестной в системе приведенных уравнений, решение которых имеет вид:

$$\Omega = \omega_1 - \gamma_1 H_0 - \lambda b_1\tag{42}$$

где

$$\begin{aligned}
 H_0 &= [(\omega_1 - \omega_2)(b_2 - b_3) - (\omega_2 - \omega_3)(b_1 - b_2)]\chi^{-1} \\
 \lambda &= -[(\omega_1 - \omega_2)(\gamma_2 - \gamma_3) - (\omega_2 - \omega_3)(\gamma_1 - \gamma_2)]\chi^{-1} \\
 \chi &= (\gamma_1 - \gamma_2)(b_2 - b_3) - (\gamma_2 - \gamma_3)(b_1 - b_2)
 \end{aligned}$$

Одной из модификаций ЯМР гироскопа с двумя оптическими трактами, показанными на рис. 35а, является устройство, в котором детектирование скорости вращения осуществляется нерезонансным линейно поляризованным светом  $L_x$ , плоскость поляризации которого изменяется синхронно с Ларморовской частотой атомов щелочного металла (явление, известное как эффект Фарадея поворота плоскости поляризации в магнитном поле). В такой схеме ЯМР гироскопа проблема влияния внешнего магнитного поля и его градиента на показания прибора решена путем компенсации этого поля встречным магнитным полем, создаваемым поляризованным через спиновый обмен ансамблем атомов ядерного парамагнетика, например  $^3\text{He}$  или  $^{129}\text{Xe}$ . При этом сигнал ЯМР гироскопа пропорционален отношению  $\frac{\gamma_e}{\gamma_n}$  и частоте вращения устройства  $\Omega$  относительно оси, ориентированной перпендикулярно направлению магнитного поля  $H_0$ , а значение  $\delta\Omega$  определяется соотношением

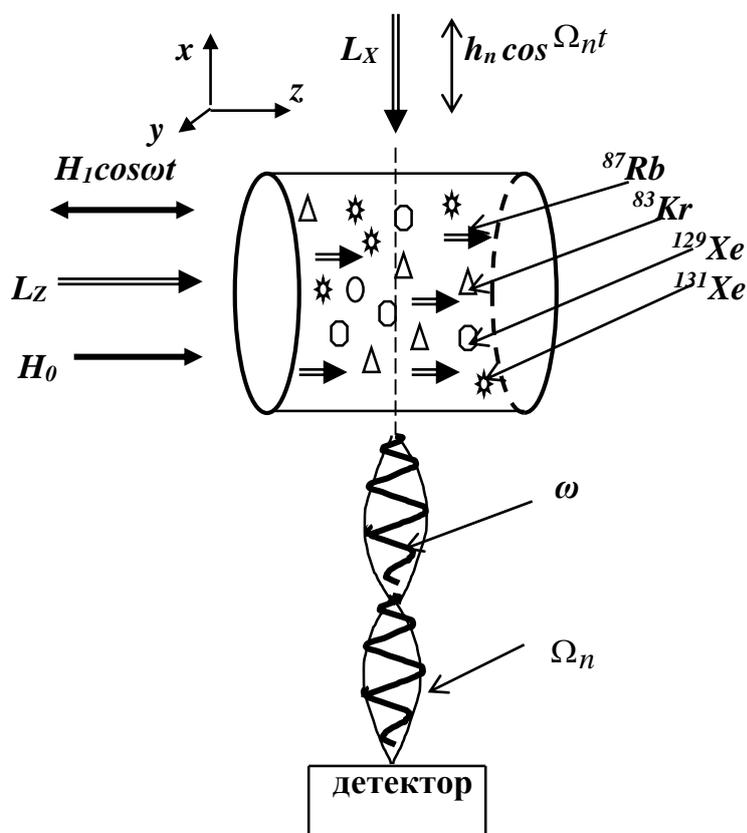
$$\delta\Omega = \frac{\gamma_n}{\gamma_e} \sqrt{\frac{1}{nVT_2t}} \quad (43)$$

где  $\gamma_n$  и  $\gamma_e$  - соответственно гиромагнитные отношения ядерного и электронного парамагнетиков (атомов  $^3\text{He}$  и щелочного металла),  $n$  - плотность щелочных атомов,  $V$  - объем рабочей камеры поглощения,  $T_2$  - поперечное время релаксации щелочных атомов,  $t$  - время наблюдения. В соответствии с приведенной формулой типичные значения  $\delta\Omega$ , реализуемые подобного рода ЯМР гироскопами составляют величину  $10^{-7}$  град в час $^{-1/2}$ .

Принципиальным недостатком рассмотренных ЯМР гироскопов на смеси электронного и ядерных парамагнетиков является относительно большое время включения, связанное с длительным спинобменным процессом поляризации ядерных моментов в цикле оптической накачки ато-

мов щелочного металла. Так например для атомов  $^3\text{He}$  этот процесс занимает несколько часов из-за экзотически больших времен релаксации, в случае  $^{129}\text{Xe}$ , где скорость релаксации значительно выше, время включения составляет несколько минут, однако при этом существенно ухудшается параметр  $\mathcal{Q}$ . К числу несомненных достоинств таких гироскопов относится низкая стоимость, малые габариты и вес конструкции, что определяет их конкурентноспособность с аналогами, построенных на других физических принципах.

a)



b)

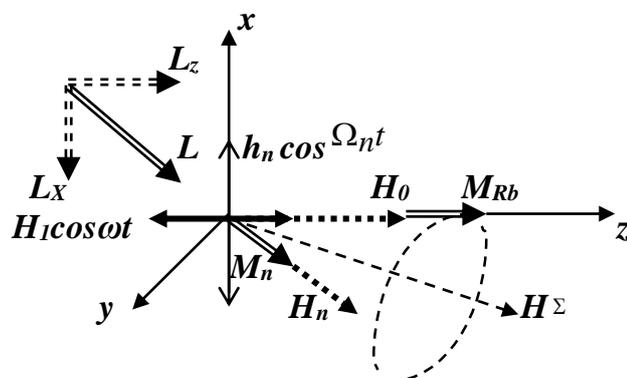


Рис. 35. Схема прикладываемых полей в ядерном гироскопе на смеси атомов щелочного металла с инертными газами

## 11. АТОМНОЛУЧЕВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

В цезиевых атомнолучевых стандартах, использующих классическую схему селекции с помощью неоднородных магнитных полей вклад в наблюдаемый сигнал вносит лишь 1/16 часть атомного пучка, поскольку все магнитные подуровни, энергетическим зазор между которыми лежит в области сантиметрового диапазона длин волн, заселены при комнатных температурах практически одинаково. При этом в зону взаимодействия с полем резонатора участвует 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.36а, 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.36б). 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.

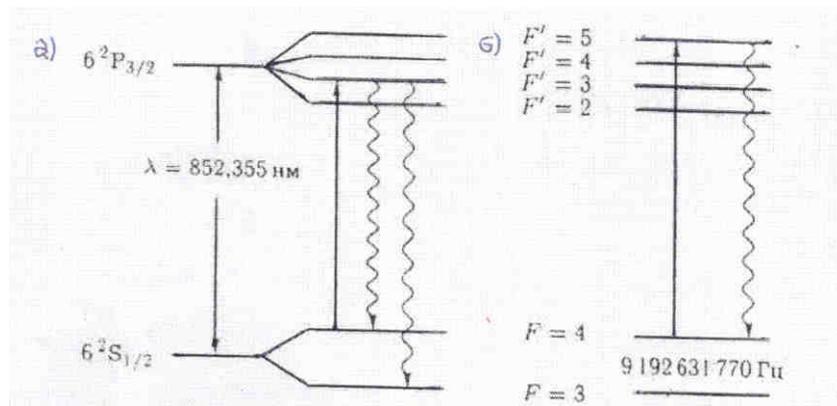


Рис.36 Схема оптической накачки, используемая в атомнолучевом стандарте частоты на парах цезия.

Так как спонтанные переходы происходят с выполнением правила отбора по магнитному квантовому числу  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ , во входном резонаторе Рэмси помимо атомов в состоянии  $m_F = 0$  будут присутствовать атомы с значением  $m_F \neq 0$ . Для вовлечения последних в процесс формирования резонансной линии на рабочем 0-0 переходе можно использовать линейно поляризованное излучение второго лазера накачки, настроенного на длинноволновую компоненту линии D<sub>1</sub> электродипольного перехода. В соответствии с диаграммой вероятностей таких переходов, представленной на рис. 37, линейно поляризованное излучение света накачки для прямых переходов в возбужденное состояние (когда выполняется правило отбора  $\Delta m_F = 0$ ) не поглощается атомами на магнитном подуровне с  $m_F = 0$ , что приводит к его дополнительному заселению атомами с соседних магнитных подуровней. Подобный способ двухлазерной оптической накачки позволяет получить практически 100% поляризацию атомов на рабочем 0-0 переходе и существенно повысить величину полезного сигнала.

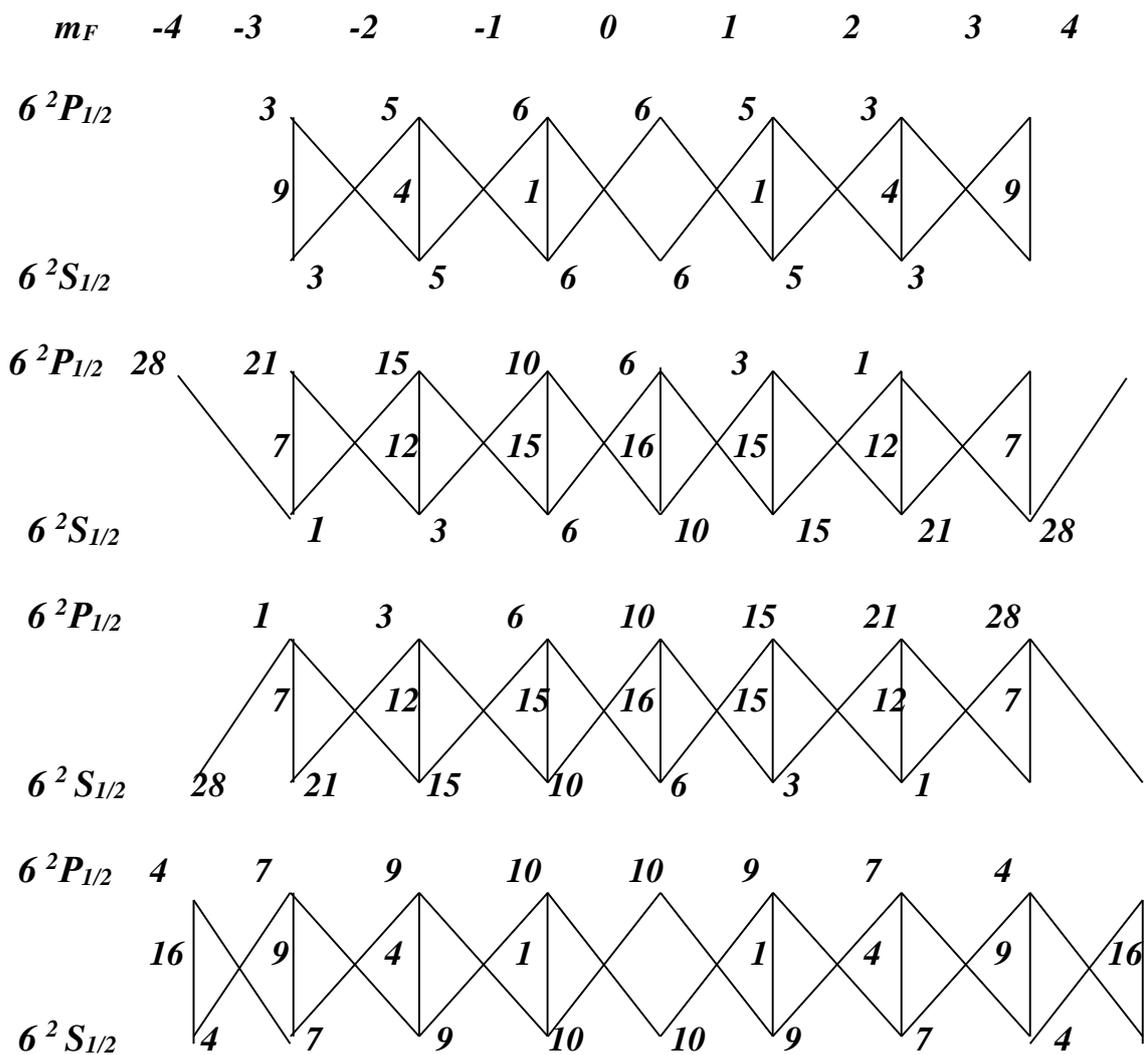


Рис. 37. Диаграммы относительных вероятностей переходов из основного состояния щелочных атомов со спином ядра  $7/2$ . Цифры на диаграмме указывают относительные вероятности переходов между подуровнями с разным значением  $m_F$  (линия  $D_1$ ).

В варианте цезиевых атомных часов с оптической накачкой, показанном на рис.38, 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  $10^{-14}$  -  $10^{-15}$ .

Предел же наибольшей относительной стабильности атомнолучевых стандартов определяется квантовыми шумами атомной системы и на несколько порядков меньше приведенного выше значения. Рассмотрим этот вопрос более детально.

В резонаторе Рэмси, показанном на рис. 38, коллимированный пучок атомов взаимодействует с электромагнитными полями поочередно во входном, а спустя время пролета межрезонаторной области и в выходном резонаторах. Результатом действия лазера накачки является перезаселение атомов на нижний подуровень основного состояния, как это показано на рис.37а. При пролете атомов резонатора Рэмси происходит поглощение электромагнитной энергии СВЧ поля и формирование характерного контура линии поглощения в виде гребенчатой структуры (см. рис.39)

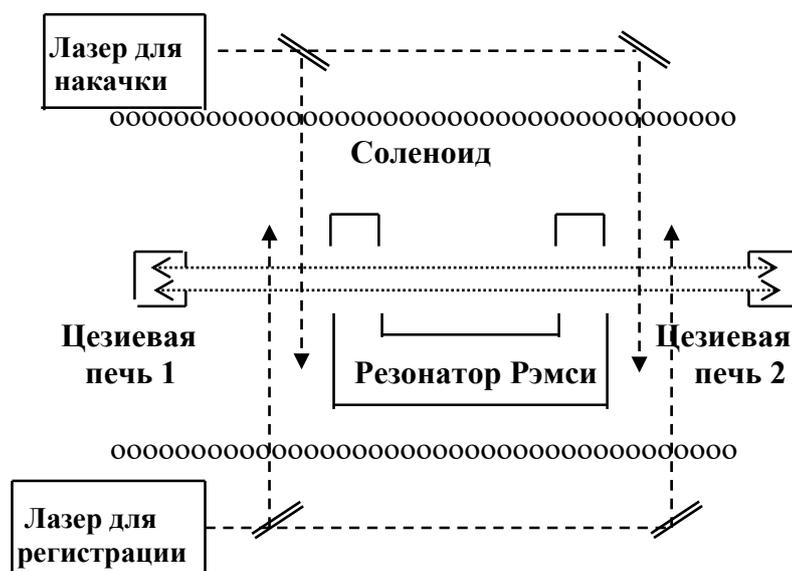


Рис.38 Схема цезиевых атомных часов с лазерной накачкой

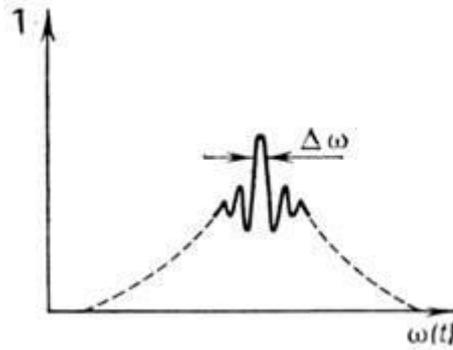


Рис. 39. Контур линии поглощения в атомно лучевом стандарте частоты на пучках щелочных атомов

Последовательность расчета подобного контура линии поглощения использует фундаментальный принцип квантовой механики – *принцип суперпозиции состояний*, согласно которому состояние атомной системы является суперпозицией ее собственных векторов (в символике Дирака)  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  и описывается волновой функцией вида

$$\psi = C_1|1\rangle + C_2|2\rangle \quad (44)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – произвольные зависящие от времени комплексные числа, квадрат модуля которых определяет вероятность обнаружения атомной системы в соответствующих состояниях.

Подстановка (44) в уравнение Шредингера с учетом начальных условий для коэффициентов:  $C_1(t=0) = 1$ ,  $C_2(t=0) = 0$  и вида матричного элемента оператора возмущения  $\langle 1|V|2\rangle = Ae^{j\omega t}$  приводит в конечном итоге к простому выражению для вероятности обнаружения атомной системы в состоянии  $|2\rangle$  под действием СВЧ поля объемного резонатора

$$|c_2(t)|^2 = \cos^2 \frac{\Delta\omega}{2} \quad (45)$$

где  $T$  – время пролета атомов межрезонаторной области,  $\Delta\omega$  – расстройка частоты электромагнитного поля относительно частоты 0-0 перехода в окрестности центрального пика.

Соотношение неопределенностей (12) регламентирует погрешность измерения частоты квантового устройства, в котором в зависимости от коэффициентов  $C_1$  и  $C_2$  атомная система может находиться либо в со-

стоянии  $|1\rangle$ , либо  $|2\rangle$ . Для однозначного ответа на этот вопрос необходимо провести процесс измерения наблюдаемой величины, которой в квантовой механике соответствует так называемый оператор проектирования. Действие этого оператора на волновую функцию (44) «проецирует» процесс измерения на собственные вектора, в частности для состояния  $|2\rangle$  оператор проектирования имеет вид  $P_2 = |2\rangle\langle 2|$ , и его действие на волновую функцию (44) дает значение коэффициента  $C_2$ . При этом погрешность измерения частоты устройства определяется параметром дисперсии  $\sigma$  через соотношение

$$\sigma^2 = (\Delta P_2)^2 = \langle (P_2 - \langle P_2 \rangle)^2 \rangle = \langle P_2^2 \rangle - \langle P_2 \rangle^2 \quad (46)$$

Так как для проекционных операторов справедливо равенство  $P_2^2 = P_2$  из последнего выражения следует

$$\sigma^2 = \langle P_2 \rangle (1 - \langle P_2 \rangle) = |C_2|^2 (1 - |C_2|^2) \quad (47)$$

Как следует из (47) максимальная погрешность измерений достигается при  $|C_2|^2 = 1/2$ . Для ансамбля из  $N$  атомов дисперсия их числа, регистрируемого в состоянии  $|2\rangle$  равна

$$\langle \delta N \rangle = N |C_2|^2 (1 - |C_2|^2) \quad (48)$$

Погрешность измеряемой частоты в окрестности центрального пика поглощения можно определить из соотношения

$$|\delta\omega| = \frac{\sqrt{N C_2^2 (1 - C_2^2)}}{\left[ \frac{d(N C_2^2)}{d\omega} \right]_{\Delta\omega=0}} \quad (49)$$

Из (45) следует, что максимум  $|C_2|^2$  достигается при  $\Delta\omega T = \pi/2$ . При этих условиях из (49) несложно получить

$$|\delta\omega| = \frac{1}{t\sqrt{N}} \quad (50)$$

где  $t$  – время наблюдения

Приведенное выражение для минимальной погрешности измерения частоты квантового стандарта не является строго фундаментальным пределом метрологических возможностей квантового устройства, так как использование специальных методов селекции квантовых состояний позволяет превысить этот порог и добиться функциональной зависимости  $|\delta\omega|$  от числа частиц в виде  $N^{-1}$ .

## 12. КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ НА ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКЕ (КСЧ ГЯ)

Существующие схемы КСЧ ГЯ подразделяются на два основных вида: активные и пассивные. Активные КСЧ ГЯ, построенные на принципе квантового генератора радиодиапазона (мазера), являются источником высокостабильных по частоте колебаний. Основу второго вида КСЧ ГЯ составляет квантовый дискриминатор, в котором спектральная линия играет роль высокодобротного контура, используемого для подстройки частоты опорного кварцевого генератора.

Далее рассматриваются оба варианта КСЧ ГЯ, основанные на методе оптической накачки в парах рубидия.

Упрощенная схема пассивного КСЧ ГЯ на рубидиевой газовой ячейке показана на рис.39 и содержит выделенных пунктиром два элемента: квантовый дискриминатор (КД) и схему обработки (СО).

Квантовый дискриминатор, в котором формируется резонансный сигнал, содержит источник света 1, ячейку-фильтр 2 с изотопом  $^{85}\text{Rb}$ , рабочую ячейку 3 с изотопом  $^{87}\text{Rb}$ , помещенную в объемный резонатор, фотодетектор 5 и согласующий усилитель 6.

Для компенсации магнитного поля Земли резонатор КД помещается в магнитный экран. В резонаторе имеются отверстия, сквозь одно из 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 пере-

хода СВЧ полем, формируемым в СО. Схема обработки содержит селективный усилитель 7, фазовый детектор 8, низкочастотный генератор 9, кварцевый опорный генератор 10, умножитель 11 и синтезатор 12.

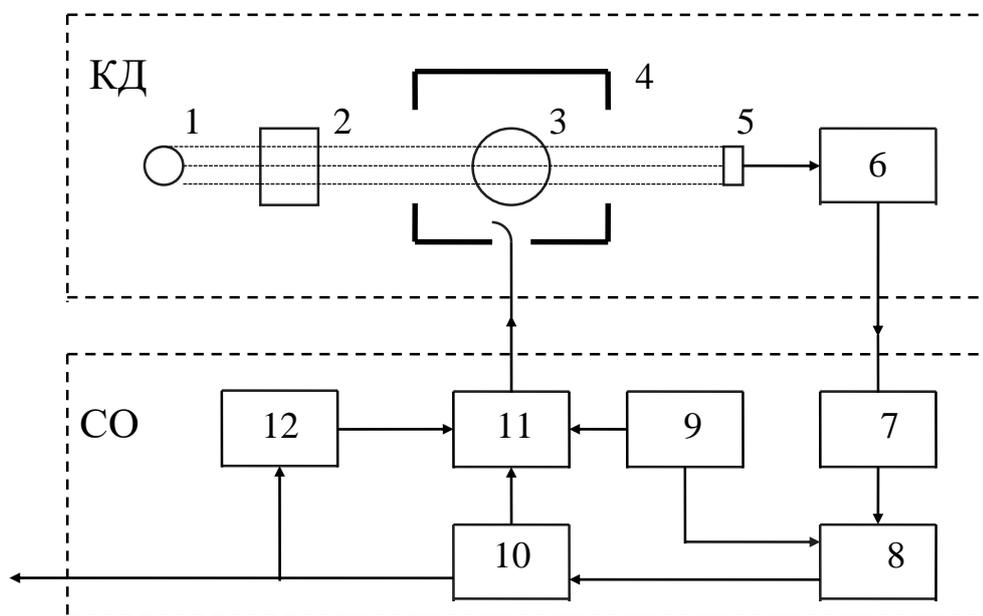


Рис. 39. Блок-схема пассивного КСЧ ГЯ с оптической накачкой

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 использу-

ется 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 КСЧГЯ с оптической накачкой, представленная на рис. 40, содержит те же элементы, что и пассивный вариант устройства, за исключением смесителя *13*, который осуществляет развязку входного и выходного сигнала. Селективный усилитель *7* при этом настроен на промежуточную частоту.

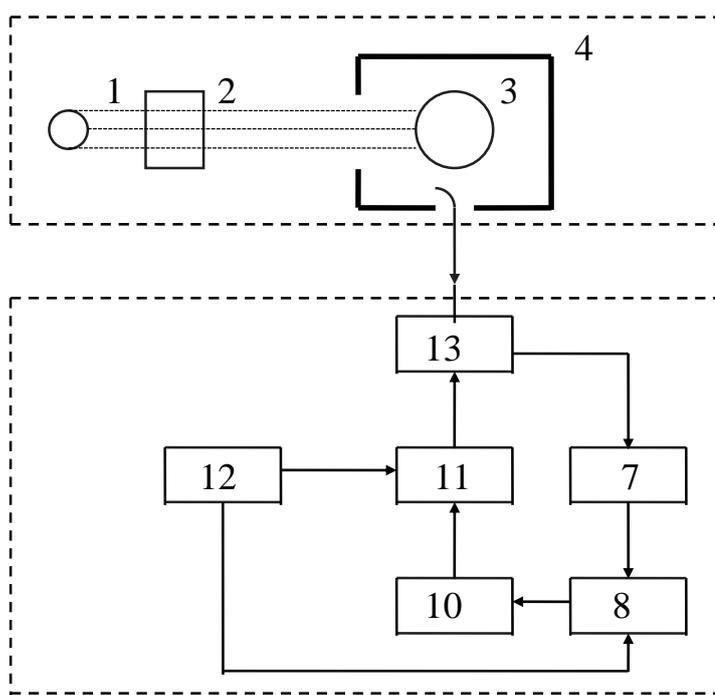


Рис.40. Блок-схема активного КСЧГЯ с оптической накачкой

В промышленных КСЧГЯ в качестве источника накачки используются спектральные лампы. Предельная относительная стабильность таких устройств составляет  $4 \cdot 10^{-12} \sqrt{\tau/c}$  для времен  $1 \text{ с} < \tau < 1000 \text{ с}$ , при этом в зависимости от условий работы и типа квантового устройства на временах усреднения выше 1000 с этот параметр достигает фликкерного

потолка на уровне  $10^{-13}$ . Для времен усреднения, превышающих  $10^4$  с, наблюдается ухудшение относительной стабильности из-за флуктуаций частотных сдвигов, обусловленных столкновениями атомов щелочного металла с молекулами буферного газа, а также вариаций световых сдвигов резонансной частоты. Воспроизводимость показаний измерительного блока КСЧ ГЯ существенно зависит от состава и парциального давления буферных газов. В процессе эксплуатации прибора эти параметры варьируются вследствие процессов диффузии молекул буферного газа внутрь стенок рабочей кюветы, что обуславливает относительный температурный сдвиг частоты на уровне  $10^{-10}/\text{К}$ . Абсолютная величина световых сдвигов частоты зависит от качества фильтрации света накачки и может достигать значений несколько герц. Следствием воздействия указанных факторов на стабильность КСЧ ГЯ является их существенный дрейф - примерно несколько единиц на  $10^{-11}$  в месяц. Замена спектральных ламп на лазерные источники накачки позволяет получить ряд преимуществ КСЧ ГЯ 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 КСЧ ГЯ 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 100 с стабильности частоты КСЧ ГЯ с лазерной и ламповой накачкой оказываются сравнимыми по величине и определяются низкочастотными шумами флуктуаций параметров газовой ячейки и источника накачки.

Тенденция миниатюризации конструкций КСЧ ГЯ привела к разработкам схем с лазерными источниками накачки, где возбуждение рабочего сверхтонкого перехода осуществляется оптическими полями, а не микроволновым излучением объемного резонатора. Речь идет об использовании эффекта КПН, рассмотренного в разделе 5. В соответствии с рис.23 воздействие двух оптических полей на атомы трехуровневой модели приводит к появлению узкого провала в контуре линии поглощения.

Подобный резонанс можно фиксировать либо по поглощенному свету в рабочей камере, либо по свету флуоресценции. Оптические поля, необходимые для возбуждения КПН создаются с помощью двух связанных по фазе одномодовых и одночастотных полупроводниковых лазеров, либо с помощью одного лазера, ток через который модулируется с частотой, равной половинной частоте сверхтонкого перехода атомов щелочного металла. Наиболее оптимальным вариантом лазерного источника является полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором, поскольку здесь обеспечивается высокий индекс частотной модуляции в диапазоне частот до 10 ГГц и хорошие спектральные характеристики. Типичные значения относительной стабильности малогабаритных стандартов частоты на эффекте КПН составляют  $3 \cdot 10^{-11} \sqrt{\tau/c}$  для интервалов времени  $1 \text{ с} < \tau < 10^5 \text{ с}$ , а уровень фликкерного потолка составляет  $2 \cdot 10^{-13}$  для диапазона времен усреднения от  $10^2$  до  $10^4 \text{ с}$ .

Принципиальным ограничением создания малогабаритных КСЧ ГЯ является относительная сложность изготовления миниатюрной камеры поглощения с линейными размерами порядка 1 мм. Одним из путей решения этой проблемы может служить технология создания матриц одинаковых ячеек с использованием плоскопараллельной кремниевой пластинки с отверстиями диаметром 1,5 мм, которая электролитически скрепляется в присутствии буферного газа определенного состава с двумя пластинками из пирекса, образующими окошки. Далее такая матрица разрезается на серию миниатюрных ячеек, заполненных буферным газом при высоком давлении. В экспериментах с цезиевыми ячейками, изготовленными по этой технологии, удалось реализовать относительную стабильность частоты устройства на уровне  $10^{-10}$  за 1000 с.

### **13. ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА РАБОЧЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЧАСТОТУ КСЧ ГЯ**

Экспериментальная оценка ориентационного сдвига частоты рубидиевых КСЧ на газовой ячейке может быть выполнена с помощью экспериментальной

установки (рис.41), включавшей оптический тракт с рубидиевой газовой ячейкой ( $^{87}\text{Rb}$ ), размещенный в центре трех пар катушек Гельмгольца, диаметром 50 см, создававших рабочее магнитное поле в зоне размещения газовой ячейки. В качестве газовой ячейки берётся цилиндрическая газовая ячейка с антирелаксационным покрытием стенок и линейными размерами около 1 см. Однородность рабочего магнитного поля варьируется с помощью дополнительных встречно включенных катушек, подключенных к источнику постоянного тока. Их ось совпадает с направлением рабочего магнитного поля, что соответствует условию максимального изменения его направления относительно оси  $Z$  при включении катушек. Для ослабления внешних магнитных полей вся система помещается в двухслойный магнитный экран с коэффициентом экранирования  $\sim 10^3$ . Резонансное СВЧ поле, индуцирующее переходы в сверхтонкой структуре атомов рубидия создаётся рупорной антенной, соединённой с выходом СВЧ-генератора. Детектирование сигнала радиооптического резонанса осуществляется с помощью традиционной методики синхронного детектирования при включенном и выключенном градиенте рабочего магнитного поля. При этом используется два режима: разомкнутой и замкнутой петле обратной связи цепи подстройки частоты СВЧ-генератора по частоте 0-0-перехода. Разомкнутая петля позволяет регистрировать смещение сигнала с выхода синхронного детектора, демонстрирующее изменение частоты резонанса при включении и выключении градиента магнитного поля, при замкнутой петле обратной связи измеряется частота резонанса и её смещение.

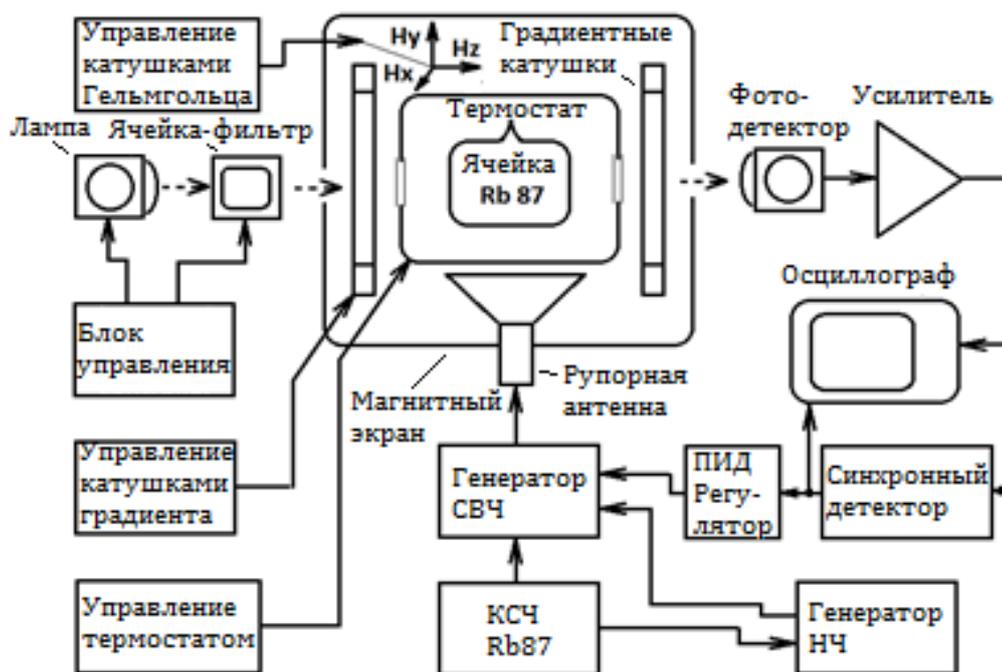


Рис. 41. Схема экспериментальной установки

При измерении градиента рабочего магнитного поля в качестве газовой ячейки использовалась ячейка с буферным газом (аргон). Численные значения градиента в пределах газовой ячейки вычислялись по уширению линии СВЧ-резонанса на сверхтонком магнитозависимом переходе ( $F_g = 1, m_F = 0 - F_g = 2, m_F = -1$  (с масштабным коэффициентом градиентных катушек  $\sim 1,7$  кГц/(см В) ( $0,0024$  Э/(см В) – масштабный коэффициент градиентной катушки в единицах магнитного поля), где индекс  $g$  соответствует основному состоянию энергетической структуры атомов. Для получения оценки влияния градиента на частоту КСЧ проводились экспериментальные исследования в диапазоне значений рабочего магнитного поля  $0,027 - 0,0135$  Э, направленного вдоль оптической оси. На верхней границе этого диапазона квадратичная по магнитному полю поправка к частоте резонанса не превышает  $0,4$  Гц при максимальном значении магнитного градиента  $0,012$  Э/см. Представленные далее результаты измерений ориентационного сдвига частоты показали значительное превышение его величины по сравнению с квадратичной по магнитному полю поправкой к частоте при наличии магнитного градиента (рис. 42 – рис. 45).

На следующих рисунках представлены примеры записи сдвигов частоты 0-0- резонанса при периодическом включении магнитного градиента для различных значений рабочего магнитного поля  $H$  и магнитного градиента  $\Delta H$ .

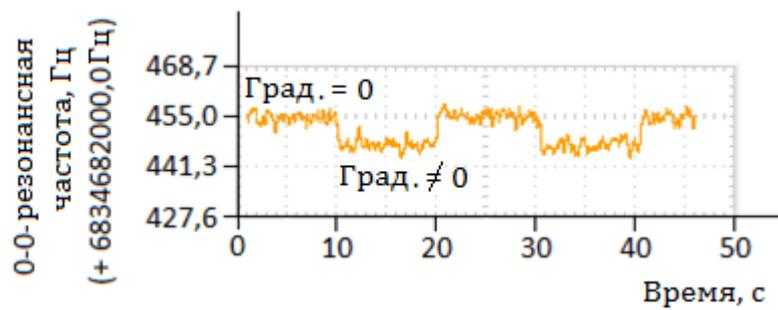


Рис. 42. Зависимость от времени сдвига частоты 0-0 перехода при периодическом включении магнитного градиента  $0,012 \text{ Э/см}$  в магнитном поле  $0,027 \text{ Э}$

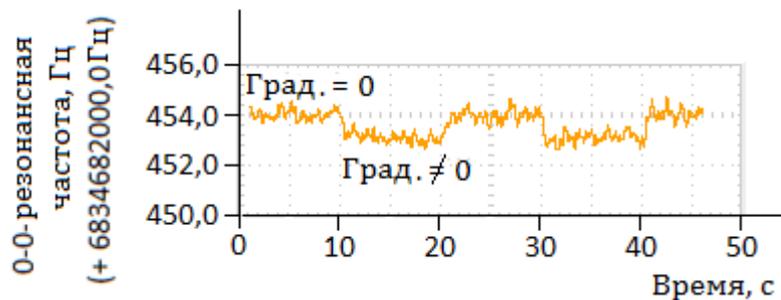


Рис. 43. Зависимость от времени сдвига частоты 0-0 перехода при периодическом включении магнитного градиента  $0,016 \text{ Э/см}$  в магнитном поле  $0,027 \text{ Э}$

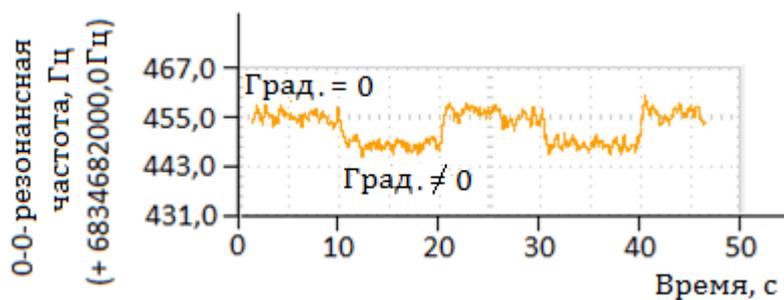


Рис. 44. Зависимость от времени сдвига частоты 0-0 перехода при периодическом включении магнитного градиента  $0,006 \text{ Э/см}$  в магнитном поле  $0,0135 \text{ Э}$

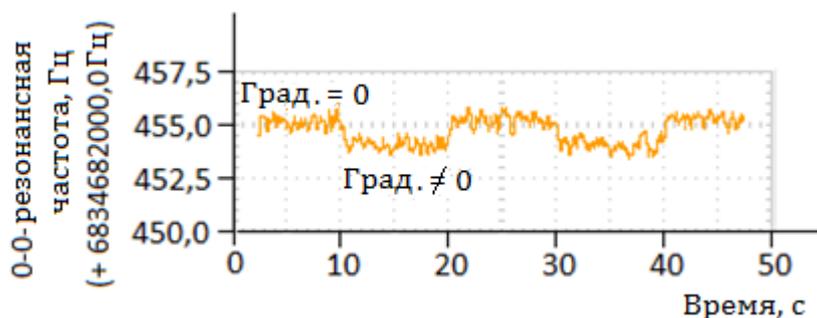


Рис. 45. Зависимость от времени сдвига частоты 0-0 перехода при периодическом включении магнитного градиента  $0,003 \text{ Э/см}$  в магнитном поле  $0,0135 \text{ Э}$

На рис.46, 47, 48 представлен полученный экспериментально спектр СВЧ-переходов в рабочем магнитном поле  $H = 0,027 \text{ Э}$  при медленном сканировании частоты СВЧ-генератора, где показана динамика влияния величины магнитного градиента  $\Delta H$  ( $0 \text{ Э/см}$ ;  $0,006 \text{ Э/см}$ ;  $0,012 \text{ Э/см}$ ) на интенсивность соответствующих СВЧ-переходов ( $0$  ( $0-0$ );  $\pm 1$ ;  $\pm 2$ ;  $\pm 3$ ). Наличие магнитного градиента приводит к увеличению интенсивности  $0-0$ -перехода, что, возможно, обусловлено перекрытием сигналов от уширенных градиентом магнитоинвариантных переходов на сигнал  $0-0$ -перехода. При этом предварительные измерения показали уширение  $0-0$ -перехода при включении магнитного градиента.

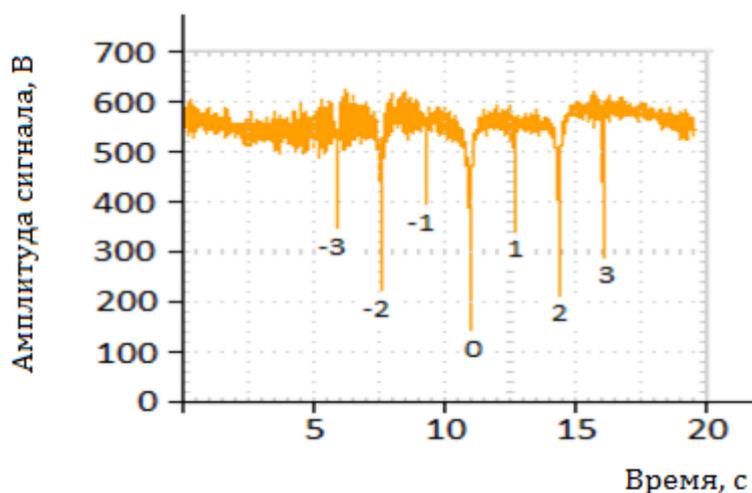


Рис. 46. СВЧ спектр атомов  $^{87}\text{Rb}$  при отсутствии магнитного градиента и амплитуде сигнала на  $0-0$  переходе  $\sim 410 \text{ mV}$

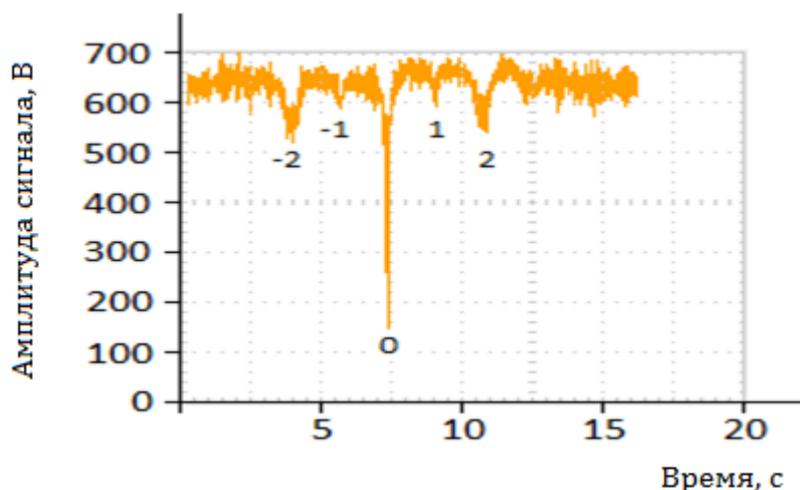


Рис. 47. СВЧ спектр атомов  $^{87}\text{Rb}$  при магнитном градиенте  $0,003 \text{ Э/см}$  и амплитуде сигнала на  $0-0$  переходе  $\sim 500 \text{ мВ}$

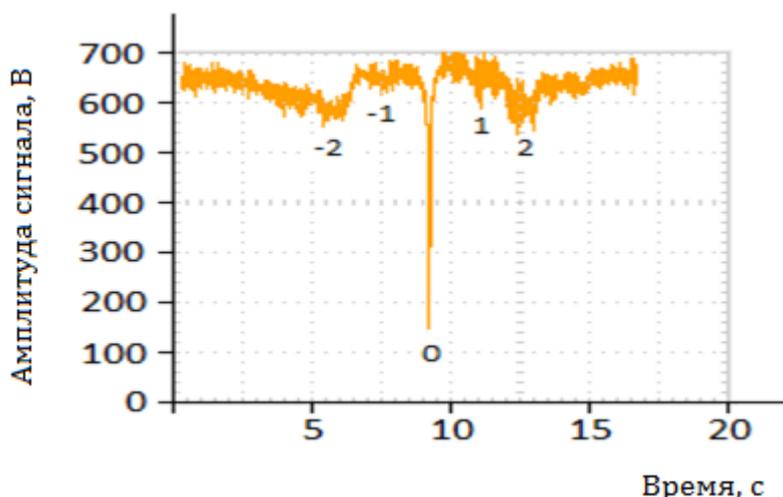


Рис. 48. СВЧ спектр атомов  $^{87}\text{Rb}$  при магнитном градиенте  $0,006 \text{ Э/см}$  и амплитуде сигнала на  $0-0$  переходе  $\sim 510 \text{ мВ}$

Анализ представленных экспериментальных зависимостей позволяет сделать вывод о несомненном влиянии магнитного градиента на ориентационный сдвиг частоты рубидиевого КСЧ, тем большим, чем меньше напряженность рабочего магнитного поля. В частности, в магнитном поле  $0,027 \text{ Э}$  увеличение магнитного градиента в два раза с  $0,025 \text{ Э/см}$  до  $0,05 \text{ Э/см}$  приводит к изменению сдвига частоты с  $-1 \text{ Нз}$  до  $-8,2 \text{ Гц}$ . Аналогичная зависимость сдвига частоты получается в магнитном поле  $0,0135 \text{ Э}$  при увеличении магнитного градиента с  $0,0125 \text{ Э/см}$  (сдвиг  $-1 \text{ Гц}$ ) до  $0,025 \text{ Э/см}$  (сдвиг  $-7,2 \text{ Гц}$ ). Уменьшение рабочего магнитного поля с  $0,027 \text{ Э}$  до  $0,0135 \text{ Э}$  при неизменном градиенте  $0,025 \text{ Э/см}$  также приводит к увеличению ориентационного сдвига ча-

стоты с -1 Гц до -7,2 Гц. Это обусловлено увеличением влияния перпендикулярной рабочему магнитному полю компоненты, приводящей к повороту вектора рабочего магнитного поля и определяющей величину ориентационного сдвига частоты 0-0-резонанса.

Причинами сдвигов частоты рубидиевого КСЧ с оптической накачкой являются световые сдвиги резонансной частоты и влияние вариаций внешнего магнитного поля [10, 11].

Световой сдвиг частоты КСЧ  $\Delta\nu$  связан с действием на атомы рабочего вещества нерезонансных компонент спектра накачки и, как показано в работе [12], его тензорная составляющая зависит от угла  $\theta$  между направлениями магнитного поля  $H$  и света накачки согласно выражению:

$$\Delta\nu = \alpha(1-3\cos^2 \theta), \quad (51)$$

где  $\alpha$  - масштабный коэффициент, величина которого определяется интенсивностью и спектральным составом источника накачки.

В качестве примера, подтверждающего определяющую роль ориентационного сдвига частоты 0-0-перехода (ориентационная зависимость светового сдвига частоты) в присутствии градиента магнитного поля проведем оценку ориентационного сдвига с использованием данных работы [13] и следующего выражения [14]:

$$\nu = \nu_0 + \beta H^2, \quad (52)$$

где  $\nu_0$  - частота атомного перехода,  $H$  – напряженность рабочего магнитного поля в зоне размещения камеры поглощения,  $\beta$  - масштабный коэффициент.

Как отмечено ранее, при масштабном коэффициенте градиентных катушек  $\sim 0,0024$  Э/см В, величина градиента в пределах газовой ячейки будет составлять  $\sim 0,006$  Э (в соответствии с экспериментальными условиями). Таким образом, угол  $\Delta \theta$  в радианной мере, примерно равен отношению  $\Delta H / H = 0,012$  Э /  $0,027$  Э  $\approx 0,4$ . Из (51) и (52) следует, что при  $3\alpha/\nu = 10^{-8}$  абсолютная величина ориентационного сдвига в парах рубидия-87  $\Delta\nu_{OR}$  равна  $10^{-8} \cdot 0,16 \cdot 6,834 \cdot 10^9 \sim 10,9$  Гц, что по порядку величины совпадает с экспериментальным результатом (модуль сдвига частоты  $\sim -8,2$  Гц). При этом, сдвиг частоты обусловленный квадратичной зависимостью частоты резонанса от рабочего

магнитного поля ( $570 \text{ Гц/Э}^2$ ) [14], как отмечалось ранее, не превышает  $\sim 0,4$  Гц.

Представленные выше экспериментальные результаты демонстрируют, что при использовании КСЧ в составе бортовой аппаратуры спутников связи сдвиг частоты из-за неоднородностей геомагнитного поля существенно меньше ориентационной погрешности устройства, вызванной изменением угла  $\theta$ . Тем не менее, подобный сдвиг необходимо учитывать в варианте, когда угол  $\theta$  сохраняет свое постоянное значение. Так, например, при движении спутника вблизи магнитных аномалий на поверхности Земли, даже тысячекратное ослабление указанного выше магнитного градиента может вызвать относительный ориентационный сдвиг частоты бортовых атомных часов на уровне  $\sim 10^{-12}$ .

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скродцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии // Наука, 1972.
2. Доватор Н.А., Житников Р.А. Нерезонансное спиновое эхо в ансамбле оптически ориентированных атомов // Оптическая ориентация атомов и молекул. Сборник научных трудов. – ФТИ им. А.Ф.Иоффе. – 1987. – С. 122-127.
3. Задерновский А.А., Ривлин Л.А. Проблема гамма лазера // Научный вестник МИРЭА. – 2006. – №1. – С. 5-10.
4. Балыкин В.И. Ультрахолодные атомы и атомная оптика // УФН. – 2011. – Т. 181. – № 8. – С. 875-884.
5. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения // Пер. с англ. – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2009. – 512 С.
6. Александров Е.Б., Вершовский А.К. Современные радиооптические методы квантовой магнитометрии // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 6. – С. 605-637.
7. Блинов Е.В., Гинзбург Б.И., Житников Р.А., Кулешов П.П. Щелочно-гелиевый магнитометр с оптической ориентацией калия // ЖТФ. Е.В.Блинов, Б.И.Гинзбург, Р.А.Житников, П.П.Кулешов. Щелочно-гелиевый магнитометр с оптической ориентацией калия // ЖТФ. – 1984. - Т. 54. - Вып. 2. – С. 287-292.
8. Андрианов Б.А., Белый В.А., Гринько И.Е., Лукошин А.Ф. Квантовый магнитометр для сверхслабых магнитных полей // Геофизическая аппаратура. – 1975. – Вып. 57. – С. 3-8.
9. Kanegsberg E. Nuclear magnetic resonance gyroscope // Patent US №7282910 B1.
10. Mathur B.S., Tang H., Happer W. Light shift in the alkali atoms // Phys. Rev. - 1968. – V. 171. - P. 11-19.
11. Formichella V. Space rubidium clocks and light-shift effect // 32<sup>nd</sup> URSI GASS, Montreal, 19-26 August 2017.
12. 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.
13. 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.
14. Лозов Р.К., Ермак С.В., Семенов В.В., Ермак О.В. Моделирование влияния геомагнитного поля на точность атомных часов бортовой аппаратуры систем спутниковой навигации // Радиотехника. – 2019. - № 12(20). - С. 32-36.

*Ермак Сергей Викторович*

**УСТРОЙСТВА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ НА  
ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ**

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.