

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего профессионального образования  
«Оренбургский государственный университет»

В.Н. Степанов

# ОСНОВЫ ИНТРОСКОПИИ

Рекомендовано Ученым советом федерального государственного  
бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального  
образования «Оренбургский государственный университет»  
в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по программе  
высшего профессионального образования по специальности 010707.65  
Медицинская физика, по направлению подготовки 011200.62 Физика

Оренбург

2011

УДК 53: 615.47(075.8)  
ББК 22.3: 34.7я7  
С 79

Научный редактор - профессор, доктор физико-математических наук  
М.Г.Кучеренко

Рецензент - доцент, кандидат физико-математических наук  
Т.М. Чмерева

**Степанов, В.Н.**

С 79

Основы интроскопии : учебное пособие / В.Н. Степанов;  
Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: ОГУ, 2011. – 141с.

В состав учебного пособия включены интроскопические методы исследования структуры объектов по следующим разделам физики: «Звуковые и ультразвуковые волны», «Электромагнитные волны», «Электромагнитные поля», а также глава, посвященная математическим аспектам восстановления изображения по проекциям объекта. Учебное пособие может быть рекомендовано студентам биофизических и медицинских специальностей университетов.

УДК 53: 615.47(075.8)  
ББК 22.3: 34.7. я 7

© ОГУ, 2011

© Степанов В.Н., 2011

## Содержание

Введение .....	6
1 Понятие об интроскопии .....	7
1.1 Сферы применения .....	8
1.2 Проекционные методы .....	8
1.3 Томографические методы .....	9
1.4. Классификация видов томографии .....	10
1.5 Эхозондирование .....	12
1.6 Эндоскопия .....	12
1.7 Использование методов эндоскопии в медицине .....	15
1.8 Эндоскопическая хирургия .....	16
1.9 Контрольные вопросы .....	16
2 Интроскопия с использованием звуковых волн .....	17
2.1 Характеристики звуковых волн .....	17
2.2 Особенности звукового фотоаппарата .....	19
2.3 Акустическая голография .....	20
2.4 Эхо-импульсные и доплеровские ультразвуковые методы .....	22
2.5 Непрерывная доплерография (доплер) .....	25
2.6 Импульсная доплерография .....	31
2.7 Ультразвуковое изображение .....	36
2.8 Ультразвуковая томография .....	42
2.9 Томография и ультразвуковое зондирование .....	42
2.10 Спектральный и временной методы решения задачи .....	47
2.11 Контрольные вопросы .....	53
3 Преобразование Радона и Фурье. Алгоритмы реконструкции .....	54
3.1 Двумерное преобразование Радона .....	55
3.2 Преобразование Радона для функции произвольного числа переменных .....	57
3.3 Свойства преобразования Радона .....	58
3.4 Преобразование Фурье .....	59

3.5	Разновидности преобразований Фурье .....	60
3.6	Связь преобразования Радона и преобразования Фурье. Формула обращения .....	64
3.7	Обращение многомерного преобразования Радона .....	66
3.8	Применение преобразования Радона .....	67
4	Интроскопия с использованием электромагнитных волн .....	68
4.1	Рентгеновская интроскопия .....	68
4.1.1	Компьютерная томография (КТ) .....	69
4.1.2	Схемы получения компьютерных томограмм .....	71
4.1.3	Спиральная компьютерная томография .....	73
4.1.4	Компьютерная томография с двумя источниками .....	75
4.1.5	Направления развития современного компьютерного томографа .....	76
4.2	Оптическая томография .....	78
4.2.1	Физические основы оптической томографии .....	79
4.2.2	Оптическая когерентная томография (ОКТ) .....	80
4.2.3	Формирование изображения в системах ОКТ .....	86
4.2.4	Методы улучшения обработки сигналов в системах ОКТ .....	90
4.2.5	Импульсно-модуляционная оптическая томография .....	91
4.2.6	Частотно-модуляционная оптическая томография .....	94
4.2.7	Оптическая диффузионная томография с использованием непрерывных источников излучения .....	97
4.2.8	Спекл - корреляционная оптическая томография .....	97
4.2.9	Оптоакустическая томография .....	98
4.2.10	Алгоритм решения обратных задач ОДТ .....	100
4.2.11	Методы управления оптическими свойствами биотканей .....	101
4.2.12	Контрольные вопросы .....	102
5	Интроскопия с использованием электромагнитных полей и радионуклидных излучений .....	103
5.1	Ядерно-магнитная томография .....	104
5.1.1	Магнитные моменты ядер .....	104

5.1.2	Ларморовская прецессия .....	106
5.1.3	Происхождение спектров ЯМР .....	106
5.2	Магнитно-резонансная томография .....	107
5.2.1	Методы получения ЯМР-изображения .....	111
5.3	Универсальный импульсный магнитно-резонансный томограф на протонах и поляризованных изотопах благородных газов .....	117
5.4	Ядерно-магнитная резонансная спектроскопия .....	119
5.4.1	Разновидности ЯМР-спектроскопии .....	121
5.5	Радионуклидная диагностика .....	125
5.5.1	Виды радионуклидных исследований .....	127
5.5.2	Однофотонная эмиссионная томография .....	128
5.5.3	Позитронно-электронная томография .....	128
5.5.4	Структура и этапы гамма-томографического процесса .....	134
5.6	Нейтронная радиография с деполяризационным контрастом .....	136
5.7	Контрольные вопросы .....	139
	Список использованных источников .....	141

## Введение

Данное учебное пособие написано в соответствии с программой курса «Основы интроскопии» для специальности 010707 «Медицинская физика». При обозначении размерности используемых величин использована Международная система единиц СИ, как это предписано ГОСТ 8.417.

Учебное пособие посвящено рассмотрению решению задачи определения внутренней структуры объектов с использованием различных физических методов. Исследование внутренней структуры объектов и определение её различных параметров является важнейшей задачей инженеров, медиков и ученых различных направлений. В данном пособии освещены основные физические методы получения информации о внутренней структуре органов человека, критерии их отбора и их аппаратная реализация.

Методическое указание состоит из пяти глав. Каждая глава посвящена определенным видам интроскопических исследований, объединенных общими физическими явлениями и закономерностями. В конце каждой главы приведены контрольные вопросы, позволяющие оценить степень понимания студентами изученного материала.

В первой главе рассмотрены методы механических исследований человеческого организма. Во второй главе подробно рассмотрены методы исследования объектов с использованием механических звуковых и ультразвуковых колебаний. Ультразвуковые исследования (УЗИ) наиболее широко распространены в медицинских учреждениях в виду их низкой стоимости и безопасности для человека. В третьей главе рассмотрены математические формулы и преобразования, используемые для получения томографических изображений. В последних двух главах находится материал об интроскопических исследованиях с использованием электромагнитных волн и полей.

# 1 Понятие об интроскопии

Наибольшее количество информации об окружающем нас мире (порядка 90%) мы получаем посредством зрения, человеческий глаз в состоянии различить более 1 000 000 точечных предметов. Кроме информации о предмете в пространстве, зрение несет также информацию о цвете, о градиенте яркости. Обычный человек различает 100 цветовых оттенков, десятки полутонов интенсивности свечения. Если увидеть какой-либо объект невозможно, то этот факт почти всегда проявляет себя как острый недостаток информации. Например, тело человека непрозрачно для электромагнитной волны оптического диапазона, и врачи вынуждены использовать другие виды излучения (рентгеновское просвечивание, звуковое прослушивание), чтобы как-то получить сведения о состоянии внутренних органов человека. Геологи не могут заглянуть внутрь Земли и также вынуждены искать способы получения изображения недр. Такие же трудности испытывают работники технического контроля в промышленности, когда не могут заглянуть внутрь деталей и механизмов, чтобы определить степень их надежности.

Научно-технический прогресс способствует разработке и внедрению в медицинскую практику новых высокоинформативных методов инструментальных исследований, поднявших на новую качественную ступень диагностику различных заболеваний. На основе достижений физики, электроники и математики были разработаны и созданы установки для компьютерной томографии, эмиссионной и позитронной томографии, магнитного резонанса и усовершенствованы аппараты ультразвуковой диагностики. Каждый метод должен использоваться целенаправленно, с учетом клинических задач и характера заболевания.

**Интроскопия** — (лат. *intro* — внутри) — неразрушающее исследование внутренней структуры объекта и протекающих в нём процессов с помощью различных физических методов. Для этой цели возможно использование звуковых волн (в том числе ультразвуковых и сейсмических), электромагнитного излучения различных диапазонов, постоянного и переменного электромагнитного поля и потоков элементарных частиц.

## 1.1 Сферы применения

- Медицинская диагностика — медицинская интроскопия или медицинская визуализация.
- Дефектоскопия — промышленная (техническая) интроскопия.
- Интроскопия макрообъектов.

Последняя категория выделена вследствие того, что хотя в промышленности методы интроскопии имеют много общего с методами дефектоскопии, однако задачи, связанные с исследованием макрообъектов и происходящих в них процессов (наблюдение объектов под водой, в толще горных пород и ледников, в облаках или тумане и т. п.), могут решаться лишь методами интроскопии.

Выделяют три основных вида интроскопических методов:

- проекционные — получения теневого изображения объекта;
- томографические — получение томографического изображения объекта;
- эхозондирование, в том числе доплеровское.

## 1.2 Проекционные методы

В проекционных методах проводят зондирование (облучение) объекта с некоторого ракурса и получают его теневое изображение (проекцию). Чаще всего в качестве зондирующего используют рентгеновское излучение (рентгенография). Среди других проекционных методов можно выделить методы с использованием оптического излучения, например:

- сортировка апельсинов: «с косточками» и «без косточек» (разная цена),
- сортировка/проверка яйцепродуктов с помощью овоскопа.

Проекционные методы работают по принципу «один ракурс — один снимок». При этом никакие математические преобразования для получения изображения не проводятся, имеют место только методы пост-обработки (регулировка яркости-контраста, сегментация и т. д.). При увеличении количества ракурсов и, соответственно, количества снимков (многоракурсная съёмка), можно применить математи-



ческие алгоритмы реконструкции и получить уже не теневые, а томографические изображения.

Таким образом, иерархию усложнения проекционных методов можно представить следующим образом:

- один ракурс — одно теневое изображение (двумерная проекция);
- множество ракурсов — набор теневых изображений;
- множество ракурсов плюс математическая обработка — трёхмерная

томограмма (набор томографических изображений) — трёхмерное распределение некоторой физической характеристики.

### 1.3 Томографические методы

**Томография** (греческое  $\tau\omicron\mu\gamma$  — сечение (долька)) — метод неразрушающего послойного исследования внутренней структуры объекта посредством его многократного просвечивания в различных пересекающихся направлениях.

Для томографических методов можно представить иерархию в виде:

- двумерная томография: много ракурсов в одной плоскости — набор одномерных проекций плюс математическая обработка — двумерная томограмма;
- трёхмерная послойная томография: множество ракурсов во множестве параллельных плоскостей — набор одномерных проекций плюс математическая обработка — набор двумерных томограмм — трёхмерная томограмма;
- трёхмерная произвольная томография: множество ракурсов во множестве произвольных (в том числе, пересекающихся) плоскостей — набор одномерных проекций плюс математическая обработка — трёхмерная томограмма.

В этом случае под математической обработкой понимается решение обратной томографической задачи (обращение прямой томографической задачи) — например, обращение преобразования Радона (рентгеновская компьютерная томография, магнитно-резонансная томография) или экспоненциального преобразования Радона (радионуклидная томография). Именно свойства обратной томографической задачи приводят к необходимости в *многократном* просвечивании в различных *пересе-*

кающихся направлениях, так как один ракурс даёт принципиально недостаточно информации.

Необходимо сказать, что существуют варианты одноракурсных методов, но там всё равно приходится решать обратную задачу. Например, в оптической томографии, используя импульсное лазерное излучение вместо непрерывного, за счёт анализа временной развёртки прошедшего излучения (решение обратной задачи светорассеяния на неоднородном слое), можно восстановить внутреннее строение объекта. В силу большой сложности такая задача в настоящее время остаётся нерешённой. Обычно и в оптической томографии используется множество ракурсов, а временная развёртка служит вспомогательной информацией для разделения коэффициентов рассеяния и поглощения.

#### **1.4 Классификация видов томографии**

1. По взаиморасположению источника зондирующего излучения, объекта и детектора.

С точки зрения взаиморасположения источника зондирующего излучения, объекта и детектора томографические методы могут быть разделены на следующие группы:

- трансмиссионные — регистрируется зондирующее внешнее излучение, прошедшее через пассивный (неизлучающий) объект, частично ослабляясь при этом;
- эмиссионные — регистрируется излучение, выходящее из активного (излучающего) объекта с некоторым пространственным распределением источников излучения;
- комбинированные трансмиссионно-эмиссионные (люминесцентные, акустооптические и оптоакустические и др.) — регистрируется вторичное излучение от источников, распределённых по объёму объекта и возбуждённых внешним излучением;

- эхозондирование — регистрируется зондирующее внешнее излучение, отраженное от внутренних структур пассивного объекта.

## 2. По размерам исследуемых объектов

- микроуровень (микротомография) — исследуются объекты размером с отдельную клетку.

- размеры объектов, соизмеримых с человеческим телом (от отдельного органа или лабораторной мыши до самолёта).

- макроуровень — атмосферные явления (облака, циклоны, торнадо), планеты и звёзды.

## 3. По видам зондирующего излучения:

томография с использованием звуковых волн (в том числе сейсмических):

- ультразвуковая томография (УЗТ);
- сейсмическая томография.

томография с использованием электромагнитного излучения:

- радионуклидная эмиссионная томография (гамма-излучение);
- однофотонная эмиссионная томография (ОФЭКТ);
- двухфотонная эмиссионная или позитронно-эмиссионная томография ;
- рентгеновская томография;
- рентгеновская компьютерная томография (КТ, РКТ);
- оптическая (лазерная) томография (ОТ);
- томография в радиодиапазоне.

томография с использованием электромагнитных полей:

- магнитно-резонансная томография (МРТ);
- электро-импедансная томография.

томография с использованием элементарных частиц:

- нейтронная томография;
- электронная и позитронная томография;
- протонная томография;
- нейтринная томография.

## 1.5 Эхозондирование

В ряде случаев некоторые методы эхозондирования (например, обычное ультразвуковое исследование), ошибочно относят к томографии, что терминологически не верно. Несмотря на то, что в ультразвуковом исследовании также получают изображение некоторого сечения (томоса) — метод его получения не является томографическим. Отсутствует многоакурсная съёмка в пересекающихся направлениях и, самое главное, отсутствует решение обратной томографической задачи. Для получения ультразвукового снимка нет никакой необходимости в особой математической предобработке. Ультразвуковой преобразователь (на самом деле это набор небольших отдельных ультразвуковых преобразователей) посылает ультразвуковую волну (ультразвуковой веерный пучок), которая частично отражается от границ неоднородностей и возвращается к ультразвуковому преобразователю, где и регистрируется. Принцип получения снимка в упрощённой форме можно представить следующим образом: по одной оси откладываются номера отдельных преобразователей (направление), по второй оси — временная задержка отклика (расстояние), яркость (интенсивность отклика). К более простым и давно используемым медицинским методам интроскопии относят эндоскопию.

## 1.6 Эндоскопия

Эндоскопия — способ осмотра некоторых внутренних органов при помощи эндоскопа (см. рисунок 1). Эндоскопы вводятся в полости через естественные пути, например, в желудок — через рот и пищевод, в бронхи и легкие — через гортань, в мочевой пузырь — через мочеиспускательный канал.

Возможности эндоскопии существенно расширились со 2-й половины 20 века с появлением стеклянных волоконных световодов и на их основе — приборов волоконной оптики. Типы медицинских эндоскопов насчитывают десятки наименований и большое количество моделей составных частей.



Рисунок 1 - Общий вид гибкого эндоскопа.

В состав систем для эндоскопических исследований входят собственно эндоскоп, высокоинтенсивный осветитель и оптическая система передачи изображения от эндоскопа к малогабаритной телевизионной камере, которая обычно устанавливается на подвижном штативе. Имеется также ВКУ, видеоманитофон и устройство управления. На дистальном (удаленном от наблюдателя) конце эндоскопа располагается объектив, формирующий изображение, которое необходимо передать к окуляру, расположенному на внешнем конце эндоскопа. В объективах эндоскопов используются линзовые системы диаметром 1—1,5 мм, передающие изображения при угле зрения до  $80^\circ - 90^\circ$ .

По способу передачи изображения от объектива к окуляру эндоскопы можно разделить на 2 группы: жесткие и гибкие. В жестких эндоскопах передача изображения осуществляется с помощью линзовой оптики, а в гибких — посредством стекловолоконных жгутов.

Жесткие эндоскопы позволяют получить лучшее качество изображения, и во многих случаях не требуется замена их на гибкие. Для современных эндоскопов разработаны линзовые оптические системы нового типа — стержневидные, содержащие линзы толщиной, во много раз превосходящей их диаметр. Такие системы

обладают более высокими оптическими характеристиками, большей светосилой. Использование стержневидной оптики очень перспективно, хотя стоимость приборов возрастает.

Одним из основных требований при разработке эндоскопов является уменьшение их размеров. В настоящее время выпускаются эндоскопы длиной от 1 до 2 м с наружным диаметром от 2,5 до 12 мм. Есть сообщение о том, что фирмой *Olympus* (Япония) разработаны жесткие эндоскопы диаметром 1,7 и 2,7 мм, предназначенные для исследования органов с очень малым входным отверстием, длина эндоскопов 110 и 170 мм, световод несъемный. Объектив эндоскопа позволяет рассматривать исследуемый орган по следующим направлениям обзора: прямо и под углами 14° и 90°.

Для развития техники эндоскопии разрабатываются специальные осветители большой мощности, находящегося вне эндоскопа, с возможностью передачи излучения на расстояние до 2 м для освещения исследуемой поверхности внутренней полости тела человека. По мнению специалистов, все эндоскопы — и гибкие, и жесткие — следует выпускать с волоконными световодами. Только в этом случае можно получить свет необходимой интенсивности и к тому же холодный. Осветители для аппаратуры со световодами представляют собой лампу-светильник жестко установленную в эллипсоидном отражателе с зеркальным покрытием. Основными тенденциями развития осветителей можно считать: применение источников света с высокой световой отдачей, большим сроком службы и удобством замены при эксплуатации; использование электронных блоков регулировки светового потока, стабилизации напряжения источников излучения и ограничения перегрузок источника излучения.

Медицинские эндоскопы должны отвечать ряду специфических требований. Материал оболочки корпуса должен выдерживать многократную стерилизацию, не оказывать вредных механических или химических воздействий на ткани, не быть токсичным. Малые расстояния до объекта (стенка пищевода и т.д.) приводят к необходимости использования сверхширокоугольных микрообъективов с полями зрения до 120° и более для наблюдения участков достаточной площади. В ряде случаев

(эзофагоскопия и др.) объективы эндоскопов работают в жидких средах организма, что требует соответствующей коррекции их оптических характеристик, а также тщательной герметизации оптико-механических узлов.

В свою очередь применение сверхкороткофокусных объективов с увеличенной глубиной резкости затрудняет определение масштаба изображения, которое сохраняет резкость во всем диапазоне существующих в практической эндоскопии расстояний до наблюдаемых объектов. При диагностике новообразований, особенно при анализе динамики развития, необходимо оценивать их реальные размеры. Поэтому интенсивно разрабатываются измерительные эндоскопы с оценкой масштаба изображения объектов с помощью различных систем оптической дальнометрии.

Еще одна характерная особенность медицинских эндоскопов — наличие дополнительных каналов для взятия биотических проб, ввода и управления хирургическими микроинструментами. В настоящее время осмотру стали доступны почти все органы, увеличилась освещенность исследуемых органов, появились условия для фотографирования и киносъемки (эндофотография и эндокинематография), появилась возможность записи на видеомэгнитофон черно-белого или цветного изображения (используются модификации стандартных фото- и кинокамер). Документирование результатов эндоскопического исследования помогает объективно изучать динамику патологических процессов, происходящих в каком-либо органе.

### **1.7 Использование методов эндоскопии в медицине**

В настоящее время эндоскопические методы исследования используются как для диагностики, так и для лечения различных заболеваний. Современная эндоскопия играет особую роль в распознавании ранних стадий многих заболеваний, в особенности — онкологических заболеваний (рак) различных органов (желудок, мочевого пузыря, легкие). Чаще всего эндоскопию сочетают с прицельной (под контролем зрения) биопсией, лечебными мероприятиями (введение лекарств), зондированием.

Виды эндоскопии :

- бронхоскопия — осмотр бронхов;
- гастроскопия — осмотр желудка;
- лапароскопия — брюшной полости;
- отоскопия — наружного слухового прохода и барабанной перепонки;
- ректороманоскопия — прямой кишки;
- уретероскопия — мочеточника;
- холангиоскопия — желчных протоков;
- цистоскопия — мочевого пузыря;
- эзофагогастродуоденоскопия — осмотр пищевода, полости желудка и двенадцатиперстной кишки.

## **1.8 Эндоскопическая хирургия**

Прогресс в развитии эндоскопической аппаратуры и создании микроскопического инструментария привел к появлению нового вида оперативной техники— эндоскопической хирургии. В полые органы или в брюшную полость, во время такой операции через эндоскоп и гибкие фиброаппараты, вводятся специальные инструменты-манипуляторы, управляемые хирургом, наблюдающим за своей работой на мониторе. Эндоскопическая хирургия сейчас позволяет избежать обширных полостных операций при болезнях желчного пузыря, аппендиците, удалении лимфоузлов, опухолей, при устранении склеротической патологии в сосудах, при шунтировании в случае ишемической болезни сердца. Сейчас это наиболее щадящая, малотравматическая, бескровная хирургия, дающая минимальный процент осложнений в послеоперационный период. Возможно, эндоскопическая хирургия станет одним из основных хирургических принципов в недалёком будущем.

## **1.9 Контрольные вопросы**

- 1 Основные области применения интроскопии.
- 2 Основные принципы интроскопических методов.



- 3 Основные принципы работы проекционных методов.
- 4 Какие виды проникающих излучений используются в проекционных методах.
- 5 Виды томографии с использованием звуковых волн.
- 6 Виды томографии, использующие электромагнитное излучение.
- 7 Виды томографии, использующие электромагнитное поле.
- 8 Виды томографии, использующие элементарные частицы.
- 9 Основные органы человека, исследуемые эндоскопическим методом.
- 10 Медицинские процедуры, используемые вместе с эндоскопией.
- 11 Основные недостатки эндоскопической хирургии.

## 2 Интроскопия с использованием звуковых волн

### 2.1 Характеристики звуковых волн

Звуком называют механические колебания в упругих средах и телах (твердых, жидких, газообразных) частоты которых лежат в пределах от 17 -20 Гц до 20 000 Гц. Механические колебания с частотами ниже 17 Гц называют инфразвуками, а свыше 20 000 Гц – ультразвуковыми. При восприятии звука ухом различают громкость, высоту и тембр. *Громкость* определяется амплитудой колебаний, *высота* – частотой, *тембр* – амплитудой колебания обертонов (колебаний с более высокими частотами).

Звуковым давлением называется разность давлений в среде при распространении звуковой волны и её отсутствии. Амплитуда звукового давления

$$\Delta\rho_0 = \rho \cdot c \cdot u_0 \quad (2.1)$$

связана с максимальной скоростью колебаний

$$u_0 = \omega \cdot x_0, \quad (2.2)$$

где  $\Delta\rho_0$  - звуковое давление,  $\rho$  - плотность среды,  $c$  – скорость звука в среде,  $\omega$ - циклическая частота колебаний,  $x_0$ – максимальная амплитуда колебаний.

Интенсивность плоских звуковых волн уменьшается вследствие поглощения в среде по закону

$$I_x = I_0 e^{-2\alpha x}, \quad (2.3)$$

где  $I_x$  – интенсивность волн после прохождения пути длиной  $x$ ,

$I_0$  – интенсивность входящих в среду волн,

$\alpha$  – коэффициент поглощения звука (по амплитуде), степень ослабления звуковых волн.

Свойства твердых материалов характеризуется усредненными параметрами – плотностью  $\rho$  (массой единичного объема) и модулем Юнга  $E$  (силой, вызывающей единичное относительное удлинение). Тогда скорость распространения звуковой волны с точностью до постоянного множителя равна

$$c = \sqrt{E / \rho}. \quad (2.4)$$

Любая среда в состоянии пропускать звуковые сигналы, частотный спектр которых простирается не выше некоторой границы, обусловленной плотностью и размерами частиц, из которых состоит среда распространения, а также жесткостью связи этих частиц. Способность волн отражаться от тел является важнейшим фактором процесса звуковидения. Доля отраженного сигнала выражается коэффициентом отражения, представляющим собой отношение амплитуд падающего и отраженного сигналов. Коэффициент отражения в простейшем случае, когда фронт волны параллелен границе раздел двух сред, определяется выражением

$$k = \frac{(\rho_1 c_1 - \rho_2 c_2)}{(\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2)}, \quad (2.5)$$

где  $\rho$  – плотность среды,  $c$  – скорость звука в среде.

Свойства распространения звуковых волн:

1) в среде с постоянными акустическими характеристиками – скоростью звука и плотностью – фронт звуковой от точки возбуждения А к точке приема В распространяется по прямой линии АВ;

2) если среда имеет плоскую границу отражения, то в точку приема отраженная волна приходит так, как если бы она была возбуждена в сплошной среде, расположенной зеркально к источнику, т.е. на прямой, перпендикулярной плоскости отражения, на расстоянии, равном двойному удалению источника от этой плоскости;

3) при прохождении из среды с одной скоростью звука  $c_1$  в среду с другой скоростью звука  $c_2$  изменение направления лучей подчиняется закону синусов

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}.$$

Названные закономерности удовлетворяют одному общему принципу, известному под названием принцип наименьшего времени Ферми.

## 2.2 Особенности звукового фотоаппарата

Звуковые волны, излученные каким-либо источником, могут проходить через оптически непрозрачное тело, отражаться от инородных включений, имеющих в этом теле, и достигать внешней поверхности тела. Их распространение в однородной и неоднородной среде аналогично распространению световых волн. Чтобы завершить аналогию процесса видения, необходимо в поле звуковых волн установить устройство, подобное фотоаппарату, то мы приходим к следующей конструктивной схеме (рисунок 2).

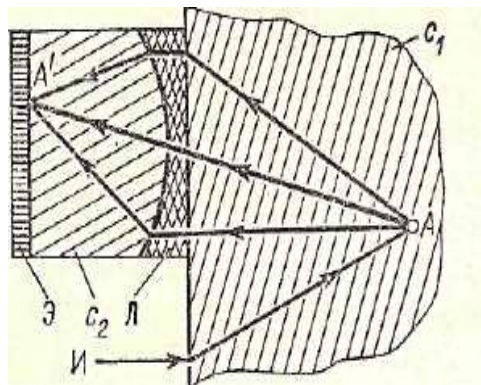


Рисунок 2 - Модель акустического фотоаппарата

С поверхностью объекта состыковано устройство видения, состоящие из трех основных элементов: линзы – Л, среда –  $C_2$ , способной проводить звуковые волны, экрана – Э, преобразующего звуковую энергию к виду, удобному для регистрации. В наиболее удобном виде экран делает видимыми звуковые волны, падающие на его поверхность.

В действительности попытка прямым путем скопировать оптическое видение в звуковом поле встречает много серьезных препятствий:

1. Размеры устройств, выраженные в длинах волн, оказываются во много меньше по сравнению с оптическим аналогом. Это не позволяет добиться качественной фокусировки изображения, кроме того, регулировку фокусировки конструктивно осуществлять намного сложнее.

2. Нежелательны отражения звуковой волны от стенок, а также от экрана и от линзы. Осуществить поглощение звуковых волн (реализовать «черную», не отражающую звуковые волны поверхность) намного труднее, чем в оптическом аналоге.

3. Размеры устройства оказываются чрезмерно большими даже при длинах волн порядка нескольких сантиметров и совершенно неприемлемы при больших длинах волн.

Поскольку все перечисленные трудности возникают в процессе акустического формирования изображения, то хотелось бы осуществить прямое преобразование звукового поля в световое без использования акустической оптики. Это подразумевает регистрацию акустической волны или, иными словами, получение акустической голограммы и восстановление изображения в видимом диапазоне излучения (смотри рисунок 3).

### **2.3 Акустическая голография**

Голограмма образуется в результате интерференции двух пучков звуковых волн. Первый – предметный ( $I_1$ ). Это тот пучок, который несет информацию об объекте. Он образуется отражением звуковых волн от объекта. Второй звуковой пучок ( $I_2$ ) – опорный – образуется вспомогательным источником. Его задача создать

по возможности постоянное освещение голограммы. Предметная волна, суммируясь с опорной волной, в общем случае, образуют сложное интерференционное

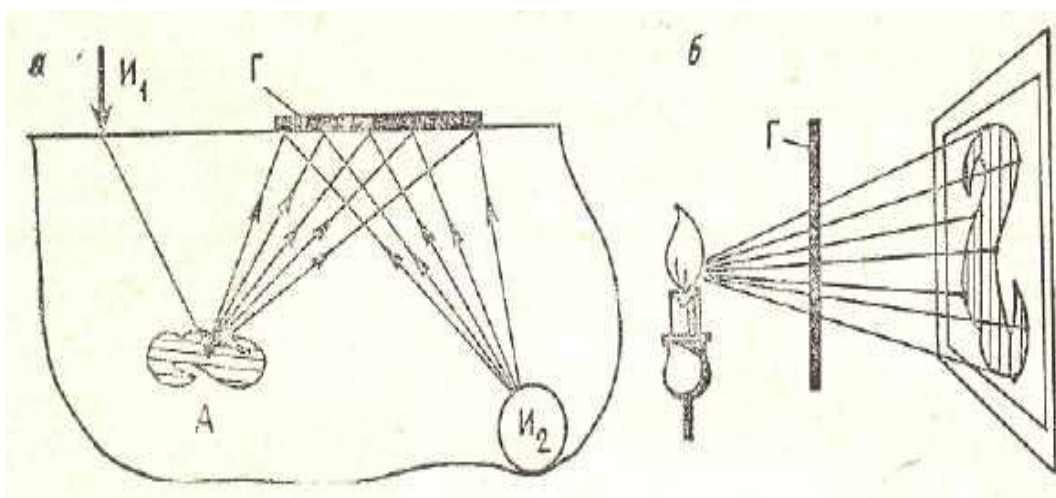


Рисунок 3 - Схема записи акустической голограммы и восстановления в видимом свете

изображение. Далее акустическую голограмму преобразуют в оптическую. Это можно сделать различными способами. Простейший способ: плоскость акустической голограммы последовательно сканируется устройством, в котором жестко связаны микрофон и источник света, например, светодиод, управляемый от микрофона. Изменяющаяся освещенность светодиода регистрируется с помощью фотоаппарата, который фиксирует уже оптическую голограмму. Просвечивание ее световым лучом принципиально позволяет восстановить изображение исходного объекта. Так как оптическая длина волны значительно меньше в сравнении со звуковой волной, то происходит искажение изображения восстановленного изображения. Например: голографирование происходит при звуковой волне 1 см, а восстановление изображение на световой волне  $0,6 \text{ мкм} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ , то отношение длин волн составит  $\eta = \Lambda/\lambda = 16000$ . При освещении голограмм, каждый участок голограммы ведет себя как дифракционная решетка, поэтому при уменьшении длины волны восстанавливающего света угол отклоненных лучей будет уменьшаться, и он изменится в 16000 раз. А это означает, что фокусировка изображения произойдет дальше в то же самое число раз. Так, если глубина расположения объекта А была равна 1 м, то восстанавливаться изображения будут соответственно на расстоянии  $L = 16 \text{ км}$ . При

изучении Земли, в сейсморазведке длины волн имеют порядки десятков метров, например  $\Lambda = 30 \text{ м}$ , а глубины единицы километров, например  $A = 3 \text{ км}$ . В этом случае искажение масштаба составляет  $\eta = \Lambda/\lambda = 30000 \text{ мм}/0,006 \text{ мм} = 50 \cdot 10^6$ , изображение будет фокусироваться на расстоянии  $L = A \cdot \eta = 3 \text{ км} \cdot 50 \cdot 10^6 = 150000000 \text{ км} = 150 \cdot 10^6 \text{ км}$ .

Характерно, что масштаб объекта в направлениях, параллельных плоскости голограммы, не искажается. Поэтому восстанавливают изображение акустических голограмм с помощью ЭВМ, используя принцип Гюйгенса - Френеля. Результаты расчета могут быть представлены в виде изображений с помощью различных устройств. В случае расчетного восстановления изображений при голографировании рациональнее фиксировать звуковое поле в виде численных значений. Сигнал, отраженный объектом, принимается датчиками. В голографии необходимо получить информацию о принятых звуковых волнах на некоторой поверхности. Для этого используют группу приемных датчиков, расположенных по поверхности голограммы, либо последовательно перемещают один или несколько датчиков по поверхности. Величина принятых сигналов измеряют и регистрируют двумя устройствами, одновременно регистрируется время прихода принятой волны. Информацию о времени распространения волны в гармоническом сигнале несёт её фаза, которая определяется путем сравнения принятого сигнала с излученным, при помощи какого-либо фазометрического прибора.

Теория показывает, что если спектр частот звукового сигнала, ограничен, то исчерпывающую информацию об объекте несет голограмма с ограниченным числом точек наблюдения. Так, нет смысла выбирать интервал между точками наблюдения короче половины длины волны самого высокочастотного сигнала, используемого при голографировании.

## **2.4 Эхо - импульсные и доплеровские ультразвуковые методы**

Ультразвуком называются упругие продольные волны с частотами от  $2 \cdot 10^4$  до  $10^{13} \text{ Гц}$ . Верхний предел частот ультразвука ( $10^{12} - 10^{13} \text{ Гц}$  в кристаллах и жидкостях при нормальных условиях) соответствует частотам, при котором длина волны

излучения становится соизмеримой с межмолекулярными расстояниями. Вследствие малости длины ультразвуковой волны, она подобно свету, может излучаться в виде узких направленных пучков. Отражение и преломление ультразвуковых пучков на границе раздела двух сред происходит по законам геометрической оптики. Для изменения направления и фокусирования ультразвуковых лучей применяются зеркала различной формы, звуковые линзы, излучатели специальной формы и т.д. Ультразвуки весьма сильно поглощаются газами и значительно слабее – жидкостями. Например, коэффициент поглощения в воздухе приблизительно в 1000 раз больше, чем в воде. Одна из причин - кинематическая вязкость воды значительно меньше кинематической вязкости воздуха. Ультразвуковые волны широко используются в молекулярной акустике для исследования акустическими методами строения и свойства вещества.

Ультразвуковой дефектоскопией - называется метод обнаружения внутренних дефектов (трещин, раковин, неоднородностей структуры) в твердых телах с помощью ультразвука. Она основана на явлении отражения и рассеяния ультразвуковых волн от поверхностей дефектных областей объекта. Применение ультразвука в медицинской диагностике связано с возможностью получения изображения внутренних органов и структур. Основой метода является взаимодействие ультразвука с тканями тела человека. Ультразвуковые доплеровские методы являются эффективным средством неинвазивного исследования характеристик движения тканей в организме человека и широко применяются в кардиологии и сосудистой диагностике. Методику визуализации в медицине с помощью ультразвука называют ультрасонографией, а измерение скорости потока крови — доплерографией, доплеровской сонографией или доплеровской флуометрией.

Принцип метода заключается в пропускании через человеческое тело узкого ультразвукового пучка, который, отражаясь от различных тканей, возвращается в виде эха, регистрируется и создает основу для формирования секционного изображения. Ультразвук генерируется датчиком, который помещается на кожу обследуемого больного над изучаемой анатомической областью. В датчике находятся один или несколько пьезоэлектрических кристаллов, обладающих двумя свойствами: с

одной стороны, кристалл при подаче на него электрического потенциала механически деформируется, а с другой — механическая деформация кристалла генерирует электрический потенциал. Частота генерируемого ультразвука определяется резонансной частотой кристалла, которая, в свою очередь, зависит от толщины последнего (чем тоньше кристалл, тем выше частота). Отраженный от тканей ультразвуковой (УЗ) сигнал возвращается назад к датчику, генерирует механические колебания кристалла и соответствующей частоты электрические сигналы, которые записываются. При прохождении через ткани часть УЗ - сигнала поглощается в виде тепла, другая часть рассеивается, а оставшаяся — возвращается назад к датчику в виде эха. Степень прохождения ультразвука через ткани зависит от массы составляющих ее частиц, что позволяет определять плотность ткани. Скорость прохождения ультразвука через ткань в основном зависит от эластичности последней. Плотность и эластичность ткани определяют ее акустическое сопротивление или импеданс. При большом изменении акустического сопротивления возрастает отражение ультразвука. Из-за значительных различий в акустическом сопротивлении, УЗ - сигнал почти полностью отражается на границе мягкая ткань - газ, мягкая ткань - костная ткань. В связи с этим, ультрасонография не информативна при исследовании полых органов, легких, костных структур. По этой же причине для улучшения качества сигнала при ультразвуковых исследованиях (УЗИ) необходимо использовать специальный гель в качестве прослойки между датчиком и кожей пациента. Для определения контуров и внутреннего строения дефектов можно использовать эхо - импульсные, доплеровские и томографические методы.

Доплерография — одна из самых изящных инструментальных методик. К сожалению, в настоящее время обычно употребляется англо-американский жаргон и используется термин «доплер» (Doppler). Она основана на принципе Доплера, который гласит: частота эхосигнала, отраженного от движущегося объекта, отличается от частоты излученного сигнала. Источником ультразвуковых волн, как в любой ультразвуковой установке, служит ультразвуковой преобразователь. Он неподвижен и формирует узкий пучок волн, направляемый на исследуемый орган. Если этот орган в процессе наблюдения перемещается, то частота ультразвуковых волн отра-



женных и возвращающихся в преобразователь, отличается от частоты первичных волн. По принципу Доплера

$$\omega = \frac{\omega_0}{\left(1 - \frac{V}{c_c}\right) \left(1 + \frac{V \cos Q}{c}\right)}, \quad (2.6)$$

где  $\omega$  – частота, с которой воспринимается сигнал;

$\omega_0$  – частота, с которой излучается волна источником;

$V$  – скорость движения источника вторичных (отраженных) волн;

$c_c$  – скорость света ;  $c$  – скорость распространения сигнала в среде;

$Q$  – угол между скоростью  $V$  и волновым вектором  $K$  излучаемой волны.

Если объект движется на встречу неподвижному датчику, то он встречает больше ультразвуковых волн за тот же период времени. Если объект удаляется от датчика, то волн меньше.

Существует два вида доплерографических исследований — непрерывный и импульсный «доплер».

## 2.5 Непрерывная доплерография (доплер)

В этом методе генерация ультразвуковых волн осуществляется непрерывно одним пьезокристаллическим элементом, а регистрация отраженных волн выполняется другим. В электронном блоке прибора производится сравнение двух частот ультразвуковых колебаний: направленных на объект и отраженных от него. По сдвигу частот этих колебаний судят о скорости движения анатомических структур. Анализ сдвига частот может производиться акустическим способом или с помощью самописцев. В ультразвуковых диагностических приборах определяется не сама частота колебания, поступающего в приемник, а разность этой частоты  $f$  и частоты  $f_0$  — колебания, излучаемого источником. Эта разность называется доплеровским сдвигом частоты  $F_D$ . Для случая движения отражателя в сторону датчика его можно вычислить следующим образом:

$$F_D = f - f_0 = f_0 \frac{c+V}{c-V} - f_0 = f_0 \frac{2V}{c-V} .$$

Скорость движения биологических структур (например, кровотока) не превышает, как правило, нескольких метров в секунду. Скорость звука  $c$  в мягких биологических тканях в среднем равна  $1540 \text{ м/с}$  (смотри рисунок 4).

Поэтому можно принять, что  $V \ll c$ , т.е. скорость движения структур существенно меньше скорости звука. Тогда выражение для доплеровского сдвига  $F_D$  имеет вид

$$F_D = \frac{2f_0V}{c} . \quad (2.7)$$

В вышерассмотренном примере предполагалось, что отражатель движется вдоль направления на датчик (по оси датчика, а точнее, вдоль оси ультразвукового луча). В общем случае движение отражающих структур может происходить в произвольном направлении, т.е. вектор скорости движения может быть направлен под некоторым углом  $\alpha$  относительно направления на датчик. Доплеровский сдвиг частоты определяется проекцией скорости  $V$  на линию, соединяющую отражатель с датчиком, т.е. величиной  $V \cdot \cos\alpha$ . Следовательно, выражение для доплеровского сдвига частоты должно иметь вид

$$F_D = \frac{2f_0 \cos\alpha}{c} . \quad (2.8)$$

Действительно, частота  $f_0$  колебаний, излучаемых датчиком, известна. Скорость звука в большинстве мягких тканей изменяется в пределах  $\pm 5\%$  относительно среднего значения  $c = 1540 \text{ м/с}$ , поэтому в расчетах может быть принято это значение. Величина угла  $\alpha$ , вообще говоря, неизвестна, но во многих случаях может быть оценена. Например, с помощью обычного ультразвукового сканирования можно

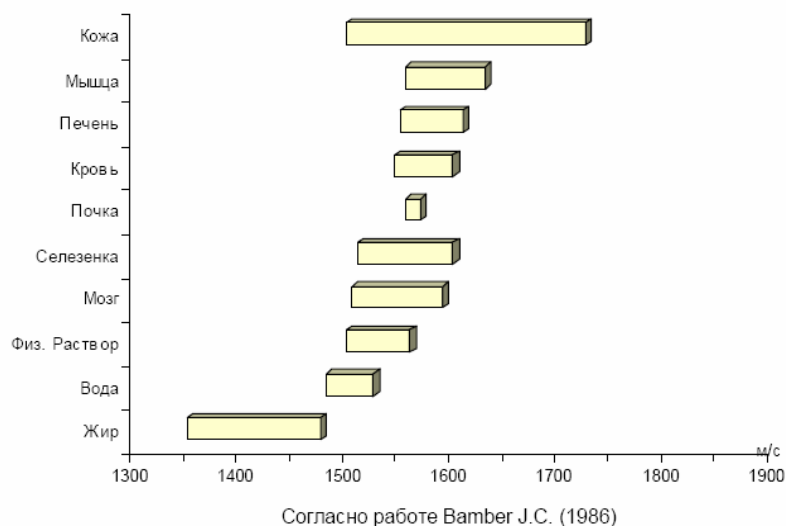


Рисунок 4 - Скорость распространения ультразвука в биологических тканях и совместимых жидкостях

определить по В-эхограмме ориентацию сосуда и, следовательно, угол  $\alpha$ , между направлением кровотока и направлением на доплеровский датчик. Угол  $\alpha$  обычно называют доплеровским углом. Иногда врачу не требуется точно определять скорость  $V$  и достаточно оценивать по доплеровскому сдвигу частоты проекцию скорости  $V \cdot \cos \alpha$  и изменение ее во времени. При этом врач может грубо оценить угол  $\alpha$ , используя зависимость величины доплеровского сдвига частоты  $F_D$  от угла  $\alpha$ .

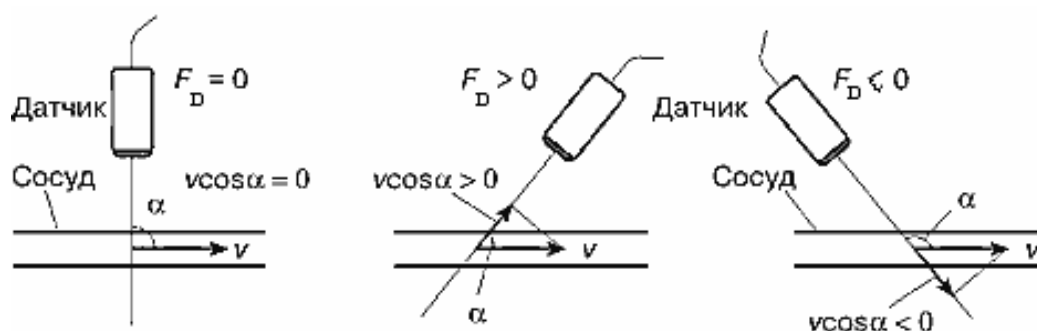


Рисунок 5 - Зависимость доплеровского сдвига частоты  $F_D$  от угла  $\alpha$  между осью ультразвукового датчика и направлением кровотока.

При малых отклонениях от положения  $\alpha = 90^\circ$  величина проекции скорости  $V \cdot \cos \alpha$  мала и, следовательно, относительно мала величина доплеровского сдвига  $F_D$ . При этом точность оценки скорости кровотока также мала. Для увеличения точности необходимо ориентировать датчик так, чтобы уменьшить или увеличить угол  $\alpha$  по сравнению с углом  $90^\circ$  (см. рисунок 5). Однако при этом следует иметь в виду

чрезвычайно важное обстоятельство — при уменьшении угла  $\alpha$  менее  $25^\circ$  или увеличении угла более  $155^\circ$  (так называемые критические углы) ультразвук может не проходить через границу между стенкой сосуда и кровью, а полностью отражаться от этой границы. Этот эффект необходимо учитывать при наблюдении и оценке кровотока в сосудах.

Из выражения для доплеровского сдвига частоты (2.8) видно, что при неизменной скорости кровотока, доплеровский сдвиг пропорционален частоте излучаемого датчиком сигнала: чем больше эта частота, тем больше сдвиг. По этой причине целесообразно выбирать как можно большую величину частоты сигнала, так как при этом увеличивается точность измерения доплеровского сдвига  $F_D$  и, следовательно, точность оценки скорости  $V$  в каждый момент времени. Стремление увеличить частоту излучения, к сожалению, в существенной мере сдерживается физическими ограничениями, связанными с затуханием ультразвуковых колебаний в биологических тканях. Как известно, эти затухания имеют частотозависимый характер, т.е. с увеличением частоты повышается степень затухания и, следовательно, уменьшается максимальная глубина, на которой еще можно получить эхо-сигнал приемлемого уровня, достаточного для измерения доплеровского сдвига частоты. Поэтому для улучшения разрешающей способности метода осуществляют фокусировку акустического луча. Дело в том, что чем уже луч, тем лучше боковая (латеральная, по азимуту) разрешающая способность. Боковая разрешающая способность — это минимальное расстояние между двумя объектами, расположенными перпендикулярно направлению распространения энергии луча, которые представляются на экране монитора в виде отдельных структур и равна диаметру ультразвукового луча. Осевая разрешающая способность — это минимальное расстояние между двумя объектами, расположенными вдоль направления распространения энергии луча, которые представляются на экране монитора в виде отдельных структур. Осевая разрешающая способность зависит от пространственной протяженности ультразвукового импульса — чем короче импульс, тем лучше разрешение. Для укорочения импульса используется как механическое, так и электронное гашение ультразвуковых колебаний. Как правило, осевая разрешающая способность в приборах лучше боковой.

Уровень эхо-сигналов, отраженных форменными элементами крови, прежде всего эритроцитами, в среднем ниже, чем уровень эхо-сигналов, отраженных неоднородностями мягких тканей, что обусловлено очень малым размером эритроцитов. Поэтому для получения необходимого уровня эхо-сигналов в заданном диапазоне глубин в доплеровских режимах применяются несколько более низкие частоты, чем в В-режиме. В чисто доплеровских режимах (без одновременного получения В-изображения) используются, как правило, датчики со следующими частотами:

- 2 МГц — для исследования сосудов мозга (транскраниального исследования);
- 3 МГц — для исследования плацентарного кровотока;
- 4 или 5 МГц — для исследования относительно крупных и глубоко расположенных сосудов;
- 8 или 10 МГц — для исследования мелких, неглубоко расположенных периферических сосудов.

Если подставить в (2.8) значение скорости  $V = 2 \text{ м/с}$ , то для частоты излучения  $f_0 = 8 \text{ МГц}$  можно получить (имея в виду, что  $c \approx 1540 \text{ м/с}$ ) сдвиг частоты  $F_D = 16 \text{ кГц}$ . Для других, меньших значений скорости доплеровский сдвиг частоты будет соответственно меньше. Полученный результат интересен тем, что имеет важное практическое значение. Вспомним, что диапазон частот, слышимых человеческим ухом, составляет от 20 Гц до 20 кГц. Поэтому с помощью специальных усилителей и акустических систем доплеровский сдвиг частоты можно сделать слышимым, что делается практически во всех современных приборах с доплеровскими режимами работы. Возможность слышать доплеровские частоты помимо их наблюдения на экране прибора является очень полезной функцией, так как человеческое ухо — чувствительный и тонкий анализатор частот. На самом деле длительность эхо-сигналов, обрабатываемых в системе, ограничена во времени, что связано, в частности, с необходимостью измерения доплеровского сдвига частоты на конечных интервалах, не превышающих  $5 \div 10 \text{ мс}$ . В противном случае невозможно оценивать изменение спектра скоростей кровотока во времени на различных фазах сердечного цикла, т.е. не реализуется принцип измерения "в реальном времени".

Сигналы с доплеровским сдвигом частоты после обработки в спектральном анализаторе запоминаются в устройстве памяти и потом в виде спектра частот доплеровского сдвига отображаются на дисплее прибора. Отображение спектра частот доплеровского сдвига позволяет сделать видимой на экране совокупность колебаний с различными частотами, которые можно слышать через громкоговорители.

Врача-диагноста интересует изменение вида мгновенного спектра во времени. На рисунке 6 изображен вид спектра частот доплеровского сдвига (или спектра скоростей) в различные моменты времени  $t_1$ ,  $t_2$  и т.д., с помощью трехмерного графика, что позволяет анализировать изменение спектра в зависимости от фаз сердечного цикла.

Как уже говорилось, на экране доплеровского прибора изменение спектра во времени изображают по-другому — в виде двухмерного графика зависимости доплеровского сдвига частот от времени (рисунок 7).



Рисунок 6 - Изменение спектра частот доплеровского сдвига во времени.

В заключение укажем основные достоинства метода непрерывноволнового доплера:

- хорошая чувствительность;
- возможность получить количественные характеристики кровотока, имеющие большую диагностическую информативность;

- высокая точность оценки спектра частот доплеровского сдвига и спектра скоростей кровотока;

- относительная простота технической реализации.

Недостатками метода являются:

- получение суммарной информации во всем диапазоне глубин без возможности выделения отдельных участков вследствие отсутствия разрешающей способности по глубине (большой по глубине контрольный объем);

- зависимость точности оценки спектра скоростей, а иногда и самой возможности оценки спектра от угла  $\alpha$  между осью УЗ-луча и направлением кровотока (например — в случае  $\alpha = 0$  и за пределами критических углов оценка спектра невозможна);

- сложность работы для врача ввиду необходимости манипулирования датчиком и его ориентацией для того, чтобы в ультразвуковой луч датчика попал только один наблюдаемый сосуд и был выбран нужный угол наблюдения.

Области применения метода непрерывноволнового доплера — исследование кровотока в периферических сосудах, анализ атриовентрикулярного и аортального кровотока.

## 2.6 Импульсная доплерография

Основной недостаток метода непрерывноволнового доплера — отсутствие разрешающей способности по глубине — исключается в методе импульсно-волнового доплера (Pulsed Wave Doppler — PW). Если ультразвуковой датчик излучает длинные импульсные сигналы  $S_1(t)$ , то отраженные эхо-сигналы зачастую накладываются друг на друга в тех случаях, когда отражатели находятся близко друг от друга. Если отражатели находятся далеко от других (случай 3), эхо-сигнал от него воспринимается отдельно (рисунок 7, ось 1). Принято говорить, что в случаях 1 и 2 отсутствует разрешение отражателей по глубине. Поясняет сказанное, изображение эхо-сигнал (смотри рисунок 7), отраженного от различных акустических неоднородностей (неподвижных — или статических, и движущихся — или динамиче-

ских: кровотоков в сосудах), для двух типов сигналов — длинных и коротких. Если ультразвуковой датчик излучает длинные импульсные сигналы  $S_1(t)$ , то отраженные эхо-сигналы зачастую накладываются друг на друга в тех случаях, когда отражатели находятся близко друг от друга: например, в случае 1 для неподвижных отражателей и в случае 2 для подвижных отражателей. В случае нахождения отражателя недалеко от других отражателей (случай 3), эхо-сигнал от него воспринимается отдельно (рисунок 7, ось 1). Принято говорить, что в случаях 1 и 2 отсутствует разрешение отражателей по глубине, а в случае 3 отражатель разрешается.

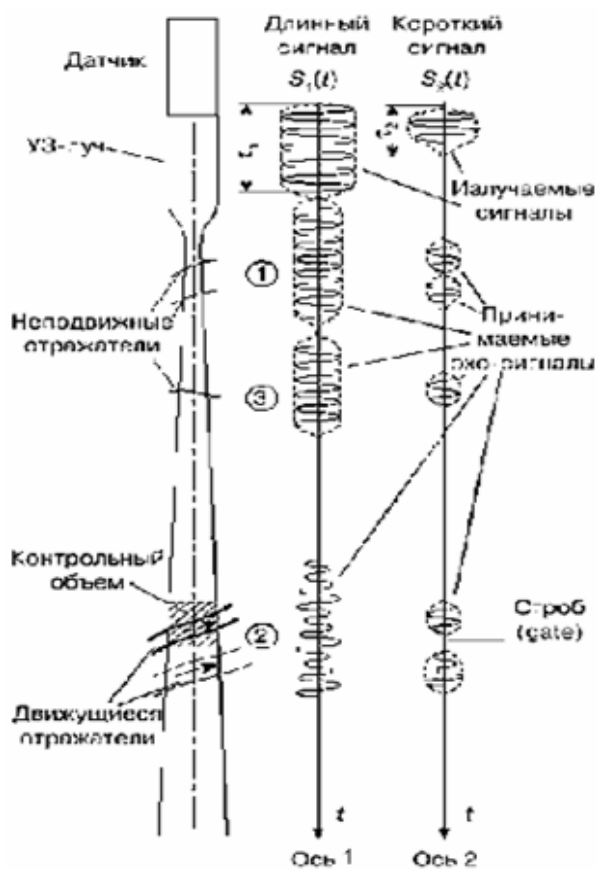


Рисунок 7 - Влияние длительности излучаемых сигналов на разрешающую способность по глубине: при длинном сигнале  $S_1(t)$  разрешение хуже (ось 1), чем при коротком сигнале  $S_2(t)$  (ось 2)

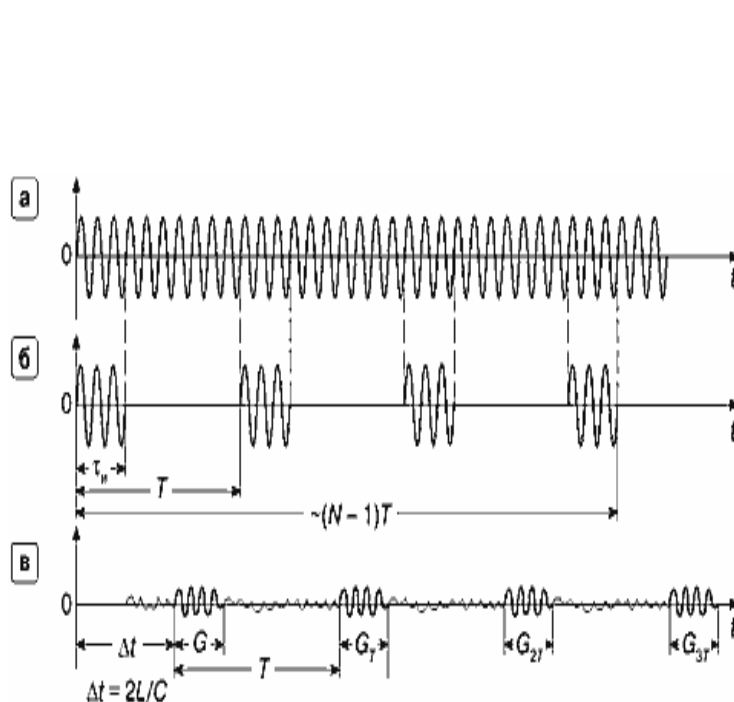


Рисунок 8 - Импульсно-волновой доплер: а-сигнал генератора с частотой  $f_0$ , б - сформированная пачка из  $N$  импульсов с периодом повторения  $T$ , в - пачка эхо-импульсов, отраженных от движущихся структур;  $G$ ,  $G_T$ ,  $G_{2T}$ ,  $G_{3T}$  — стробы, в которых осуществляется прием эхо-сигналов с глубины  $L$ .

Естественно, когда излучаемый сигнал непрерывный (CW), то он занимает весь диапазон глубин так же, как и порождаемые им эхо-сигналы, и разрешение отражателей по глубине невозможно. Если использовать короткий излучающий импульс  $S_2(t)$ , то эхо-сигналы, отраженные отдельными структурами в случаях 1 и 2,



будут восприниматься раздельно на оси  $t$  (см. рисунок 7, временная ось 2). Разрешающая способность по глубине здесь существенно выше, чем при сигнале  $S_1(t)$ .

Однако очень близко расположенные отражатели, например — элементы крови в сосудах, отдельно по глубине не выделяются. Минимальный интервал по времени между элементами, при котором эхо-сигналы воспринимаются отдельно, равен длительности сигнала по времени  $t$ . Соответственно, минимальное расстояние по глубине между элементами, при котором они воспринимаются отдельно (разрешаются), равно:  $\Delta L = c \cdot t / 2$ . Однако при этом импульс излучения имеет малое значение энергии. Поэтому для измерения доплеровских сдвигов частоты применяются не просто короткие импульсные сигналы, а периодические последовательности импульсов, или, так называемые, пачки импульсов. Использование пачки коротких импульсов позволяет устранить упомянутые недостатки, так как энергия пачки возрастает с увеличением количества импульсов, а спектр становится более узким. Таким образом, пачка импульсов позволяет сохранить основные достоинства длинного сигнала, позволяющего с достаточной точностью измерять доплеровский сдвиг частоты. С другой стороны, пачка коротких импульсов дает возможность обеспечить ту же разрешающую способность по глубине, что и один короткий импульс.

На рисунке 8а показан длинный синусоидальный сигнал, из которого формируется пачка импульсов (рисунок 8б) путем вырезания коротких сигналов длительностью  $\tau$  и каждый, отстоящих друг от друга на интервал  $T$ . Интервал  $T$  называется периодом повторения импульсов. Обратная величина  $F = 1/T$  называется частотой повторения импульсов (pulse repetition frequency — PRF). Это очень важная характеристика импульсных доплеровских сигналов, о которой еще будет сказано ниже. Пачка импульсов образуется из непрерывного сигнала генератора с частотой  $f_0$  при помощи формирователя пачки и подается на пьезопреобразователь датчика, в котором электрические сигналы трансформируются в механические колебания ультразвуковой частоты и излучаются в направлении, определяемом формой луча датчика. Этот же пьезопреобразователь служит и для приема отраженных эхо-сигналов. Попытка использовать для измерения спектра частот доплеровского сдвига, одиночный короткий импульс, обречена на неудачу, так как такому импульсу соответствует

широкий спектр частот, существенно превышающий по ширине истинный спектр частот доплеровского сдвига.

Если истинный спектр частот доплеровского сдвига имеет относительно малую ширину, так что ширина его не превышает частоты повторения импульсов  $F$  — то измерение спектра частот доплеровского сдвига, возможно. Измеренный спектр при этом также получается многопиковым, хотя соответствует истинному спектру только та часть полученного в результате спектра, которая ограничена определенным интервалом измерения, в пределах от  $(f_0 - F/2)$  до  $(f_0 + F/2)$ , где  $F$  — частота повторения импульсов. Если увеличить частоту повторения  $F$ , то можно избежать наложения ложных картинок спектра на его истинную картину. При этом форма спектра не искажена, однако имеет место неопределенность направления кровотока. Анализируя спектр невозможно определить, какой из спектров соответствует истинному - в интервале  $(f_0, f_0 + F)$  или в интервале  $(f_0 - F, f_0)$ . Обе кривые могут вместе соответствовать турбулентному кровотоку, т.е. случаю одновременного наблюдения прямого и обратного кровотоков. Если использовать ранее приведенные соотношения, которые по величине доплеровского сдвига частоты позволяют определить проекцию скорости кровотока в направлении на датчик, то можно написать условие однозначного измерения скорости кровотока и глубины

$$V \leq \frac{c^2}{8f_0 L_{max}} \quad (2.9)$$

На рисунке 9 это условие показано графически для различных частот датчика: 2, 4 и 8 МГц. Для низкой частоты  $f_0 = 2$  МГц возможность однозначного измерения скоростей и глубин имеется в очень широком диапазоне их практических значений. На рисунке 9 это область, находящаяся ниже кривой 1.

При частоте  $f_0 = 4$  МГц область однозначных измерений (ниже кривой 2) уменьшается. Дополнительно она уменьшается еще и по причине ослабления чувствительности на этой частоте и, следовательно, снижения предельных глубин, на которых можно получать различимый доплеровский эхо-сигнал. Для  $f_0 = 4$  МГц эти

глубины обычно не более 120 мм. Граница области, определяемая необходимой чувствительностью, обозначена на рисунке 9 пунктирной линией 2'.

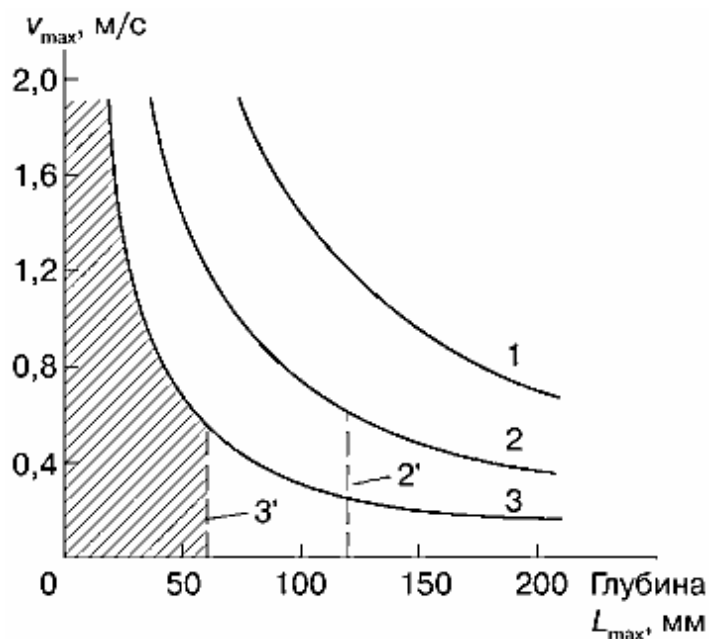


Рисунок 9 - Условие однозначного измерения одновременно глубины и скорости кровотока для различных частот датчиков при импульсно-волновом доплере (FW). 1 —  $f_0 = 2$  МГц, 2 —  $f_0 = 4$  МГц, 3 —  $f_0 = 8$  МГц, 2', 3' — границы области однозначных измерений для  $f_0 = 4$  МГц и  $f_0 = 8$  МГц.

При частоте датчика  $f_0 = 8$  МГц область однозначности сужается еще более и дополнительно уменьшается диапазон рабочих глубин до предельных значений 60 мм (пунктирная линия 3'). На рисунке 9 область однозначных измерений для частоты  $f_0 = 8$  МГц заштрихована. За пределами этой области измерения возможны, но с трудностями, связанными с появлением грубой ошибки измерения скорости или неточным определением глубины сосуда.

Перечислим основные достоинства метода импульсно-волнового доплера:

- наличие разрешающей способности по глубине, что позволяет выделять отдельные малые участки для оценки скорости кровотока (малые контрольные объемы);
- достаточно высокая чувствительность и точность оценки количественных диагностически значимых характеристик кровотока;
- простое совмещение режима PW с режимом В в ультразвуковых сканерах и реализация дуплексного режима работы В + D.

Недостатки метода импульсно-волнового доплера:

- возможность неоднозначного измерения спектра скоростей и, вследствие этого, появления искажения спектра скоростей (aliasing-эффект);
- неоднозначность определения глубины контрольного объема при больших частотах повторения импульсов (режим HPRF) и, как следствие, получение мешающей дополнительной информации;
- зависимость оценки спектра скоростей от угла между осью УЗ-луча и направлением кровотока (аналогично методу непрерывно-волнового доплера).

## 2.7 Ультразвуковое изображение

Ультразвуковые изображения несут информацию о незначительных изменениях акустических параметров сред (порядка 1-2 %) и позволяют визуализировать структурно-топологические взаимоотношения внутренних органов и мягких тканей, включая текстуру тканей. Как правило, используют безопасную интенсивность ультразвука менее  $0,1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , а также, когда произведение интенсивности и времени облучения (экспозиция) ультразвуком не превышает  $50 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Характеристика затухания ультразвуковых волн учитывается *коэффициентом затухания*, который определяет декремент уменьшения интенсивности распространяющихся волн от расстояния  $Z$  по экспоненциальному закону

$$J = J_0 \exp(-2a_3 Z) ,$$

где  $J_0$  - интенсивность плоских ультразвуковых волн при  $Z=0$ ,

$a_3$  - коэффициент затухания.

В общем случае коэффициент затухания  $a_3$  ультразвуковых волн складывается из **коэффициентов поглощения**  $a_n$  и **рассеивания**  $a_p$ , зависящих от частоты. Коэффициент поглощения ультразвука в биологических средах определяется на макромолекулярном уровне.

Закон изменения коэффициента поглощения ультразвуковых волн от частоты

в тканях организма выражается степенной функцией  $f^m$ , где  $1 \leq m \leq 1,2$ . Для большинства мягких тканей внутренних органов показатель степени близок к 1,2 и только для костной ткани  $m \approx 2$ . Среднее значение коэффициента поглощения при частоте 1 МГц в мягких тканях составляет примерно 1 дБ/см, в костной ткани на порядок выше.

Децибел (дБ) - десятая часть бела, то есть десятая часть логарифма безразмерного отношения физической величины к одноименной физической величине, принимаемой за исходную.

Информацию о пространственно-временных координатах лоцируемых структур, (необходимую для формирования эхоизображений), несет направление ультразвукового пучка (поперечная координата) и время задержки эхосигналов относительно зондирующего импульса (продольная координата). Амплитуда эхосигналов несет информацию о процессах поглощения, рассеяния и обратно отражения ультразвуковых зондирующих импульсов в исследуемой среде. Путем измерения этих величин, являющихся параметрами эхоизображения, могут быть определены: глубина залегания неоднородности, направление на нее, линейные размеры и расстояния между несколькими неоднородностями. На основании этих измерений может быть вычислена геометрия исследуемых объектов: площадь, периметр, объем и др. параметры исследуемых объектов. Если конструктивно обеспечивается возможность эхолокации подвижного объекта или его структурной части с высокой частотой повторения зондирующих импульсов (в реальном времени), то возможны также измерения, связанные с перемещением отдельных структур объектов относительно направления ультразвукового зондирования, и формирование изображения в системе двух пространственных (продольной и поперечной ультразвуковому пучку) координат.

Поэтому в систему формирования эхоизображений необходимо вводить дополнительные каналы определения характеристик поглощения и рассеяния ультразвука и соответствующие устройства коррекции амплитудных потерь. Сам ультразвуковой сигнал может быть представлен на экране в следующих режимах:

Одномерные режимы (Mono-dimension mode) представлены на рисунке 10:

- **А-режим (Amplitude mode)** – информация отображается в виде графика амплитуды отраженного сигнала на разном удалении от датчика.
- **В-режим (Brightness mode)** - интенсивность отраженного сигнала выражается в виде яркости точки расположенной на определенной глубине. Используется во всех режимах для получения черно-белого (в серой шкале) изображения.
- **М-режим (Motion mode)** – развернутый во времени В-режим, используемый для регистрации динамических процессов. Это единственный одномерный режим, использующийся до настоящего времени в кардиологических исследованиях.

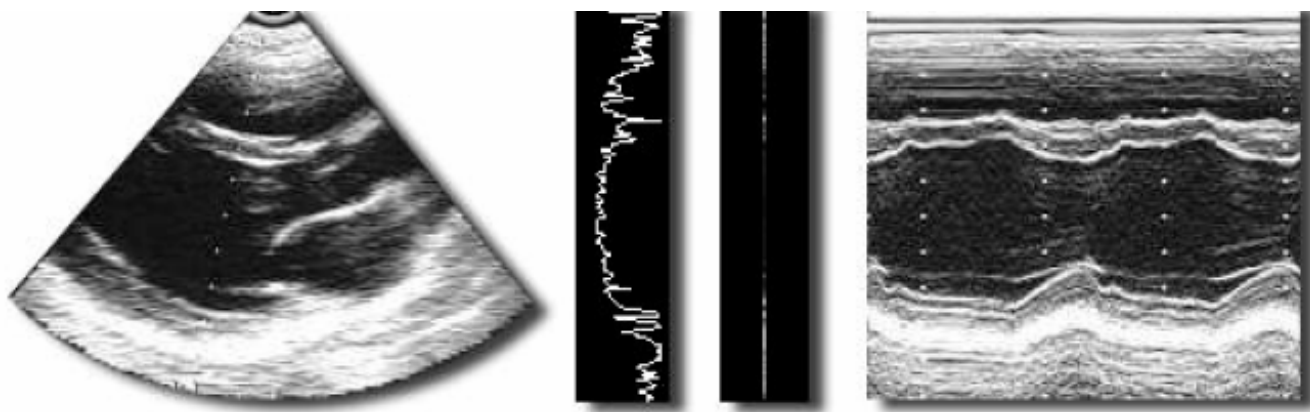


Рисунок 10 - Схема одномерных и двумерных режимов на примере исследования сократительной функции базальных отделов левого желудочка. Примечание. Слева направо: **2D - режим** изображения сердца по длинной оси (пунктирной линией отображен маркер направления УЗ пучка для одномерных исследований); **А-режим** в виде вертикального графика эхогенности внутрисердечных структур; **В-режим** – та же информация в виде степени сечения на электронно-лучевой трубке; **М-режим** в отличие от предыдущих изображений позволяет оценить характер движения стенок сердца на протяжении всего сердечного цикла

- **Двумерный (2D) режим (Two-Dimension mode, Bimodal)** позволяет формировать изображение в одной плоскости (томограмму). Этот режим формируется путем последовательного перемещения ультразвукового луча в одной плоскости методом последовательной активизации пьезокристаллов в линейной матрице или ротационным движением пьезокристалла. Данный режим является основным для всех ультразвуковых исследований.

- **Постоянный (СЦВ) режим (Continuous Wave Doppler mode)** -отображает временной график изменения скорости кровотока на всем протяжении ультразвукового луча. Широко используется в исследованиях кровотока в периферических сосудах.

- **Импульсный (PWD) режим (Pulse Wave Doppler mode)** – отображает временной график изменения скорости кровотока в заданном контрольном объеме, что выгодно его отличает от CWD (рисунок 12). Импульсный режим работы пьезокристалла с выраженной временной задержкой не позволяет регистрировать быстропротекающие процессы (предел Найквиста).

- **Цветовой (CID) режим (Color Image Doppler mode)** – одновременная регистрация кровотока в 64-256 контрольных объемах с последующей цветовой кодировкой основных параметров (направление-цвет, скорость-интенсивность цвета, ламинарность - однородность цвета), в отличии от предыдущих доплеровских режимов CID дает возможность только качественной (визуальной) оценки нормальных и патологических потоков крови в выбранном сечении (рисунок 13).

- **Энергетический (PD) режим (Power Doppler mode)** – основан на принципе цветного доплеровского режима, для повышения чувствительности которого к низкоскоростным потокам используется интеграл мощности спектра доплеровского сигнала. В отличие от CD энергетический режим позволяет визуализировать кровотоки без дифференциации его скорости, направления и ламинарности потока (рисунок 14)

- **Режим двойной гармоника (Harmonic Imaging)** – вариант доплеровского метода, основанного на свойстве ультразвука, отраженного от микропузырьков газа (эхоконтраста), удваивать свою частоту по сравнению с исходной. Это позволяет определить кровотоки в мелких сосудах, за счет усиления сигнала от крови и его подавление от окружающих тканей (рисунок 15). Усиление отраженного сигнала возникает, если частота УЗ приближается к резонансной частоте микропузырьков (примерно 3 МГц), которая зависит от размеров и механических свойств капсулы.



Рисунок 11 - Объемное изображение плода

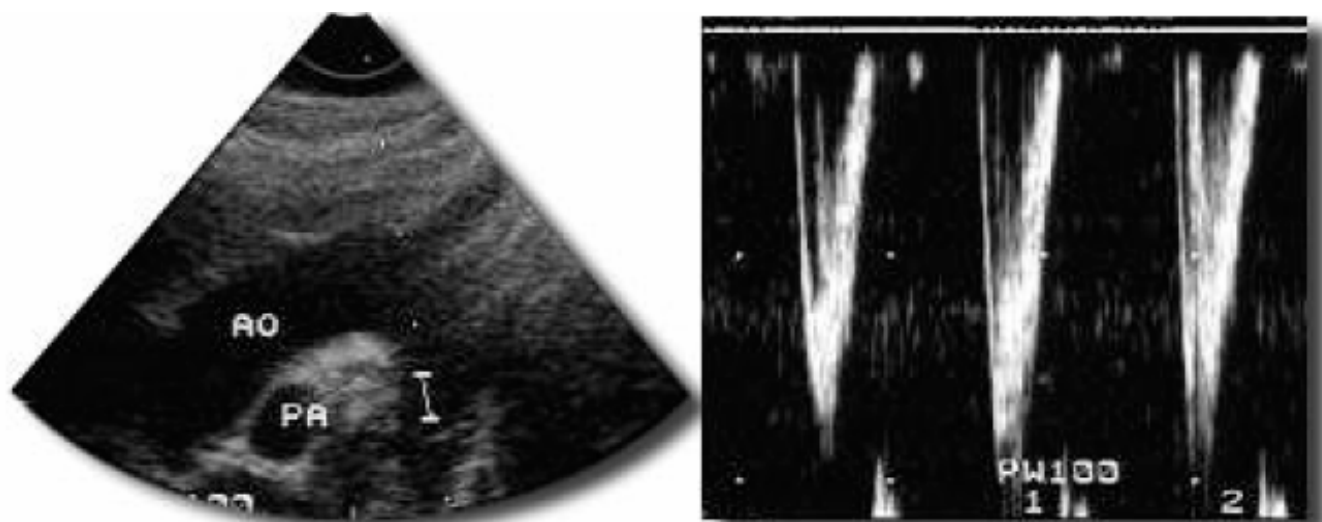


Рисунок 12 - Изображение графика трансортального потока крови. Примечание. Слева двухмерное изображение сердца с меткой контрольного объема (в виде I), установленной на уровне нисходящего отдела аорты (АО). Справа график трансортального кровотока, отображающий направление (от датчика), скорость (величина амплитуды) и ламинарность (зашумленность) потока



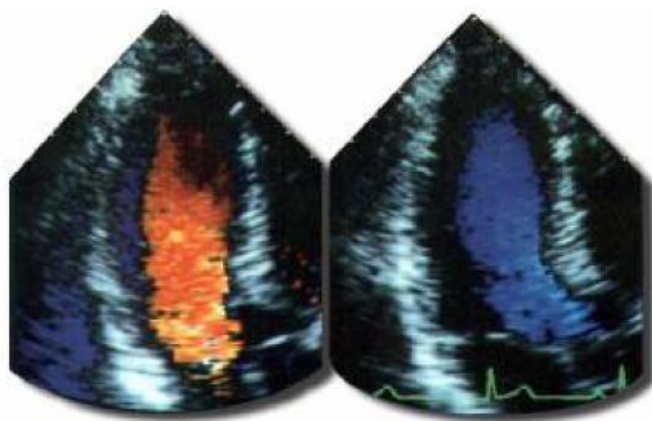


Рисунок 13 - Изображение внутрисердечных потоков крови в режиме цветового доплеровского картирования. Слева представлено изгнание крови из левого предсердия в диастолу (красный поток). Справа - систолический (синий) поток в области выходного тракта левого желудочка



Рисунок 14 - Изображение сосудистых ветвей гемангиомы печени в режиме энергетического доплеровского картирования

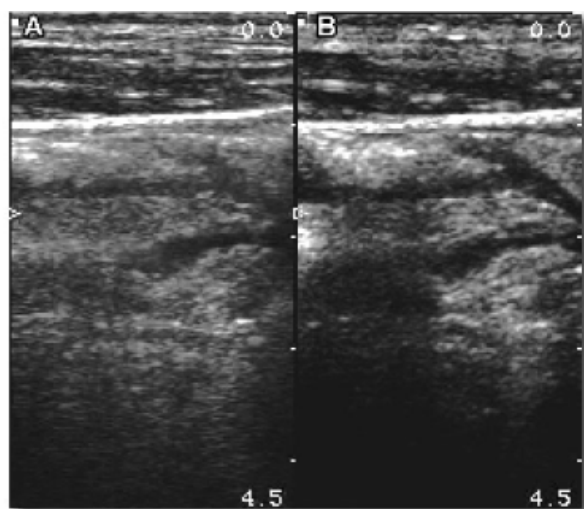


Рисунок 15 - Сонограмма в стандартном режиме (А) и режиме двойной гармонике (В). В современных ультразвуковых сканерах возможны варианты комбинирования двух и более режимов одновременно (например: 2D+M, 2D+M+CID и т.д.) - дуплексное, триплексное и т.д. сканирование

Кроме стандартных режимов отображения в ультразвуковой диагностике могут использоваться режимы:

- **Денситометрия (Densitometry)** – измерение акустической плотности выделенного участка (зоны интереса) в виде графика распределения (рисунок 16) или цветного кодирования с наложением на основное изображение.

- **Кинетометрия (Kinetic Imaging)** – измерение характера и амплитуды движущихся структур (рисунок 17).

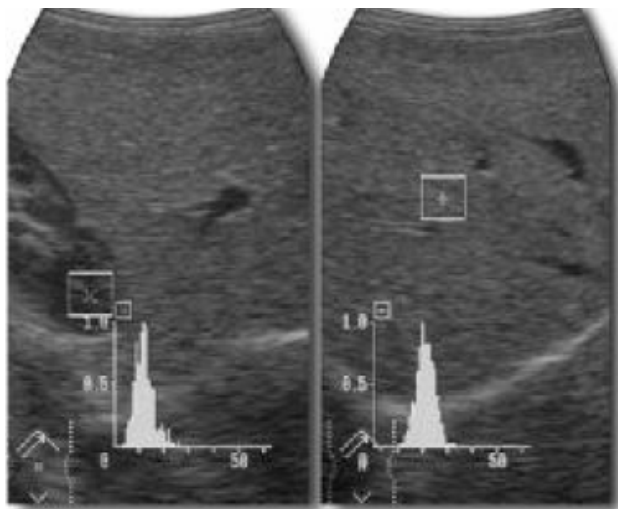


Рисунок 16 - Денсиметрия паренхимы почки (слева) и печени (справа)

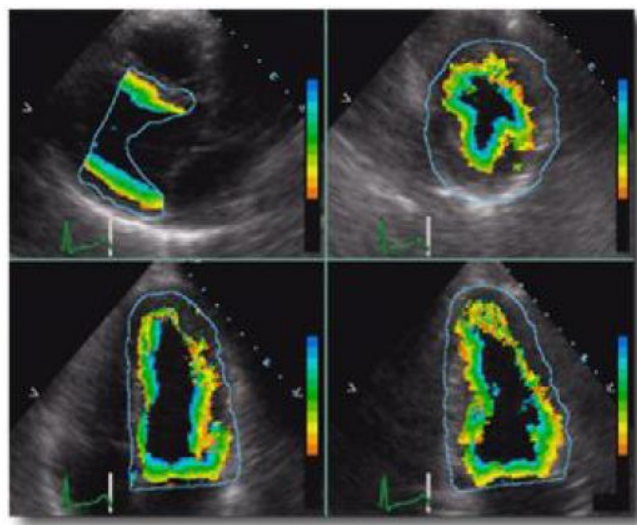


Рисунок 17 - Кинетограмма стенок левого желудочка

## 2.8 Ультразвуковая томография

С математической точки зрения под томографией подразумевается численное восстановление функции по ее линейным или плоскостным интегралам, или восстановление структуры пространственного объекта по его проекциям. Чаще всего этот термин связывают с рентгенодиагностикой, где используется термин компьютерная томография (КТ). В интроскопии используется один из многих вариантов томографии - трансмиссионная КТ. Тонкий пучок каких-то лучей сканирует сечение объекта (возможно, под разными углами), изменение интенсивности прошедших через объект лучей фиксируется и обрабатывается на компьютере для восстановления пространственной структуры.

## 2.9 Томография и ультразвуковое зондирование

Ограничимся задачей на плоскости – когда пространственная структура объекта описывается функцией двух координат, а ее восстановление производится по

набору функций (проекций) от одной переменной. Рассмотрим основные особенности такой задачи на примере трансмиссионной томографии.

Пусть плоский пучок рентгеновских лучей с интенсивностью  $I_0$  проходит через объект (см. рисунок 18) в плоскости  $(X, Y)$ . Пусть  $\delta(y)$  - коэффициент затухания излучения в объекте. Интенсивность прошедшего излучения в плоскости регистрации имеет зависимость  $I = I(x)$ , поскольку по сечению пучка меняется длина  $L(x)$  прохождения через поглощающую среду.

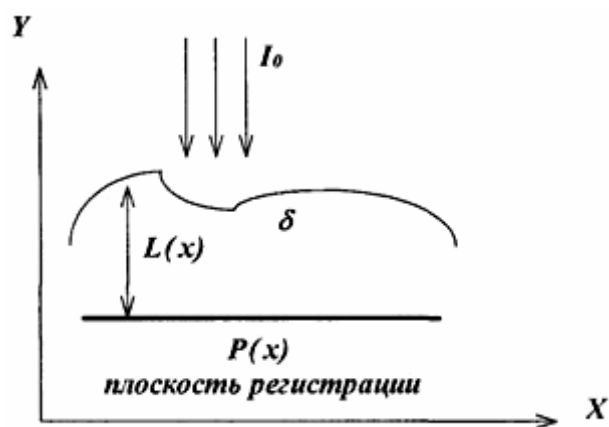


Рисунок 18 - Схема трансмиссионной томографии

Предположим, что коэффициент затухания в объекте постоянен:  $\delta(y) = \delta_0 = const$ . Тогда простейшей задачей томографии (обратной задачей) является получение формы объекта и значения  $\delta_0$  по функции  $I(x)$ . При прохождении малого слоя поглощающей среды  $\Delta y$  изменение интенсивности излучения пропорционально толщине этого слоя и коэффициенту затухания

$$\frac{\Delta I}{I} = \delta(y) \Delta y \quad (2.10)$$

Если проинтегрировать (2.10) по вертикальной координате вдоль каждого из лучей, составляющих поперечное сечение пучка, получим изображение объекта в плоскости регистрации:

$$P(x) = \frac{I(x)}{I_0} = \exp \left\{ - \int_{L(x)} \delta(y) dy \right\}. \quad (2.11)$$

Выражение (2.11) составляет основу трансмиссионной томографии: по известной функции  $P(x)$  необходимо получить функцию  $\delta(y)$ .

При  $\delta(y) = \delta_0 = const$  интегрирование (2.11) дает

$$\delta_0 L(x) = -\ln P(x). \quad (2.12)$$

Даже в этом простейшем случае решение задачи возможно только при определенных условиях: для получения формы объекта (функции  $L(x)$ ) необходимо знать значение коэффициента затухания, или, наоборот – для нахождения коэффициента затухания необходимо знать форму объекта. Кроме того, если внимательно проанализировать задачу, то окажется, что в данной постановке существует бесконечное число объектов, которые в плоскости регистрации дают одинаковую проекцию  $P(x)$ . Действительно, если нижняя граница объекта не плоская, то каждой функции толщины  $L(x)$  соответствует бесконечное число объектов разной формы. Если облучать объект под другим углом, то проекция в плоскости регистрации будет другой, однако проблемы с неоднозначностью восстановления объекта останутся. Таким образом, восстановление объекта требует от нас информации о проекциях, полученных под разными углами. При этом мы должны заранее предположить, что объект является телом с постоянным коэффициентом затухания внутри него. Или - нам потребуется значительно большее число изображений объекта. Следовательно - для решения обратной задачи нам необходима априорная информация (*a priori* - по-латински - "из предшествующего"). Таким свойством обладает абсолютное большинство задач томографии. В математике эти задачи называют *некорректными*. Их основные свойства - *неоднозначность решения*, а также тот факт, что *бесконечно малые погрешности в исходных данных могут привести к конечным погрешностям в результате вычислений*. Простой пример - малые изменения коэффициента затухания  $\delta(y)$  в выражении (2.11) за счет интегрирования по лучу  $L(x)$  могут приводить к значительным изменениям изображения в плоскости регистрации  $P(x)$ .

Развитие методов решения обратных задач представляет собой большой раздел современной математической физики и дискретной математики. В прак-

тических приложениях такие теоретические исследования позволяют создавать оптимальные *схемы сканирования* для различных видов томографии.

*Акустическая томография* (АТ) основана на решении *обратных задач рассеяния рефракции*. Отличие акустической томографии от традиционного эхоимпульсного (радиолокационного) метода ультразвукового зондирования схематически показано на рисунке 19.

В обоих случаях предполагается угловое сканирование объекта, однако для восстановления его структуры методом томографии необходим пространственно разнесенный прием акустических сигналов. Чаще всего в АТ используется приближение геометрической оптики (лучевое приближение). При этом, источником информации о среде является не коэффициент затухания, а скорость распространения звука.

Обратные задачи рассеяния и рефракции с физической точки зрения отличаются лишь характером неоднородности и используемыми приближениями (рисунок 20).

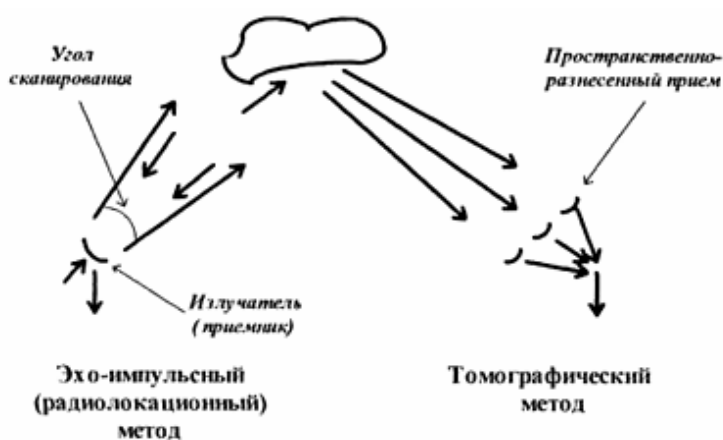


Рисунок 19 - Отличие эхо-импульсного от томографического метода зондирования

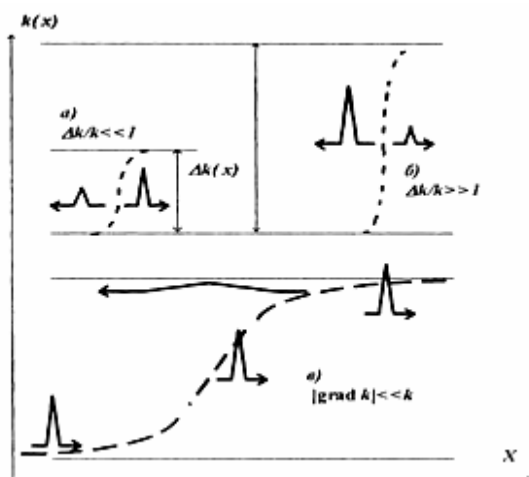


Рисунок 20 - Основные варианты рассеяния поля в неоднородной среде

Неоднородность среды при распространении волны любой природы вдоль направления  $x$  определяется изменением в пространстве волнового числа

$$k(x) = \frac{\omega}{c(x)}, \quad (2.13)$$

где  $\omega$  - циклическая частота, а  $c(x)$  - скорость распространения волны.

Если размеры неоднородности сопоставимы с длиной волны, то возникает отраженная волна, амплитуда которой определяется скачком скорости и, соответственно, волнового числа  $\Delta k(x)$  (верхняя часть рисунка 20). При условии  $\Delta k/k \ll 1$  энергия прошедшей через неоднородность волны практически не уменьшается, и при импульсном зондировании пространственное положение каждой последующей неоднородности регистрируется в слабом отраженном сигнале в зависимости от времени прихода отраженной волны в приемник. Такое приближение называется в теории волн приближением Борна, или однократного рассеяния. При эхоимпульсном методе зондирования в большинстве случаев используется именно это приближение. В противоположном случае  $\Delta k/k \gg 1$ , волна не распространяется вглубь исследуемого объекта, а отражается и задачей волнового зондирования может быть получение информации о форме его границ, а не внутренней структуре. Разрешение зондирующих, и, в частности, ультразвуковых устройств, увеличивается с частотой  $\omega$ . При этом для ультразвуковых волн с увеличением частоты увеличивается и коэффициент затухания  $\delta \approx \omega^2$ , что принципиально ограничивает пространственный диапазон работы ультразвуковых устройств.

В случае плавно-неоднородной среды, когда размеры неоднородности значительно превышают длину волны ( $|\text{grad } k| \ll k$ , см. рисунок 20), отраженный сигнал может практически отсутствовать, и для решения обратных задач используются принципы *рефракционной томографии*. В таких задачах интегрируется фаза волновых сигналов вдоль лучей (траекторий) распространения волны. Лучи при этом представляют собой кривые, форма которых зависит от скорости распространения волны (коэффициента преломления) в среде. Этот коэффициент преломления и является искомой величиной, пространственное распределение которой необходимо восстановить. Исходными данными в таких задачах являются временные задержки (фаза) волновых сигналов, распространяющихся вдоль различных лучей, или углы прихода лучей в различные точки пространства. Методы рефракционной томографии получили широкое распространение в сейсмологии (для исследования земной коры), физике атмосферы (для восстановления высотных атмосферных показателей при ее просвечивании в оптическом или радиодиапазоне), океанологии (для восста-

новления профилей плотности, солености, температуры в глубине Мирового океана по условиям распространения звуковых волн). Рассмотрим два основных теоретических подхода к решению обратных волновых задач.

## 2.10 Спектральный и временной методы решения задачи

Распространение акустических волн в пространственно- неоднородной среде можно описать волновым уравнением для звукового давления:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial p}{\partial t} = c^2(\mathbf{r}) \Delta p \quad (2.14)$$

Здесь  $\Delta$  - трехмерный оператор Лапласа,  $c(\mathbf{r})$  - переменная в пространстве скорость звука,  $\mu$  - характеризует поглощение. Скорость акустических волн в однородной среде  $\nu_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$ , где  $p_0, \rho_0, \gamma$  - равновесное давление, плотность и адиабатический коэффициент. Решение (2.14) для гармонической волны частоты  $\omega$  ищется в виде:

$$p(\mathbf{r}, t) = u(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t). \quad (2.15)$$

Подставив это выражение в (2.14) получаем уравнение Гельмгольца для пространственного распределения амплитуды.

$$\Delta u + k^2(\mathbf{r})u = 0, \quad (2.16)$$

где волновое число в общем случае есть комплексная функция координат:

$$k^2(\mathbf{r}) = c^{-2}(\mathbf{r})(\omega^2 + i\omega\mu) \quad (2.17)$$

Обратная задача состоит в определении  $k(\mathbf{r})$  по известному в некоторой области волновому полю  $p(\mathbf{r}, t)$ . Проанализируем случай плоскостной среды (см. рисунок 21), когда  $k(\mathbf{r}) = k(x, y, z) = k(x)$

При этом двумерная задача, соответствующая наклонному падению плоской волны на слой неоднородной среды (рисунок 21) можно свести к задаче от одной переменной. Действительно, тангенциальная составляющая волнового вектора постоянна:

$$k_z(x) = k_0 \sin \theta_0 = \text{const}, \quad (2.18)$$

и подстановка в (2.16)

$$u(x, z) = \exp(ik_z z) f(x) \quad (2.19)$$

приводит нас к одномерному уравнению Гемгольца.

$$f''(x) + (k^2(x) - k_z^2) f(x) = 0. \quad (2.20)$$

При спектральном подходе в решение, переменную  $z$  заменяем частотой  $\omega$  и используя формулы (2.13, 2.18) получим уравнение

$$f''(x) + \left( \frac{\omega^2}{c(x)} - k_z^2 \right) f(x) = 0. \quad (2.21)$$

Таким образом, уравнение (2.21) аналогично уравнению Шредингера

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left( \frac{\omega^2}{c_0^2} - Q(x) \right) \right] u(x, \omega) = 0 \quad (2.22)$$

с граничными условиями при  $x = L_0, L$  (рисунок 21 а).

При этом решение уравнения (2.22) представляет собой обратную задачу Штурма-Лиувилля – восстановление потенциальной функции  $Q(x)$  по собственным значениям уравнения (2.22). Эти собственные значения определяются в соответствии с (2.21), (2.18) частотой и углом падения волны.



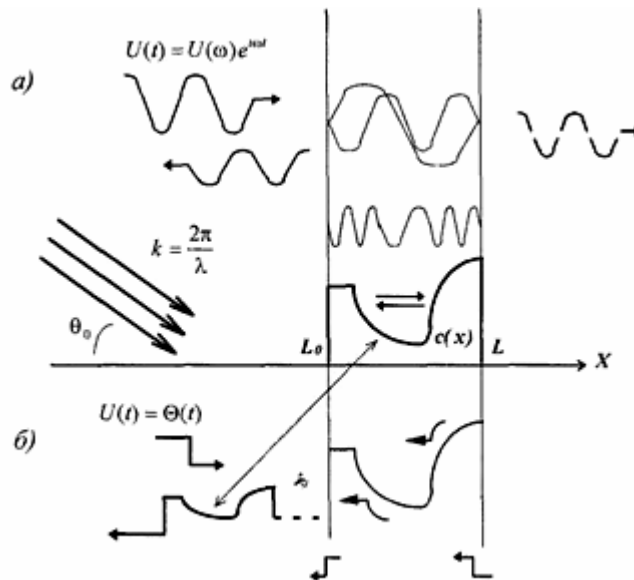


Рисунок 21 - Структура волнового поля при падении плоской волны на неоднородный слой в спектральном (а) и временном (б) представлении

Рассмотрим алгоритм решения такой задачи по частотной характеристике коэффициента отражения. Пусть коэффициент отражения  $R_{от}$  неоднородного слоя (рисунок 21 а) имеет частотную характеристику  $C(\omega)$  :

$$R(t) = \frac{1}{2\pi} \int C(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (2.23)$$

Тогда решение обратной задачи сводится к решению следующего интегрального уравнения :

$$K(x + x_1) = -R(x + x_1) - \int_0^x K(x, t) R(t, x_1) dt \quad (2.24)$$

$$0 \leq x_1 \leq x$$

относительно ядра  $K(x, x_1)$ , которое удовлетворяет следующей краевой задаче:

$$\frac{\partial^2 K}{\partial x^2} - Q(x)K = \frac{\partial^2 K}{\partial t^2}, \quad (2.25)$$

$$K(x, x_1) = M + \frac{1}{2} \int_0^x Q(s) ds \quad (2.26)$$

$K(0,0) = M$  - константа, которая определяется из граничных условий. Зная  $K(x, x_1)$ , можно в соответствии с (2.26) определить

$$Q(x) = \frac{\partial}{\partial x} K(x, x_1) \quad , \quad (2.27)$$

что и является искомым решением обратной задачи. Исходная функция для обратной задачи  $S(\omega)$  может быть как непрерывной, так и дискретной, например, восстановление неоднородности скорости звука  $c(x)$  может проводиться по набору частот  $\omega_n$  соответствующих образованию стоячих волн в слое и резонансным значениям коэффициента отражения (рисунок 21 а).

**Временной подход** к решению волновых задач (в том числе и обратных), в практических приложениях чаще всего соответствует импульсному зондированию среды (рисунок 21б). Пусть волновое поле в неоднородном слое  $L_0 < x < L$  описывается следующим волновым уравнением:

$$\frac{1}{c^2(x)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x,t) - \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\rho'(x)}{\rho(x)} \frac{\partial}{\partial x} \right) u(x,t) = 0 \quad (2.28)$$

где  $\rho'(x) = d\rho/dx$  Это уравнение аналогично (2.14) с той разницей, что неоднородность среды связана не только с пространственной зависимостью скорости  $c(x)$ , но и с переменной плотностью  $\rho(x)$ . Если  $\rho(x) = \rho_0 = const$ , то (2.28) полностью соответствует (2.14). Общее решение (2.28) можно искать через функцию Грина для свободного пространства:

$$G(x, x_0, t) = G(x - x_0, t - t_0) = \frac{1}{2c_0} \Theta \left( t - t_0 - \frac{|x - x_0|}{2c_0} \right). \quad (2.29)$$

Функция Грина представляет собой волновое поле точечного источника в однородной области  $x < L_0$  где  $c_0$  - скорость звука. В данном случае решение представляется в виде  $\Theta$  - функции (скачка) в начальный момент  $t_0$ , временное поведение которой описывается функцией Хевисайда. Волновое поле (2.29) создает ис-

точники на границе  $X = L_q$ , и поле внутри слоя  $L_q < X < L$  при постоянных значениях параметров среды  $c(x) = C$ ,  $\rho(x) = \rho$  с учетом граничных условий для функции Грина имеет вид:

$$G(x, L_0, t) = (1 + R_0)[\Theta(t - \tau_x) + R_L \Theta(t - 2\tau_0 + \tau_x) + \dots], \quad (2.30)$$

где коэффициенты отражения от границ слоя  $x = L_0, x = L$  зависят от соотношения акустических импедансов  $Z = c(x)\rho(x)$  и определяются следующими выражениями:

$$R_0 = \frac{z - z_0}{z + z_0}, \quad R_L = \frac{z - z_L}{z + z_L}, \quad (2.31)$$

распространяющийся в среде импульс в виде  $\Theta$ - функции испытывает многократные отражения от границ слоя с амплитудой, определяемой коэффициентами отражения (2.31), а его временная задержка связана со временем распространения между границами  $\tau_0$  и временной задержкой между границей слоя и текущей координатой

$$\tau_x = \frac{(x - L_0)}{c}. \quad (2.32)$$

Таким образом, исходными данными для решения обратной задачи могут служить коэффициенты отражения  $R_0, R_L$ , а также временные задержки  $\tau_x$ . Действительно, если рассматривать среду как набор бесконечно малых слоев, с постоянным значением скорости звука в каждом слое, то коэффициент отражения от слоя (амплитуда отраженной волны) будет определять градиент скорости звука, а временная задержка - расстояние до отражающего слоя (рисунок 21б). Однако это справедливо лишь в приближении однократного рассеяния, когда можно пренебречь вторичными переотражениями от границ неоднородного слоя и учитывать лишь первые два члена в уравнении (2.30). В общем случае решение прямой и обратной задачи распространения волны в неоднородной среде оказывается достаточно сложным даже в одномерном случае. Одним из наиболее эффективных для решения таких задач методов является развитый в последние годы метод ин-

вариантного погружения, который позволяет свести краевую задачу (2.28) к задаче с начальными условиями. Суть метода сводится к тому, что положение границы неоднородного слоя  $x = L_0$ , считается параметром, и вычисление коэффициента отражения волны осуществляется последовательно с "погружением" границы слоя внутрь неоднородной среды. В этом случае вместо решения (2.30) функция Грина имеет вид:

$$G(x, L_0, t) = H(x, L_0, t)\Theta(t - t_x), \quad (2.33)$$

где  $H(x, L_0, t)$ - решение нелинейного интегро-дифференциального уравнения, а временная задержка

$$\tau_x = \int_{L_0}^x \frac{d\xi}{c(\xi)}. \quad (2.34)$$

Рассмотрим, как решение уравнений (2.14, 2.30) может быть связано с решением задач томографии (2.34). Пусть плотность среды однородна ( $\rho(x) = const$ ), тогда волновое уравнение (2.30) для гармонической волны сводится к уравнению Гельмгольца:

$$u''(x) + k_0^2 \varepsilon(x)u(x) = 0 \quad . \quad (2.35)$$

Здесь коэффициент при квадрате волнового числа описывает неоднородность среды и определяется пространственными изменениями скорости звука:

$$\varepsilon(x) = \frac{c_0^2}{c^2(x)}. \quad (2.36)$$

Осуществим в (2.35) следующую подстановку:

$$\psi(x) = \frac{i}{k_0} \frac{u'(x)}{u(x)}, \quad (2.37)$$

тогда для функции  $\psi(x)$  вместо линейного дифференциального уравнения второго порядка (2.35) получим нелинейное уравнение первого порядка, которое носит название уравнения Риккати:

$$\frac{d\psi(x)}{dx} = ik_0[\psi^2(x) - \varepsilon(x)]. \quad (2.38)$$

Рассматривая выражение (2.37) как дифференциальное уравнение относительно  $u(x)$  и интегрируя его с учетом граничных условий, получаем:

$$u(k, L_0) = u(k, x) \exp\left(-ik \int_{L_0}^x \psi(\xi) d\xi\right) \quad (2.39)$$

Таким образом, для нахождения волнового поля внутри неоднородного слоя  $u(k, x)$  достаточно знать поле  $u(k, L_0)$  на границе и решение уравнения Риккати (2.38). С другой стороны, после интегрирования (2.39) по частоте волны (волновому числу  $k$ ) это уравнение становится аналогичным задаче эмиссионной томографии (2.13). Если, решая (2.39), по левой части удастся найти подынтегральную функцию  $\psi(x)$ , то пространственная функция неоднородности  $\varepsilon(x)$  выражается через нее из (2.38) в явном виде.

## 2.11 Контрольные вопросы

- 1 Диапазон частот звуковых колебаний.
- 2 Диапазон частот инфразвуковых и ультразвуковых колебаний.
- 3 Параметры среды, влияющие на скорость распространения звуковых волн.
- 4 Что называется звуковым давлением?
- 5 Параметры среды, влияющие на амплитуду звуковой волны.
- 6 Формула коэффициента отражения фронта звуковой волны от границы раздела двух сред.
- 7 Свойства звуковых волн распространяющихся в изотропной и однородной среде.
- 8 Основные проблемы процесса звукового видения на практике.
- 9 Верхний предел частот ультразвука в кристаллах.
- 10 На каком физическом явлении основана ультразвуковая дефектоскопия.
- 11 Отличие акустической томографии от традиционного эхо- импульсного метода ультразвукового зондирования.

- 12 Параметр среды, измеряемый в акустической томографии.
- 13 Параметр звуковой волны, определяющий разрешающую способность зондирующих систем в акустической томографии.
- 14 Зависимость коэффициента затухания амплитуды от частоты ультразвуковой волны.
- 15 Метод акустической томографии, используемый в случае плавно- неоднородной среды.
- 16 Параметры среды, измеряемые в рефракционной томографии.
- 17 Области жизнедеятельности, где используется рефракционная томография.
- 18 Физические методы, используемые для измерения скорости потока крови.
- 19 Медицинские методы визуализации с помощью ультразвука.
- 20 Физическое явление, используемое в пьезоэлектрических кристаллических датчиках.
- 21 Параметр кристалла, определяющий частоту генерируемого ультразвука.
- 22 Физические процессы, наблюдаемые в тканях при прохождении ультразвука.
- 23 От каких границ раздела тканей ультразвук почти полностью отражается.
- 24 Какие основные органы человека исследуются ультразвуком.
- 25 Физический принцип, используемый при измерении скорости кровотока с помощью ультразвука.

### **3 Преобразование Радона и Фурье. Алгоритмы реконструкции**

**Преобразование Радона** — интегральное преобразование функции многих переменных, родственное преобразованию Фурье. Впервые введено в работе австрийского математика Иоганна Радона 1917-го года. Отображение функции, заданной на  $R^2$ , множеством ее линейных интегралов называется преобразованием Радона (на плоскости). Задача восстановления изображения сводится к обратному преобразованию Радона на  $R^2$ . На практике значение интегралов можно вычислить только для конечного числа прямых  $L$ . Важнейшее свойство преобразования Радона

— обратимость, то есть возможность восстанавливать исходную функцию по её преобразованию Радона.

### 3.1 Двумерное преобразование Радона

Рассмотрение преобразования Радона удобно начать с простейшего случая функции двух переменных, к тому же, именно этот случай наиболее практически важен. Пусть  $f(x,y)$  функция двух действительных переменных, определённая на всей плоскости и достаточно быстро убывающая на бесконечности (так, чтобы соответствующие несобственные интегралы сходились). Рассмотрим некоторую прямую  $L$  (на рисунке 22 прямая  $AA'$ ) на плоскости  $x,y$ , пересекающую наш объект. Тогда, интегрируя функцию  $f(x,y)$  вдоль этой линии, получаем проекцию или линейный интеграл функции  $f$ . Интегрирование вдоль всех возможных линий  $L(AA')$  на плоскости позволяет определить преобразование Радона функции  $f(x,y)$  как

$$\tilde{f} = Rf = \int_L f(x,y) ds \quad , \quad (3.1)$$

где  $ds$  – приращение длины вдоль прямой  $L(AA')$ .

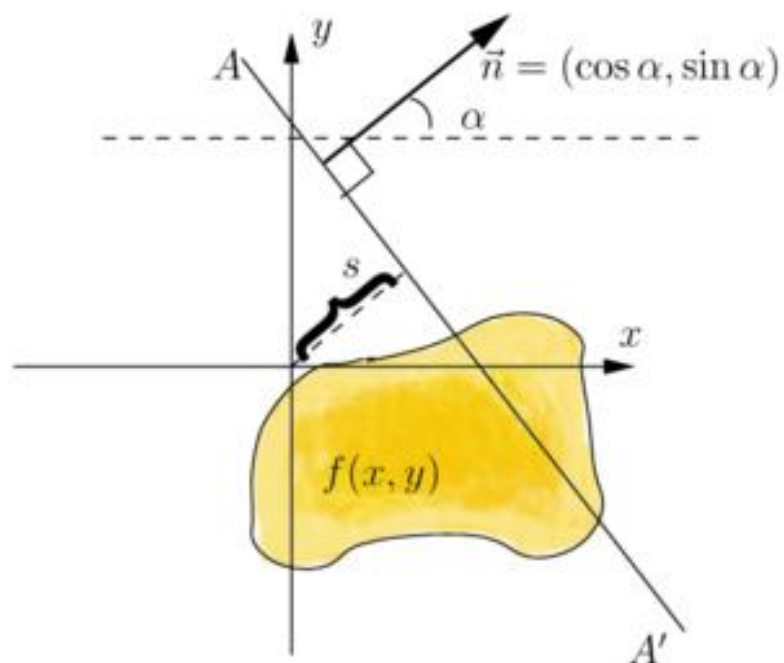


Рисунок 22 - К определению преобразования Радона

Представим преобразование Радона в другом виде. Запишем нормальное уравнение прямой  $L$ :

$$s = x \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha, \quad (3.2)$$

где  $s$  – расстояние от начало координат до прямой  $AA'$  (рисунок 22);  $\alpha$ - угол между  $s$  и  $x$ . Используя выражение

$$\begin{aligned} x &= s \cdot \cos \alpha - k \cdot \sin \alpha, \\ y &= s \cdot \sin \alpha + k \cdot \cos \alpha, \end{aligned} \quad (3.3)$$

Запишем преобразование Радона в виде

$$\check{f}(s, \alpha) = Rf = R(s, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(s \cos \alpha - k \sin \alpha, s \sin \alpha + k \cos \alpha) dk \quad (3.4)$$

Если функция  $f$  равна нулю вне исследуемой области, то пределы интегрирования в (3.4) могут быть конечны.

Используя векторную запись уравнения прямой на плоскости, запишем формулу (3.2) в виде

$$s = (\mathbf{x}, \mathbf{n}) = x \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha \quad (3.5)$$

где  $\mathbf{n} = (\cos \alpha, \sin \alpha)$  - единичный вектор вдоль оси  $s$ ,

$(\mathbf{x}, \mathbf{n})$  – скалярное произведение двух векторов.

Тогда преобразование Радона может быть записано с использованием  $\delta$ -функции для выделенной прямой  $s = (\mathbf{x}, \mathbf{n})$ :

$$\check{f}(s, n) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(s - (\mathbf{n}, \mathbf{x})) dx \quad (3.6)$$

или с учетом (3.5)

$$\check{f}(s, \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(s - x \cdot \cos \alpha - y \cdot \sin \alpha) dx dy \quad (3.7)$$



При фиксированном угле  $\alpha$  проекция  $f(s, \alpha)$  изменяется по  $s$  в направлении, определенным вектором  $\mathbf{n}$ . В тех случаях, когда функция  $\check{f}(s, \alpha)$  известна только для некоторых значений  $s, \alpha$ , можно говорить о выборке из преобразований Радона или луч-сумме.

Преобразование Радона имеет простой геометрический смысл — это интеграл от функции вдоль прямой, перпендикулярной вектору  $\mathbf{n} = (\cos \alpha, \sin \alpha)$  и проходящей на расстоянии  $s$  (измеренного вдоль вектора  $\mathbf{n}$ , с соответствующим знаком) от начала координат.

Если задана функция трех переменных  $f(x, y, z)$ , тогда, используя векторную запись  $\mathbf{x}=(x, y, z)$  и единичный вектор  $\mathbf{n}$ , можно записать уравнение плоскости интегрирования функции  $f$ :

$$s = (\mathbf{x}, \mathbf{k}) = k_1 x + k_2 y + k_3 z \quad . \quad (3.8)$$

Преобразование Радона будет иметь следующий вид:

$$\check{f}(s, \mathbf{k}) = \int f(\mathbf{x}) \delta(s - (\mathbf{k}, \mathbf{x})) d\mathbf{x} \quad (3.9)$$

В формуле (3.9) интегрирование ведется по плоскостям, а не по прямым линиям. Для полного задания преобразования Радона необходимо знание  $\check{f}$  для всех  $s$  и  $\mathbf{k}$ .

### **3.2 Преобразование Радона для функции произвольного числа переменных**

Преобразование Радона для функции двух переменных можно удобно переписать через интеграл по всему пространству с помощью дельта-функции Дирака:

$$R(s, \mathbf{n}) = \int \delta(\mathbf{n}\mathbf{r} - s) f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (3.10)$$

Здесь мы обозначили  $\mathbf{r} = (x, y)$  — радиус-вектор из начала координат,  $d\mathbf{r} = dx dy$  — двумерный элемент объёма,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, который можно параметризовать как  $\mathbf{n} = (\cos \alpha, \sin \alpha)$ . С помощью замены переменных легко убедиться, что определения преобразования Радона (3.1) и (3.10) полностью идентичны.

Формула (3.10) тривиально обобщается на случай произвольного числа измерений, для этого её даже не надо переписывать, достаточно под  $\mathbf{r}$ ,  $d\mathbf{r}$  и  $\mathbf{n}$  понимать соответственно N-мерный радиус-вектор из начала координат, элемент объёма в N-мерном пространстве и N-мерный единичный вектор. В принципе, вектор  $\mathbf{n}$  можно параметризовать углами в пространстве любого числа измерений. Например, в трёхмерном пространстве имеется параметризация  $\mathbf{n} = (\sin\theta \cos\alpha, \sin\theta \sin\alpha, \cos\theta)$ .

Геометрический смысл преобразования Радона в многомерном случае: интеграл от функции по гиперплоскости перпендикулярной вектору  $\mathbf{n}$  и проходящей на расстоянии  $s$  от начала координат (взятом со знаком минус, если перпендикуляр из начала координат на плоскость противоположно направлен с вектором  $\mathbf{n}$ ).

### 3.3 Свойства преобразования Радона

1 Преобразование  $f(s, k)$  – есть однородная функция со степенью однородности 1, т.е.

$$\check{f}(\alpha s, \alpha \mathbf{k}) = \int f(\mathbf{x}) \delta(\alpha s - (\alpha \mathbf{k}, \mathbf{x})) d\mathbf{x} = \frac{1}{|\alpha|} \int f(\mathbf{x}) \delta(s - (\mathbf{k}, \mathbf{x})) d\mathbf{x} = \frac{1}{|\alpha|} \check{f}(s, \mathbf{k}) \quad (3.11)$$

для  $\alpha \neq 0$

$$\check{f}(s, \mathbf{k}) = \check{f}(-s, -\mathbf{k}), \quad (3.12)$$

т.е. преобразование Радона есть четная функция.

2 Пусть заданы две функции  $f_1$  и  $f_2$  с константами  $a_1$  и  $a_2$ , тогда

$$\mathbf{R}[a_1 f_1 + a_2 f_2] = \int (a_1 f_1(\mathbf{x}) + a_2 f_2(\mathbf{x})) \delta(s - (\mathbf{k}, \mathbf{x})) d\mathbf{x} = a_1 \mathbf{R}[f_1] + a_2 \mathbf{R}[f_2], \quad (3.13)$$

Таким образом преобразование Радона линейно для любых функций  $f_1$  и  $f_2$  и любых чисел  $a_1$  и  $a_2$ .

### 3.4 Преобразование Фурье

**Преобразование Фурье** — преобразование функции, превращающее её в совокупность частотных составляющих. Более точно, преобразование Фурье — это интегральное преобразование, которое раскладывает исходную функцию на базисные функции, в качестве которых выступают синусоидальные функции, то есть представляет исходную функцию в виде интеграла синусоид различной частоты, амплитуды и фазы.

Преобразование Фурье используется во многих областях науки и техники— в физике, теории чисел, комбинаторике, обработке сигналов, теории вероятности, статистике, криптографии, акустике, океанологии, оптике, геометрии и т.д.. (В обработке сигналов в различных областях практики преобразование Фурье обычно рассматривается как декомпозиция сигнала на частоты и амплитуды.) Богатые возможности применения метода основываются на нескольких полезных свойствах преобразования:

- Преобразования являются линейными операторами и, с соответствующей нормализацией, также являются унитарными. Преобразования обратимы, причем обратное преобразование имеет практически такую же форму, как и прямое преобразование.
- Синусоидальные базисные функции являются собственными функциями дифференцирования, что означает, что данное представление превращает линейные дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами в обычные алгебраические. (Например, в линейной стационарной системе частота — консервативная величина, поэтому поведение на каждой частоте может решаться независимо.)
- По теореме о свёртке, преобразование Фурье превращает сложную операцию свертки в простое умножение, что означает, что они обеспечивают эффективный способ вычисления основанных на свёртке операций, таких как умножение многочленов и умножение больших чисел.

- Дискретная версия преобразования Фурье быстро рассчитывается на компьютерах, используя алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ, англ. FFT).

### 3.5 Разновидности преобразований Фурье

#### Ряды Фурье

Ряды Фурье определены для периодических функций или функций, существующих на ограниченной области  $f(x)$  (с периодом  $2\pi$ ), и представляют эти функции как ряды синусоид:

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n e^{inx}, \quad (3.14)$$

где  $F_n$  — комплексная амплитуда. Или, для вещественно-значимых функций, ряд Фурье часто записывается как:

$$f(x) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(nx) + b_n \sin(nx)], \quad (3.15)$$

где  $a_n$  и  $b_n$  — (действительные) амплитуды ряда Фурье.

#### Непрерывное преобразование Фурье

Наиболее часто термин «преобразование Фурье» используют для обозначения непрерывного преобразования Фурье, представляющего любую квадратично-интегрируемую функцию  $f(t)$  как сумму (интеграл Фурье) комплексных показательных функций с угловыми частотами  $\omega$  и комплексными амплитудами  $F(\omega) = F(f(t))$ . Преобразование имеет несколько форм, отличающихся постоянными коэффициентами.

$$F_1(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{-2\pi i \nu \tau} d\tau,$$

$$F_2(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} F_1\left(\frac{\omega}{2\pi}\right), \quad (3.16)$$

$$F_3(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = F_1\left(\frac{\omega}{2\pi}\right),$$

где  $\omega = 2\pi\nu$ .

В разных областях науки и техники могут преобладать различные формы (поэтому иногда надо уточнять определение).

### Дискретное преобразование Фурье (ДПФ)

Для использования в компьютерах, как для научных расчетов, так и для цифровой обработки сигналов, необходимо иметь функции  $x_k$ , которые определены на *дискретном* множестве точек вместо непрерывной области, снова периодическом или ограниченном. В этом случае используется дискретное преобразование Фурье (DFT), которое представляет  $x_k$  как сумму синусоид:

$$x_k = \frac{1}{n} \sum_{j=0}^{n-1} f_j e^{2\pi i j k / n} \quad k = 0, \dots, n-1, \quad (3.17)$$

где  $f_j$  — амплитуды Фурье. Хотя непосредственное применение этой формулы требует  $O(n^2)$  операций, этот расчет может быть сделан за  $O(n \log n)$  операций, используя алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ, FFT), что делает преобразование Фурье практически важной операцией на компьютере.

«**O**» **большое** и «**o**» **малое** — математические обозначения для сравнения асимптотического поведения функций. Используются в различных разделах математики, но активнее всего — в математическом анализе, теории чисел и комбинаторике, а также при оценке сложности алгоритмов. В частности, фраза «сложность алгоритма есть  $O(n!)$ » означает, что при больших  $n$  время работы алгоритма (или общее количество операций) не более чем  $C \cdot n!$ , где  $C$  — некая положительная константа (обычно в качестве параметра  $n$  берут объем входной информации алгоритма).

Последовательность  $f_j$  — представляет обычно  $n$  последовательных отсчетов непрерывного сигнала, тогда как последовательность  $x_k$  можно рассматривать как представляющую  $n$  последовательность отсчетов в частотной области. Таким обра-

зом, ДПФ является аппроксимацией непрерывного преобразования Фурье. Важнейшее свойство ДПФ – его обратимость, так  $x_k$  и  $f_j$  взаимно однозначно определяют друг друга.

Дискретное преобразование Фурье имеет следующие свойства:

- 1) линейность;
- 2) симметричность;
- 3) инвариантность относительно сдвига по времени;
- 4) инвариантность относительно сдвига по частоте;

Число операций при вычислении равно  $n^2$ .

Дискретное преобразование Фурье является частным случаем (и иногда применяется для аппроксимации) дискретного во времени преобразования Фурье (DTFT), в котором  $x_k$  определены на дискретных, но бесконечных областях, и таким образом спектр является непрерывным и периодическим. Дискретное во времени преобразование Фурье является по существу обратным для рядов Фурье.

**Быстрое преобразование Фурье (БПФ)** — алгоритм, выполняющий дискретное преобразование Фурье за  $O(N \cdot \log(N))$  действий. Эффективность БПФ – алгоритм обуславливается заменой одного большого ДПФ на несколько малых. Так число операций, требуемое для прямого вычисления  $n$  – точечного ДПФ, пропорционально  $n^2$ , то число операций уменьшается при замене прямого вычисления на серию вычислений  $n$  –точечного ДПФ.

*Основной алгоритм*

Покажем, как выполнить дискретное преобразование Фурье за  $O(N(p_1 + \dots + p_n))$  действий при  $N = p_1 \cdot p_2 \cdot \dots \cdot p_n$ . В частности, при  $N = 2^n$  понадобится  $O(N \cdot \log(N))$  действий. Дискретное преобразование Фурье преобразует набор чисел  $a_0, \dots, a_{n-1}$  в набор чисел  $b_0, \dots, b_{n-1}$ , такой, что

$$b_i = \sum_{j=0}^{n-1} a_j \varepsilon^{ij}, \quad (3.18)$$

где  $\varepsilon^n = 1$  и  $\varepsilon^k \neq 1$  при  $0 < k < n$ . Алгоритм быстрого преобразования Фурье применим к любым коммутативным ассоциативным кольцам с единицей. Чаще всего этот алгоритм применяют к полю комплексных чисел (с  $\varepsilon = e^{2\pi i/n}$ ) и к кольцам вычетов. Основным шагом алгоритма состоит в сведении задачи для  $N$  чисел к задаче для  $q = N/p$  чисел, где  $p$  — делитель  $N$ . Пусть мы уже умеем решать задачу для  $N/p$  чисел. Применим преобразование Фурье к наборам  $a_i, a_{q+i}, \dots, a_{q(p-1)+i}$  для  $i = 0, 1, \dots, q-1$ . Покажем теперь, как за  $O(N \cdot p)$  действий решить исходную задачу. Заметим, что

$$b_i = \sum_{j=0}^{q-1} \varepsilon^{ij} \left( \sum_{k=0}^{p-1} a_{kq+j} \varepsilon^{kiq} \right). \quad (3.19)$$

Таким образом, для вычисления каждого  $b_i$  нужно  $O(q)$  действий, а для вычисления всех  $b_i$  —  $O(N \cdot q)$  действий, что и требовалось получить. В случае произведения  $n_1 \cdot n_2$  число операций в БПФ равно

$$M = n_1 n_2^2 + n_2 n_1^2 + n_1 n_2 = n_1 n_2 (n_1 + n_2 + 1) < n_1^2 n_2^2 \quad (3.20)$$

Алгоритм БПФ можно применять рекурсивно.

### Обратное преобразование Фурье (ОПФ)

Для обратного преобразования Фурье можно применять алгоритм прямого преобразования Фурье — нужно лишь использовать  $\varepsilon^{-1}$  вместо  $\varepsilon$  и окончательный результат поделить на  $N$ . Общий случай может быть сведён к предыдущему. Пусть  $4N > 2^k \geq 2 \cdot N$ .

Заметим, что

$$b_i = \varepsilon^{-\frac{i^2}{2}} \sum \varepsilon^{(i+j)^2/2} \varepsilon^{-j^2/2} a_o. \quad (3.21)$$

Обозначим

$$\bar{a}_i = \varepsilon^{-i^2/2} a_i; \quad \bar{b}_i = \varepsilon^{i^2/2} b_i; \quad c_i = \varepsilon^{(2N-2-i)^2/2}. \quad (3.22)$$

Тогда

$$\bar{b}_i = \sum_{j=0}^{2N-2-i} \bar{a}_j c_{2N-2-i-j}, \quad (3.23)$$

если положить  $\bar{a}_i = 0$  при  $i \geq N$ .

Таким образом, задача сведена к вычислению свёртки, но это можно сделать с помощью трёх преобразований Фурье для  $2^k$  элементов. Выполняем прямое преобразование Фурье для  $\{\bar{a}_i\}_{i=0}^{2^k-1}$  и  $\{c_i\}_{i=0}^{2^k-1}$ , перемножаем поэлементно коэффициенты и выполняем обратное преобразование Фурье.

Вычисления всех  $\bar{a}_i$  и  $c_i$  требуют  $O(N)$  действий, при преобразования Фурье требуют  $O(N \cdot \log(N))$  действий, перемножение результатов преобразований Фурье требует  $O(N)$  действий, вычисление всех  $\bar{b}_i$  зная значения свертки требует  $O(N)$  действий. Итого для дискретного преобразования Фурье требуется  $O(N \cdot \log(N))$  действий для любого  $N$ .

### 3.6 Связь преобразования Радона и преобразования Фурье. Формула обращения

Рассмотрим двумерное преобразование Фурье от функции  $f(x,y)$

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy e^{-i(k_x x + k_y y)} f(x,y). \quad (3.24)$$

Можно заметить, что показатель экспоненты в этом интеграле не изменяется, если мы двигаемся вдоль прямой перпендикулярной вектору  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ , и изменяется наиболее быстро, если мы движемся вдоль этого вектора. Поэтому удобно перейти к новым переменным. Обозначим

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y) = \omega(\cos \alpha, \sin \alpha), \quad (3.25)$$

мы выберем новые переменные



$$s = x \cos \alpha + y \sin \alpha, \quad z = -x \sin \alpha + y \cos \alpha. \quad (3.26)$$

тогда

$$x = s \cos \alpha - z \sin \alpha, \quad y = s \sin \alpha + z \cos \alpha \quad (3.27)$$

Сделав замену переменных в интеграле, получаем

$$F(\omega \cos \alpha, \omega \sin \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} ds e^{-i\omega s} \int dz f(s \cos \alpha - z \sin \alpha, s \sin \alpha + z \cos \alpha) \quad (3.28)$$

т.е.

$$F(\omega \cos \alpha, \omega \sin \alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} ds e^{-i\omega s} R(s, \alpha) \quad (3.29)$$

Таким образом, **одномерное преобразование Фурье по переменной  $s$  от преобразования Радона функции  $f$  даёт нам двумерное преобразование Фурье от функции  $f$** . Поскольку двумерное преобразование Фурье достаточно хорошей функции обратимо, то обратимо и преобразование Радона.

Формула обращения для двумерного преобразования Фурье, как известно, выглядит следующим образом

$$f(x, y) = \int \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} e^{ikx} F(k_x, k_y). \quad (3.30)$$

Для наших целей удобно переписать эту формулу в полярных координатах

$$f(x, y) = \int_0^{\infty} \frac{\omega d\omega}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\alpha e^{i\omega(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} F(\omega \cos \alpha, \omega \sin \alpha), \quad (3.31)$$

что немедленно даёт **формулу обращения преобразования Радона**

$$f(x, y) = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\infty} \frac{\omega d\omega}{(2\pi)^2} e^{i\omega(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \tilde{R}(\omega, \alpha), \quad (3.32)$$

где

$$\tilde{R}(\omega, \alpha) = \int ds e^{-i\omega s} R(s, \alpha) \quad . \quad (3.33)$$

### 3.7 Обращение многомерного преобразования Радона

В многомерном случае преобразование Радона достаточно хорошей функции тоже обратимо. Покажем это.

Введем следующие обозначения для  $n$ -мерного преобразования Фурье функции  $f(\mathbf{x}) = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ :

Рассмотрим преобразование Фурье от  $R(s, \mathbf{n})$  по переменной  $s$ ,

$$F(\omega) = F_n^{+1} |f(\mathbf{x})| = \int f(\mathbf{x}) e^{-i2\pi(\omega, \mathbf{x})} d\mathbf{x} = \int R(s, \mathbf{n}) e^{-is\omega} ds. \quad (3.34)$$

где  $\omega = (\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n)$  - координаты в частотной плоскости;

$F_n^{+1} |f(\mathbf{x})|$  - оператор  $n$ -мерного преобразования Фурье.

Обратное преобразование Фурье представим в виде

$$f(\mathbf{x}) = F_n^{-1} |F| = \int F(\omega) e^{i2\pi(\omega, \mathbf{x})} d\omega, \quad (3.35)$$

Для выявления связи между преобразованиями Радона и Фурье запишем (3.34) в виде:

$$F(\omega) = F_n^{+1} |f(\mathbf{x})| = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int d\mathbf{x} \cdot f(\mathbf{x}) e^{-i2\pi t} \delta(t - (\omega, \mathbf{x})), \quad (3.36)$$

где  $t$  - действительная переменная. Тогда, вводя обозначение

$\omega = \alpha \xi$  ( $\xi$  - единичный вектор) и  $t = \alpha p$ , получим

$$F(\alpha \xi) = |\alpha| \int_{-\infty}^{\infty} dp \int d\mathbf{x} f(\mathbf{x}) e^{-i2\pi \alpha \cdot p} \delta(\alpha p - (\alpha \xi, \mathbf{x})) = \int dp e^{-i2\pi \alpha p} \int f(\mathbf{x}) \delta(p - (\xi, \mathbf{x})) d\mathbf{x}$$

или с учетом (3.9)

$$F(\alpha \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(p, \xi) e^{-i2\pi \alpha p} dp. \quad (3.37)$$

Для осуществления  $n$ -мерного преобразования Фурье исходной функции, необходимо сначала выполнить её преобразование Радона, а затем осуществить одномерное преобразование Фурье проекции по её радиальной переменной.

Используя линейность Фурье преобразования можно записать это в виде

$$R|f| = F_1^1 F_n^{+1} |f| ,$$

т.е. для того чтобы вычислить преобразование Радона функции можно определить её  $n$ - мерный Фурье-образ и взять обратное преобразование Фурье по одной координате. Существуют многочисленные таблицы преобразований Фурье для различных функций и их можно использовать для анализа двумерных функций.

### 3.8 Применение преобразования Радона

В компьютерной томографии линейка детекторов измеряет поглощение исследуемым объектом параллельного пучка излучения (например, рентгеновских лучей в медицинской томографии, сейсмических волн в геофизической томографии).

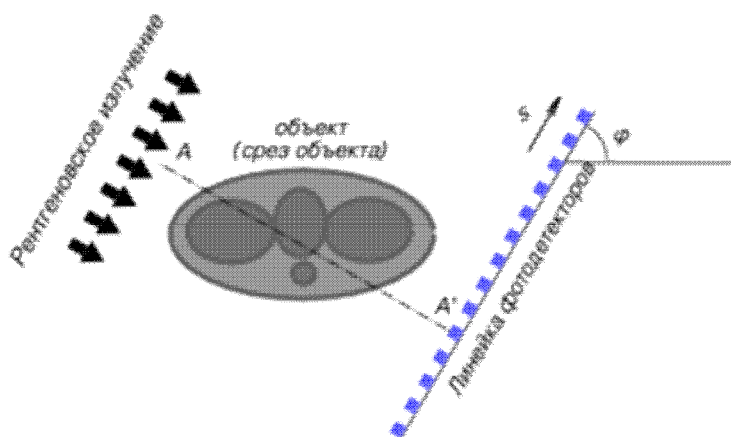


Рисунок 23 – Схема получения рентгеновской томограммы

В соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера интенсивность излучения, измеряемая детектором в точке  $s$  линейки пропорциональна

$$I = I_0 \exp \left\{ - \int_{AA'} dz \rho(x, y) \right\}, \quad (3.38)$$

где  $\rho(x, y)$  – оптическая плотность объекта для данного типа излучения, а интеграл берётся вдоль прямой  $AA'$  проходящей через данный детектор и перпендикулярной линейке детекторов ( $z$  — координата на этой прямой). Соответственно, логарифм от интенсивности, взятый с обратным знаком, даёт преобразование Радона от оптической плотности. Вращая всю систему из источника излучения и детекторов вокруг объекта (при этом, оставаясь в одной плоскости), или вращая сам объект вокруг оси, перпендикулярной плоскости, показанной на рисунке, получают достаточно полную информацию о преобразовании Радона оптической плотности в данном срезе объекта. Используя обратное преобразование Радона можно восстановить поглощение излучения в любой точке данной плоскости объекта.

## 4 Интроскопия с использованием электромагнитных волн

### 4.1 Рентгеновская интроскопия

Рентгенологическая визуализация внутренних органов человека наиболее известный метод диагностики. Он основан на качественном и/или количественном анализе пучка рентгеновского излучения, прошедшего через тело человека. Его физической основой является экспоненциальный закон ослабления излучения, который справедлив для чисто поглощающих сред. В рентгеновском диапазоне излучения экспоненциальный закон выполняется с высокой степенью точности, что позволяет использовать разработанные математические алгоритмы для компьютерной томографии в 1917 году австрийским математиком И. Радонам. К медицинским методам диагностики с помощью рентгеновского излучения относятся:

- *рентгенография* — способ рентгенологического исследования, при котором изображение объекта получают на рентгеновской пленке путем ее прямого экспонирования пучком излучения.

- *рентготелевизионное просвечивание* — современный вид рентгеноскопии. Оно выполняется с помощью усилителя рентгеновского изображения (УРИ), в состав которого входят рентгеновский электронно-оптический преобразователь (РЭОП) и замкнутая телевизионная система.
- *флюорография* — метод рентгенологического исследования, заключающийся в фотографировании изображения с рентгеновского флуоресцентного экрана или экрана электронно-оптического преобразователя на фотопленку небольшого формата.
- *ангиография* — метод контрастного рентгенологического исследования кровеносных сосудов. Применяется как в рентгенографии и рентгеноскопии, так и в компьютерной томографии. Ангиография широко применяется для диагностики заболеваний сосудов головного мозга. Ангиограмма сосудов головного мозга со специфической картиной помогает диагностировать болезнь Мойамойа.
- *Рентгеновская компьютерная томография* — томографический метод исследования внутренних органов человека с использованием электромагнитного излучения в диапазоне длин волн от  $10^{-14}$  до  $10^{-8}$  м ( $10^{-4}$  до  $10^2$  Å) с соответствующими частотами от  $3 \cdot 10^{16}$  Гц до  $6 \cdot 10^{19}$  Гц и энергией от 100 эВ до 250 кэВ.

#### 4.1.1 Компьютерная томография (КТ)

**Компьютерная томография** – специальный метод лучевой диагностики послойного получения рентгеновских изображений интересующей области исследования, позволяющий выявить отклонения от нормы с разрешающей способностью до 1 мм.

Диагностика с помощью компьютерной томографии основана на прямых рентгенологических симптомах, т.е. определении точной локализации, формы, размеров отдельных органов и патологического очага, и, что особенно существенно, на показателях плотности или абсорбции. Показатель абсорбции основан на степени поглощения или ослабления пучка рентгеновского излучения при прохождении через тело человека. Каждая ткань в зависимости от плотности, атомной массы по-разному поглощает излучение, поэтому в настоящее время для каждой ткани и ор-

гана в норме разработан коэффициент абсорбции (КА) по шкале Хаунсфильда. Согласно этой шкале, коэффициент абсорбции воды принят за нуль, кости, обладающие наибольшей плотностью, - за +1000, воздух, имеющий наименьшую плотность, - за -1000. Исходя из этого, для каждого органа выбран средний показатель КА. Весь диапазон шкалы, в котором представлено изображение томограмм на экране монитора составляет от -1024 до +1024, но может варьироваться при помощи, так называемой регулировки «окна» вплоть до нуля. Легкое от -1000 до -100; жир от -100 до -50; печень от 40 до 75; почки и кровь от 25 до 50; селезенка от 40 до 65 и т.д.

Ранее под **томографией** понимался метод рентгенологического исследования, с помощью которого можно производить снимок слоя, лежащего на определённой глубине исследуемого объекта. Он был предложен через несколько лет после открытия рентгеновских лучей и был основан на перемещении двух из трёх компонентов (рентгеновская трубка, рентгеновская плёнка, объект исследования). Наибольшее распространение получил метод, при котором исследуемый объект оставался неподвижным, а рентгеновская трубка и кассета с плёнкой согласованно перемещались в противоположных направлениях (смотри рисунок 24). При синхронном движении трубки и кассеты только необходимый слой получается четким на пленке, потому что только его вклад в общую тень остаётся неподвижным относительно плёнки, всё остальное — смазывается, почти не мешая проводить анализ полученного изображения. В настоящее время доля последнего метода в исследованиях стремительно уменьшается, в связи со своей относительно малой информативностью и высокой дозовой нагрузкой, вследствие чего такое определение морально устарело, и данный метод получил название **классическая томография** или **линейная томография**. *Компьютерная рентгеновская томография* — метод послойного рентгенологического исследования органов и тканей. Она основана на компьютерной обработке множественных рентгеновских изображений поперечного слоя, выполненных под разными углами.

В 1969 году английский инженер-физик Г. Хаунсфилдом из фирмы EMI Ltd. сконструировал «ЭМИ-сканер» (EMI-scanner) — первый компьютерный рентгеновский томограф, чьи клинические испытания прошли в 1972 году. В 1979 году Кор-

мак и Хаунсфилд «за разработку компьютерной томографии» были удостоены Нобелевской премии по физиологии и медицине.

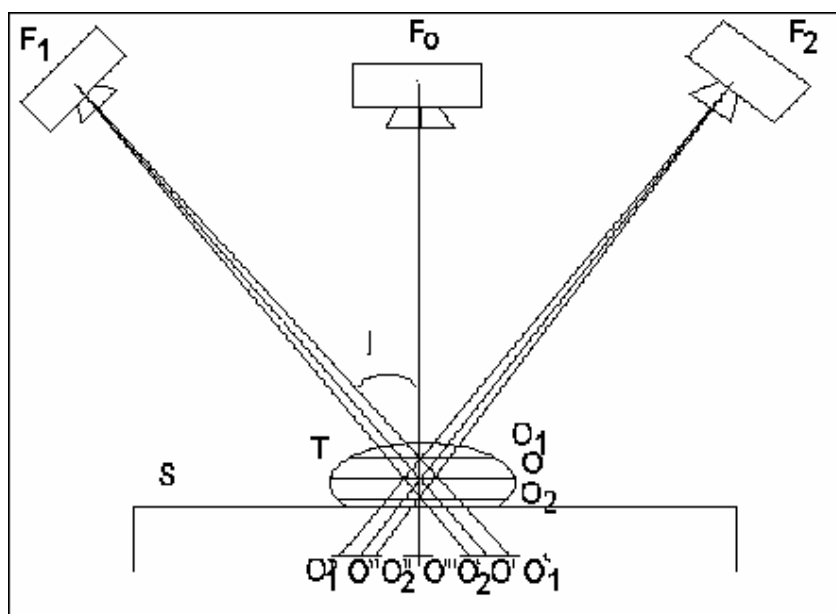


Рисунок 24 – Принцип образования послойного изображения.  $F_0, F_1, F_2$ -нулевое, исходное и конечное положение фокуса рентгеновской трубки;  $j-1/2$  угла поворота трубки;  $S$ -поверхность стола;  $T$ -объект исследования;  $O$ -точка выделяемого слоя;  $O_1, O_2$ -точки, находящиеся выше и ниже выделяемого слоя;  $O', O''$ -проекции точки  $O$  на пленке при исходном и конечном положениях фокуса рентгеновской трубки;  $O'_1, O''_1$ -проекции точки  $O_1$  на пленке при тех же положениях фокуса трубки;  $O'_2, O''_2$ -проекции точки  $O_2$  при тех же положениях фокуса трубки;  $O'''$ -проекции всех точек на пленке при нулевом положении рентгеновской трубки.

#### 4.1.2 Схемы получения компьютерных томограмм

Узко коллимированный (ограниченный) рентгеновский пучок сканирует (просматривает) человеческое тело, двигаясь по окружности. Проходя через ткани, излучение ослабляется соответственно плотности и атомному составу этих тканей. По другую сторону от пациента и трубки установлена круговая система датчиков рентгеновского излучения, каждый из которых (а их количество может достигать 1000 и более) преобразует энергию излучения в электрические сигналы. После усиления эти сигналы трансформируются в цифровой код, который хранится в памяти компьютера. Зафиксированный сигнал отражает степень ослабления пучка (и, следовательно, степень поглощения излучения) в каком-либо одном направлении.

Вращаясь вокруг пациента, рентгеновский излучатель «просматривает» его тело под различными ракурсами, в общей сложности под углом в 360°. К концу вращения излучателя в памяти компьютера оказываются зафиксированными все сигналы от всех датчиков.

По стандартным программам компьютер перерабатывает полученную информацию и рассчитывает внутреннюю структуру объекта. Данные расчета, свидетельствующие о поглощении излучения в тонком слое органа, выводятся на дисплей. Процессор компьютера обрабатывает цифровую информацию, создаёт на экране дисплея реконструированное изображение. Оно состоит из нескольких десятков тысяч светящихся точек, яркость которых пропорциональна плотности тканей, через которые проходил пучок излучения. Большим значениям плотности соответствует более светлое изображение. Ввиду большого числа точек врач воспринимает изображение как единое целое. Пользуясь клавиатурой дисплея, врач может увеличивать это изображение, выделять и увеличивать отдельные его части, измерять размеры органа, определять плотность каждого участка ткани в условных единицах.

Расположение прямых сканирования определяется конструкцией сканера, схемой сканирования: **параллельная** схема представляет собой систему равноудаленных друг от друга параллельных прямых, заданных для нескольких направлений, разделенных равными угловыми интервалами. В этом случае требуется один источник и один детектор, которые движутся параллельно друг другу и поворачиваются в процессе сканирования; **веерная** схема – источник сканирования описывает окружность вокруг тела, испуская целый веер рентгеновских лучей, которые регистрируются цепочкой детекторов (это дает более высокую скорость сканирования).

Процедура восстановления должна соответствовать схеме сканирования. Если необходимо исследовать, лишь небольшой участок тела (исследуемая область), не стоит подвергать воздействию излучения остальную часть тела. Нужно проводить измерения только вдоль прямых линий, которые пересекают исследуемую область или проходят вблизи нее. Если в исследуемой области находится непрозрачное включение и нужно восстановить значение коэффициента поглощения вне этого включения в отсутствие интегралов по пересекающим его прямым линиям, а также



при условии, что сканирование доступно лишь в определенном направлении, ограниченным в угловом диапазоне  $180^0$ , в этом случае говорят о задаче с неполными данными.

С начала создания первого устройства появилось уже несколько поколений томографов. Основные параметры этих устройств:

I поколение – один детектор, время сканирование одного среза толщиной 20-30 мм составляло 5-6 минут;

II поколение – 16-60 детекторов, время сканирования 2-3 минуты;

III и IV поколение - 512-1400 детекторов, ЭВМ большой мощности, толщина среза (2-8 мм), время сканирования 2-5 секунд;

V поколение – так называемые «спиральные» компьютерные томографы, созданные с использованием непрерывной ротации рентгеновской трубки и движения стола, что увеличило скорость сканирования, повысило разрешающую способность и улучшило качество изображения. Объем сканирования  $30-40 \text{ см}^3$  анатомического пространства при задержке дыхания, что обеспечивает четкое дифференцирование опухолей, метастазы и др., определение состояния печеночных протоков с оптимальным использованием контрастно вещества.

### **4.1.3 Спиральная компьютерная томография**

Спиральная КТ используется в клинической практике с 1988 года, когда компания Siemens Medical Systems представила первый спиральный компьютерный томограф. Спиральное сканирование заключается в одновременном выполнении двух действий: непрерывного вращения источника — рентгеновской трубки, генерирующей излучение, вокруг тела пациента, и непрерывного поступательного движения стола с пациентом вдоль продольной оси сканирования z, через апертуру гентри. (Гентри – устройство томографа, внутри которого расположены блоки, обеспечивающие сбор данных: рентгеновская трубка и коллиматоры, детекторы и система сбора данных, контроллер трубки (контроллер движения ротора), генератор высоких частот, встроенный микрокомпьютер (регулирующий напряжение и ток на

трубке), компьютер, обеспечивающий обмен данными с консолью). В этом случае траектория движения рентгеновской трубки, относительно оси z — направления движения стола с телом пациента, примет форму спирали. В отличие от последовательной КТ скорость движения стола с телом пациента может принимать произвольные значения, определяемые целями исследования. Чем выше скорость движения стола, тем больше протяженность области сканирования. Важно то, что скорость движения стола может быть в 1,5-2 раза больше толщины томографического слоя без ухудшения пространственного разрешения изображения. Технология спирального сканирования позволила значительно сократить время, затрачиваемое на КТ – исследование и существенно уменьшить лучевую нагрузку на пациента.

Мультиспиральная (мультисрезовая) (МСКТ) была впервые представлена компанией Elscint Co в 1992 году. Принципиальное отличие МСКТ томографов от спиральных томографов предыдущих поколений в том, что по окружности гентри расположены не один, а два и более ряда детекторов. Для того, чтобы рентгеновское излучение могло одновременно приниматься детекторами, расположенными на разных рядах, была разработана новая — объёмная геометрическая форма пучка. В 1992 году появились первые двухсрезовые (двухспиральные) МСКТ томографы с двумя рядами детекторов, а в 1998 году — четырёхсрезовые (четырёхспиральные), с четырьмя рядами детекторов соответственно. Кроме вышеотмеченных особенностей, было увеличено количество оборотов рентгеновской трубки с одного до двух в секунду. Таким образом, четырёхспиральные МСКТ томографы пятого поколения на сегодняшний день в восемь раз быстрее, чем обычные спиральные КТ томографы четвертого поколения. В 2004—2005 годах были представлены 32- и 64-срезовые МСКТ томографы.

Преимущества МСКТ перед обычной спиральной КТ: улучшение временного разрешения; улучшение пространственного разрешения вдоль продольной оси z; увеличение скорости сканирования; улучшение контрастного разрешения; увеличение отношения сигнал/шум; эффективное использование рентгеновской трубки; большая зона анатомического покрытия; уменьшение лучевой нагрузки на пациента.

#### 4.1.4 Компьютерная томография с двумя источниками

DSCT — Dual Source Computed Tomography. Русскоязычной аббревиатуры в настоящее время нет. В 2005 году компанией Siemens Medical Solutions представлен первый аппарат с двумя источниками рентгеновского излучения (см. рисунок 25). Теоретические предпосылки к его созданию были еще в 1979 году, но технически его реализация в тот момент была невозможна.



Рисунок 25 – Схема работы КТ с двумя источниками

По сути, он является одним из логических продолжений технологии МСКТ. Дело в том, что при исследовании сердца (КТ-коронарография), необходимо получение изображений объектов находящихся в постоянном и быстром движении, что требует очень короткого периода сканирования. В МСКТ это достигалось синхронизацией ЭКГ и обычного исследования при быстром вращении трубки. Но минимальный промежуток времени, требуемый для регистрации относительно неподвижного среза для МСКТ при времени обращения трубки равной  $0,33\text{ с}$  ( $\approx 3$  оборота в секунду) равен  $173\text{ мс}$ , то есть полпериода обращения трубки. Такое временное разрешение вполне достаточно для нормальной частоты сердечных сокращений (в исследованиях показана эффективность при частотах — менее 65 ударов в минуту и около 80, с промежутком малой эффективности между этими показателями и при

больших значениях). С начало пытались увеличить скорость вращения трубки в ген-три томографа. Но быстро был достигнут предел технических возможностей для ее увеличения, так как при обороте трубки в 0,33 с, ее вес возрастает в 28 раз (перегрузки 28 g). Чтобы получить временное разрешение менее 100 мс требуется преодоление перегрузок более чем 75 g. Использование же двух рентгеновских трубок, расположенных под углом 90°, дает временное разрешение равное четверти периода обращения трубки (83 мс при обороте за 0,33 с). Это позволило получать изображения сердца независимо от частоты сокращений. Так же такой аппарат имеет еще одно значительное преимущество: каждая трубка может работать в своем режиме (при различных значениях напряжения (кВ) и тока (мА) соответственно). Это позволяет лучше дифференцировать на изображении близкорасположенные объекты различных плотностей. Особенно это важно при контрастировании сосудов и образований, находящихся близко от костей или металлоконструкций. Данный эффект основан на различном поглощении излучения при изменении его параметров у смеси кровь + йодсодержащее контрастное вещество, при неизменности этого параметра у гидроксиапатита (основа кости) или металлов.

#### **4.1.5 Направления развития современного компьютерного томографа**

Современный компьютерный томограф представляет собой сложный программно-технический комплекс. Механические узлы и детали выполнены с высочайшей точностью. Для регистрации прошедшего через среду рентгеновского излучения используются сверхчувствительные детекторы, конструкция и материалы, применяемые при изготовлении которых постоянно совершенствуются. При изготовлении КТ томографов предъявляются самые жесткие требования к рентгеновским излучателям. Неотъемлемой частью аппарата является обширный пакет программного обеспечения, позволяющий проводить весь спектр компьютерно-томографических исследований (КТ-исследований) с оптимальными параметрами, проводить последующую обработку и анализ КТ-изображений. Как правило, стандартный пакет программного обеспечения может быть значительно расширен с

помощью узкоспециализированных программ, учитывающих особенности сферы применения каждого конкретного аппарата.

Основные направления модернизации томографов:

- Улучшение временного разрешения, которое достигается за счёт уменьшения времени исследования и количества артефактов из-за произвольного движения внутренних органов и пульсации крупных сосудов.
- Улучшение пространственного разрешения вдоль продольной оси.
- Улучшение контрастного разрешения вследствие увеличения дозы и скорости введения контрастных веществ при проведении ангиографии или стандартных КТ-исследований, требующих контрастного усиления.
- Увеличение отношения сигнал/шум благодаря конструктивным особенностям исполнения новых детекторов и использование при этом современных материалов; улучшение качества исполнения электронных компонентов и плат; увеличения тока накала рентгеновской трубки при стандартных исследованиях или исследованиях тучных пациентов.
- Эффективное использование рентгеновской трубки за счет меньшего времени работы трубки при стандартном исследовании.
- Увеличение зоны анатомического покрытия за счет одновременной реконструкции нескольких срезов полученных за время одного оборота рентгеновской трубки.
- Уменьшение лучевой нагрузки при КТ-исследовании при сопоставимых объёмах диагностической информации. Для этого необходимо улучшить фильтрацию спектра рентгеновского излучения и производить оптимизацию массива детекторов.
- Разработка новых алгоритмов, позволяющих в реальном масштабе времени автоматически уменьшать ток и напряжение на рентгеновской трубке в зависимости от исследуемого органа, размеров и возраста каждого пациента.

## 4. 2 Оптическая томография

**Оптическая томография (ОТ)** — вид томографии, использующий различные оптические методы для визуализации структуры биотканей. К ним относятся:

- 1) оптическая когерентная томография (ОКТ);
- 2) модуляционная томография;
- 3) ОТ нестационарных сред на основе спекл - корреляционных методов;
- 4) методы, основанные на преобразовании светового излучения в поля другой природы (оптоакустическая томография).

Основная проблема ОТ связана с особенностями распространения света в биотканях, как неоднородных средах с масштабами неоднородностей порядка длины волны. Это приводит к тому, что взаимодействие оптического излучения со средой носит сложный характер: кроме процесса поглощения присутствуют процессы рассеяния, преломления и отражения и другие. Это, с одной стороны сильно усложняет задачу визуализации, а с другой стороны, потенциально позволяет получать больше информации. В силу сильного ослабления оптического излучения в биологических тканях, наиболее перспективными объектами для диагностики считаются: женская молочная железа, головной мозг новорождённого, конечности (пальцы и предплечье), отдельные клетки.

Преимуществом ОТ является:

- возможность создания биологически безопасных средств диагностики биотканей
- потенциальной возможностью получения изображения исследуемых структур с пространственным разрешением, сравнимым с длиной волны зондирующего излучения;
- возможностью многофункциональной диагностики исследуемых объектов;
- существование так называемого окна прозрачности для биологических тканей в диапазоне длин волн 650-1200 нм.

## 4.2.1 Физические основы оптической томографии

Для описания распространения оптического излучения в подобных средах используются два подхода :

- 1) теория переноса излучения, рассматривающая эволюцию потока энергии излучения;
- 2) теория многократного рассеяния, описывающая волновые свойства рассеянных световых полей в случайных средах.

Наиболее строгий подход заключается в решении уравнения переноса излучения, скалярная форма которого для монохроматического света имеет вид

$$\frac{s\nabla I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)}{\mu_t} + t_f \frac{\partial I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)}{\partial t} = \frac{\mu_s}{4\pi\mu_t} \int_{4\pi} \left[ \int_0^t I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t') p(\mathbf{s}', t', \mathbf{s}, t) dt' \right] d\Omega + I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) + \frac{S(\mathbf{r}, t)}{\mu_t}, \quad (4.1)$$

где  $I(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$  - лучевая интенсивность света, рассеянного в момент времени  $t$  в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\mathbf{s}$ ;

$p(\mathbf{s}', t', \mathbf{s}, t)$  - зависящая от времени фазовая функция рассеяния, которая характеризует угловое распределение потока излучения, рассеянного элементарным объемом;

$\Omega$  – телесный угол;

$\mu_t = \mu_a + \mu_s$  - коэффициент экстинкции;

$S(\mathbf{r}, t)$  – функция источника;

$t_f = l/\mu_t c$  – характерное время распространения излучения в среде между последовательными актами взаимодействия с локальными неоднородностями;

$c$  – скорость света в среде,

$\mu_s$  - коэффициент рассеяния биотканей;

$\mu_a$  - коэффициент поглощения биотканей.

Решение данного уравнения возможно только численными методами.

#### 4.2.2 Оптическая когерентная томография (ОКТ)

Основным оптическим устройством в приборах ОКТ является хорошо известный и высоко чувствительный к параметрам зондирующего излучения интерферометр Майкельсона с источником малой длины когерентности. Интерферометры малой когерентности длительное время использовались в физических исследованиях и метрологии. Характерными примерами являются интерферометры для астрофизических исследований и интерферометры белого света для эталонов единицы длины.

При освещении объекта оптическое излучение проникает в среду на глубину до нескольких миллиметров, и для получения информации о внутренней микроструктуре среды необходимо определить степень отражения электромагнитной волны от каждого отдельного слоя. При этом изучаются объекты, состоящие из слоистых структур, что хорошо подходит для биологических структур, в частности к тканям организма. Основным элементом систем ОКТ является двулучевой интерферометр, освещаемый источником излучения с широким спектром. В интерферометре (рисунок 26) излучение разделяется на измерительную волну, освещающую объект, и опорную волну, оптическая длина пути которой может изменяться при управляемом перемещении опорного отражателя. Интерференционные полосы малой когерентности наблюдаются при равенстве оптических длин пути измерительной и опорной волн в пределах длины когерентности излучения. Положение опорного отражателя, при котором достигается максимум видности интерференционных полос, характеризует расстояние до отражающей поверхности или границы внутреннего отражающего слоя среды. Малая длина когерентности сканирующего излучения необходима для того, чтобы можно было выделить отражающие слои необходимой (несколько микрометров) толщины. При этом оказывается возможным одно-ракурсное зондирование объекта по глубине с определением расстояния до отражающего слоя подобно тому, как это осуществляется в технике радаров. При сканировании в боковом направлении по второй координате можно восстанавливать трехмерные изображения структуры объектов.



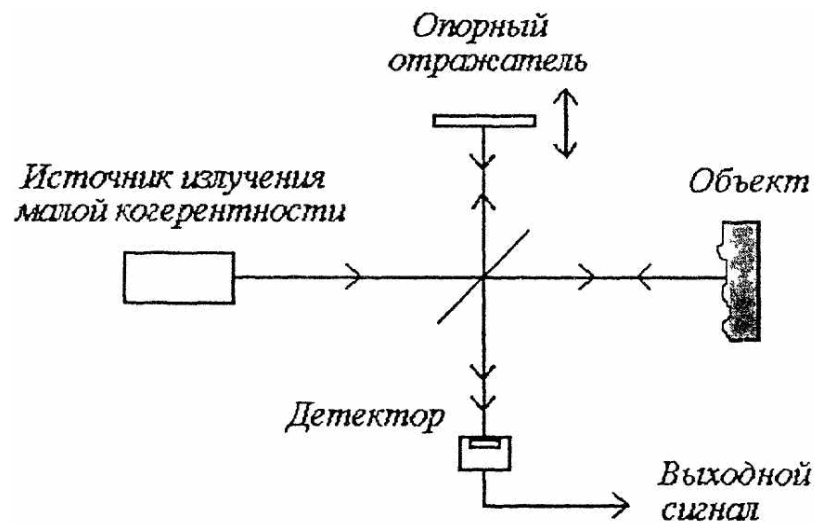


Рисунок 26 - Схема интерферометра малой когерентности

Другой подход к одноракурсному послойному зондированию основывается на использовании методов спектральной интерферометрии. При отличной от нуля фиксированной оптической разности хода измерительной и опорной волн интенсивность света на выходе интерферометра зависит от значения длины волны излучения, т.е. от числа длин волн, укладывающихся в этой разности. При изменении длины волны в пределах спектрального диапазона излучения наблюдаются полосы равного хроматического порядка (так называемый канавчатый спектр), частота которых пропорциональна оптической разности хода. В случае объемного отражения от неоднородной среды канавчатые спектры для слоев среды суммируются, и результирующий спектр содержит информацию о неоднородности среды, т.е. распределении степени отражения излучения по глубине среды. На выходе несбалансированного интерферометра малой когерентности помещают спектральный прибор (смотри рисунок 27), который для каждого значения длины волны выделяет узкий спектральный интервал, определяемый разрешающей способностью спектрометра и регистрирующей системы. При этом селекция отражающих слоев по глубине сводится к частотной селекции периодических составляющих в спектре. Преимуществом техники спектральной интерферометрии является отсутствие необходимости в перемещении опорного отражателя интерферометра.

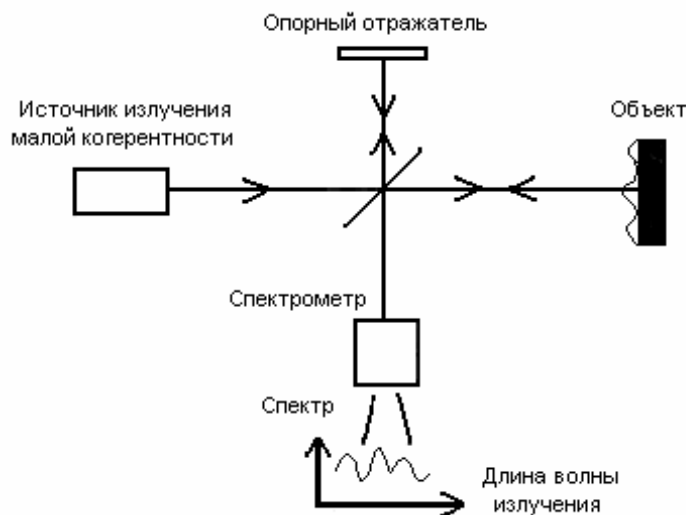


Рисунок 27 - Принцип спектральной интерферометрии

Для формирования и обработки интерферометрических сигналов малой когерентности используются различные методы, прежде всего методы интерференционной модуляции, фазового сдвига и оптического гетеродинирования.

Основной особенностью ОКТ является возможность исследования объектов и сред при глубине распространения оптического излучения до нескольких миллиметров в условиях значительного диффузного рассеяния и поглощения зондирующего пучка.

Развитие систем ОКТ ведется в нескольких направлениях:

1) при использовании теории рассеяния света в случайно неоднородных средах исследуются процессы однократного и многократного рассеяния, что позволяет корректно интерпретировать регистрируемые значения интенсивности излучения для получения информации о характеристиках среды. При этом в моделях принимают ряд упрощающих допущений:

- процесс рассеяния излучения в среде, при которой справедлива модель однократного рассеяния;

- 1) бездисперсионная поляризационно–изотропная среда с известным постоянным показателем преломления;

- функция отражения по глубине  $r(z)$ , которая принята неизменной в течение интервала измерений и др.

В действительности для многих объектов указанные допущения не вполне адекватны или выполняются лишь частично, поэтому необходимы модели, не имеющие этих недостатков.

2) увеличивается быстродействие систем ОКТ, которое определяется несколькими факторами: энергетическими характеристиками источника излучения и степенью рассеяния среды, эффективностью извлечения информации по всей глубине исследуемого объекта, средствами регистрации, преобразования и обработки информации.

С точки зрения повышения быстродействия, основной характеристикой источника излучения является его мощность. При высокой мощности требуемое отношение сигнала к шуму достигается в течение малого интервала времени. Однако в ряде случаев, в частности, в офтальмологии, допустимая мощность излучения ограничена уровнем, безопасным для органов зрения человека, поэтому становится особенно важной эффективность извлечения полезной информации за минимальное время.

В рассматриваемом случае определенные преимущества в быстродействии могут быть обеспечены при использовании методов спектральной интерферометрии. Особенность метода спектральной интерферометрии состоит в том, что информация о степени отражения излучения по всей глубине среды содержится в результирующем спектре в виде периодических составляющих, частота каждой из которых соответствует глубине расположения слоя в среде. При этом информация о всём объекте регистрируется одновременно, поскольку не требуется операция селекции слоев по глубине за счет перемещения опорного отражателя интерферометра.

Следует заметить, что разрешающая способность метода спектральной интерферометрии ограничена, с одной стороны, разрешающей способностью спектрального прибора и, с другой стороны, конечной шириной спектра источника излучения, т.е. длиной реализации сигнала, подвергаемого преобразованию Фурье для извлечения полезной информации об исследуемой среде. В результате разрешение оказывается примерно на порядок ниже, чем в корреляционных интерферометрах с изменением оптической разности хода и составляет около 20 *мкм*. Кроме этого, необходи-

мость вычисления преобразования Фурье обуславливает повышенные требования к быстродействию вычислительной системы.

Повышение быстродействия систем ОКТ с изменяемой оптической разностью хода достигается как за счет использования высокоскоростных механических узлов сканирования, так и иными средствами, например, специальными линиями задержки в опорном плече интерферометра. В качестве линии задержки используется оптическое волокно с периодически изменяемым показателем преломления вдоль волокна. При условии равенства этого периода половине длины волны, происходит резонансное отражение излучения. Для обеспечения возможности работы в широком спектральном диапазоне изготавливают волокно с линейно изменяющимся периодом вариации показателя преломления. Управление линией задержки осуществляется при помощи пьезокерамического модулятора.

Быстродействующие устройства сканирования оптической разности хода необходимы для одноканальных систем ОКТ, построенных на основе волоконно-оптических интерферометров. Во многих случаях допустимо использовать оптические системы на основе традиционных оптических элементов и быстродействующих ПЗС - камер для многоканальной регистрации сигналов.

Современные цифровые приборы с зарядовой связью (ПЗС – камеры) обеспечивают скорость считывания до 100 МГц и более при высокой чувствительности и малых шумах. При этом механическое сканирование заменяется электронным, и основные требования предъявляются к быстродействию ввода данных и их обработке в вычислительной системе.

3) большое значение имеют разработки и исследование новых видов источников излучения, особенно источников излучения с широким спектром до сотен нанометров и длиной когерентности в диапазоне единиц микрометров.

Оптическое излучение с широким спектром формируется с использованием волоконно-оптических фотонных кристаллов, возбуждаемых фемтосекундными импульсами. При этом ширина спектра излучения значительно превышает ширину спектра усиления всех известных в настоящее время кристаллов.

Излучение титан - сапфирового лазера в диапазоне 500- 950 *нм* с центральной длиной волны 780 *нм* в форме импульсов длительностью 20 *фс* с частотой повторения 100 *МГц* после коррекции искажений, вносимых влиянием дисперсии, фокусировалось на волоконно-оптический фотонный кристалл длиной 40 *мм* и диаметром 2,3 *мкм*, что позволило сформировать излучение с непрерывным спектром шириной 325 *нм* при центральной длине волны 725 *нм* и мощности 28 *мВт*. Малая длина когерентности излучения (около 0,75 *мкм*) позволила обеспечить разрешающую способность системы ОКТ примерно 1,5 *мкм*. Для получения излучения малой когерентности с широким спектром в ближнем ИК- диапазоне использовался источник в виде эрбиевого оптического волокна, излучение которого усиливалось двухкаскадным эрбиевым усилителем и вводилось в нелинейный волоконно-оптический преобразователь, что позволило получить излучение в диапазоне 1100-1500 *нм* при мощности 45 *мВт*.

Приведенные примеры показывают, что техника формирования излучения малой когерентности с широким спектром, повышенной мощностью и пространственной когерентностью является достаточно сложной и дорогостоящей. Поэтому проводятся исследования возможностей создания более доступных источников излучения с требуемыми характеристиками при приемлемой стоимости.

4) одна из проблем быстродействия обусловлена тем, что ввиду высокой разрешающей способности ОКТ необходимо обрабатывать большие объемы информации. В последние годы ведутся разработки систем ОКТ, обеспечивающих наблюдение и анализ в реальном времени трехмерных объектов и неоднородных сред, изменяющих свое состояние, что особенно характерно для области биомедицины.

Сложность решения этой задачи можно проиллюстрировать следующими оценками. Предположим, что оптическое излучение проникает в исследуемую среду на глубину 1 *мм*, и требуется обеспечить боковое разрешение в 500·500 элементов, что близко к качеству представления изображений в телевизионном стандарте. При использовании оптической схемы со сканированием образца, необходимо обеспечить  $2,5 \cdot 10^5$  циклов сканирования по глубине образца в различных точках. Сканирование обычно осуществляется при помощи механической системы перемещения

опорного отражателя, которая должна обеспечить суммарное значение перемещения 250 м в течение допустимого временного интервала отображения трехмерной структуры объекта. Если этот интервал составляет, например, 1 с, то скорость перемещения должна быть не менее 250 м/с, что является сложной технологической проблемой. В настоящее время достигнуты скорости, меньшие на порядок. Это означает, что в течение 1 с возможно получить изображения с разрешением примерно 150·150 элементов, т.е. на порядок хуже телевизионного стандарта. Заметим, что динамика многих биологических объектов обуславливает требование к быстродействию в несколько раз более жесткое, чем временной интервал в 1 с.

Повышенные требования к быстродействию регистрирующей и вычислительной систем определяются тем, что при сканировании по глубине среды необходимо обеспечить интервал дискретизации интерферометрических сигналов по оптической разности хода не более  $\lambda/2$  (что соответствует границе Найквиста для частоты дискретизации интерференционных полос). Для значения по глубине 1 мм оптическая разность хода составляет 2 мм, т.е.  $5 \cdot 10^3$  шагов дискретизации ( $\lambda=800$  нм). Даже при упомянутом выше формате изображений в боковом направлении 150·150 элементов частота отсчетов превышает 120 МГц. Увеличение числа элементов до телевизионного стандарта требует регистрации, ввода в вычислительную систему и цифровой обработки потока томографических данных со скоростью до 1 Гбайт/с и выше.

### **4.2.3 Формирование изображения в системах ОКТ**

При формировании трехмерных изображений внутренней структуры среды необходимо учитывать характеристики оптической системы: особенности фокусировки пучка, сканирования, регистрации отраженного излучения и др.

На рисунке 28 показана схема классического интерференционного микроскопа, в которой источником излучения являются галогенная или дуговая лампа и объективы имеют большую апертуру. Интерференция наблюдается для тех областей, где волновой фронт отражённой измерительной волны согласуется по

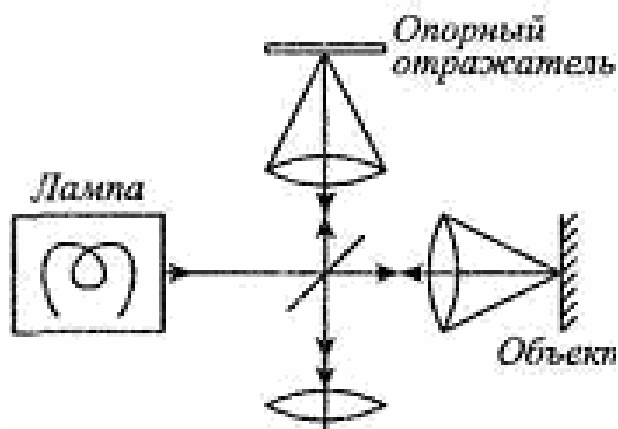


Рисунок 28 - Оптическая схема интерференционного микроскопа

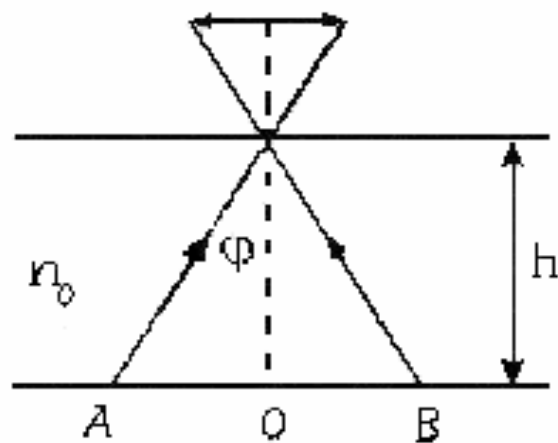


Рисунок 29 -Графическое изображение понятия числовой апертуры

кривизне с фронтом опорной волны.

Поэтому метод иногда называют методом микроскопии с «корреляцией по фазе». В сравнении с методом конфокальной микроскопии, в котором селекция отраженных лучей по направлению и глубине осуществляется при пространственной фильтрации с помощью точечной диафрагмы, расположенной на выходе перед фотодетектором, в интерференционном микроскопе (рисунок 28) ее роль выполняет «искусственная диафрагма» в виде сфокусированного опорного пучка. В системах ОКТ по сравнению с классической схемой (рисунок 28) используются источники с большей мощностью и лучшей пространственной когерентностью (как правило, суперлюминесцентные диоды) и объективы с малой числовой апертурой, что обеспечивает большую глубину фокусировки, в пределах которой селекция слоев осуществляется за счет малой длины когерентности излучения.

Апертура (от латинского *apertura* – отверстие), действующее отверстие оптической системы, определяемое размерами линзы, зеркал или диафрагмами. Угловая апертура – угол  $\alpha$  между крайними лучами конического светового пучка (см. рисунок 29).

Числовая апертура равна  $n \cdot \sin(\alpha/2)$ , где  $n$  – показатель преломления среды, в которой находится объект. Освещенность изображения пропорциональна квадрату числовой апертуры.

Числовая апертура объектива по определению равна:

$$A = n_0 \cdot \sin \varphi, \quad \sin \varphi = \frac{AO}{\sqrt{h^2 + AO^2}}, \quad (4.2)$$

где  $n_0=1$  - показатель преломления воздуха, а разрешающая способность микроскопа равна:

$$y = \frac{0,61\lambda}{A}, \quad (4.3)$$

где  $\lambda=0,555$  мкм - средняя длина волны белого света.

При фокусировке измерительного пучка локализуется область объекта, показанная на рисунке 30а. Размер этой области в поперечном сечении сфокусированного пучка определяется выражением (4.4), тогда как размер локализованной области по глубине фокусировки равен (4.5)

$$d_{xy} = 0,9 \cdot \frac{\langle \lambda \rangle}{2A}, \quad (4.4)$$

$$d_z = 1,8 \cdot \frac{\langle \lambda \rangle}{A^2}, \quad (4.5)$$

где  $A$ - числовая апертура объектива.

При использовании излучения малой когерентности осуществляется дополнительная селекция слоя по глубине среды (рисунок 30б) в пределах длины когерентности  $L_c$ , определяемой следующим соотношением.

$$\frac{d_z}{L_c} = \frac{0,4 \cdot \Delta \lambda}{A^2 \cdot \lambda}. \quad (4.6)$$

Для излучения суперлюминесцентных диодов типичное значение  $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx 0,05$ , при этом повышение разрешающей способности по глубине исследуемой среды достигается для значений числовой апертуры  $A < 0,15$ , при которых отношение  $\frac{d_z}{L_c} > 1$ .

Необходимо дальнейшее повышение разрешающей способности ОКТ с тем, чтобы обеспечить возможность исследований различных биологических сред на клеточном микроуровне. Для этого требуется использовать источники излучения с



большой шириной спектра  $\Delta\lambda$ . Однако в широком диапазоне длин волн сложно обеспечить заданную форму спектра излучения и существенно проявляются дисперсионные свойства среды. В результате форма функции отклика интерферометра искажается и может иметь сложный вид, включая побочные «лепестки» огибающей, вследствие чего снижается качество изображения вплоть до возникновения ложных деталей в восстановленном изображении.

Возможность работы с малыми числовыми апертурами используется в наиболее распространенных системах ОКТ на основе волоконно-оптического интерферометра (рисунок 31), которые удобны для биомедицинских исследований вследствие компактности и гибкости конструкции. Для повышения быстродействия в схеме рисунка 31 обычно используют аналоговый демодулятор интерферометрических сигналов на основе узкополосного фильтра и амплитудного детектора.

Однако вследствие изменчивости характеристик сигналов в ОКТ, аналоговый фильтр с фиксированными параметрами не является оптимальным. В результате могут возникать искажения огибающей полос малой когерентности, либо, при расширении полосы частот фильтра, снижается отношение сигнал/ шум.



Рисунок 30 - Локализация слоя среды при фокусировке (а) и при использовании излучения малой когерентности (б)

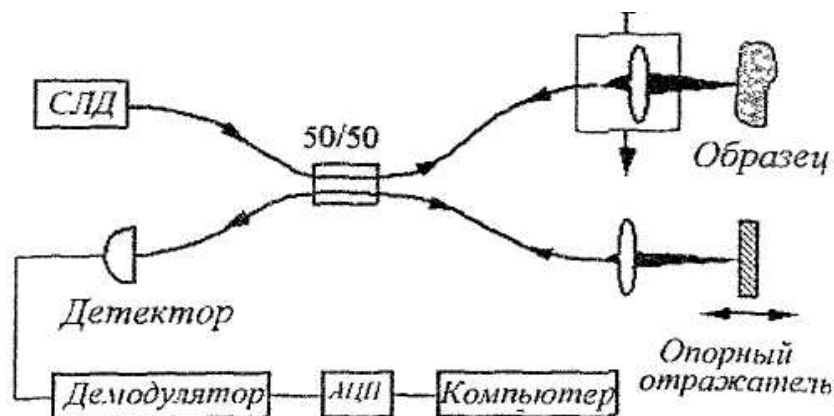


Рисунок 31 - Типичная схема ОКТ на основе волоконно- оптического интерферометра (СЛД - суперлюминесцентный диод)

#### 4.2.4 Методы улучшения обработки сигналов в системах ОКТ

Для определения степени отражения излучения от различных слоев среды требуется оценивать амплитуду интерферометрических сигналов малой когерентности. Для устранения ложных некогерентных импульсных помех необходимо обеспечивать частотную селекцию (узкополосную фильтрацию) сигналов интерференционных полос.

Известны различные методы амплитудной демодуляции сигналов, такие как амплитудное детектирование с последующей фильтрацией нижних частот и синхронная амплитудная демодуляция (квадратурное синхронное детектирование). Во всех случаях для обеспечения высокого качества фильтрации необходима точная априорная информация о характеристиках полезного сигнала. В частности, при синхронной демодуляции требуется точное знание несущей частоты.

В реальных системах ОКТ интерферометрические сигналы формируются в изменяющихся условиях и подвержены влиянию внешних помех, вследствие чего сигналы являются нестационарными сигналами с изменяющимися параметрами, включая несущую частоту. Использование при этих условиях фильтров с фиксированными параметрами не оптимально и может приводить к снижению отношения сигнала к шуму и возникновению ложных элементов изображения.

Преодолеть указанные недостатки возможно при использовании методов динамической стохастической фильтрации, которые обладают свойством адаптивности к изменяющимся параметрам сигналов.

Возможность использования стандартных компьютеров для обработки и визуализации сигналов ОКТ создаёт преимущества в доступности и стоимости. Дальнейшее повышение вычислительных возможностей современных компьютерных технологий обеспечивает перспективное развитие и применение эффективных методов обработки и анализа трехмерных изображений в оптической когерентной томографии.

Важным обстоятельством, влияющим на применение любого метода, на практике является стоимость. Это относится и к установкам ОКТ, поскольку в перспек-

тиве системы этого класса должны получить широкое распространение в клинической практике, в области высоких технологий и др.

К основным преимуществам ОКТ относятся использование свойств оптического излучения, прежде всего малой длины волны и когерентности излучения.

В качестве примера приведем фотографию структуры ткани организма человека (рисунок 32). На рисунке 32 приведен один из примеров двумерного изображения для сечения в боковом направлении, иллюстрирующий возможности отображения внутренней структуры среды для целей медицинской диагностики.

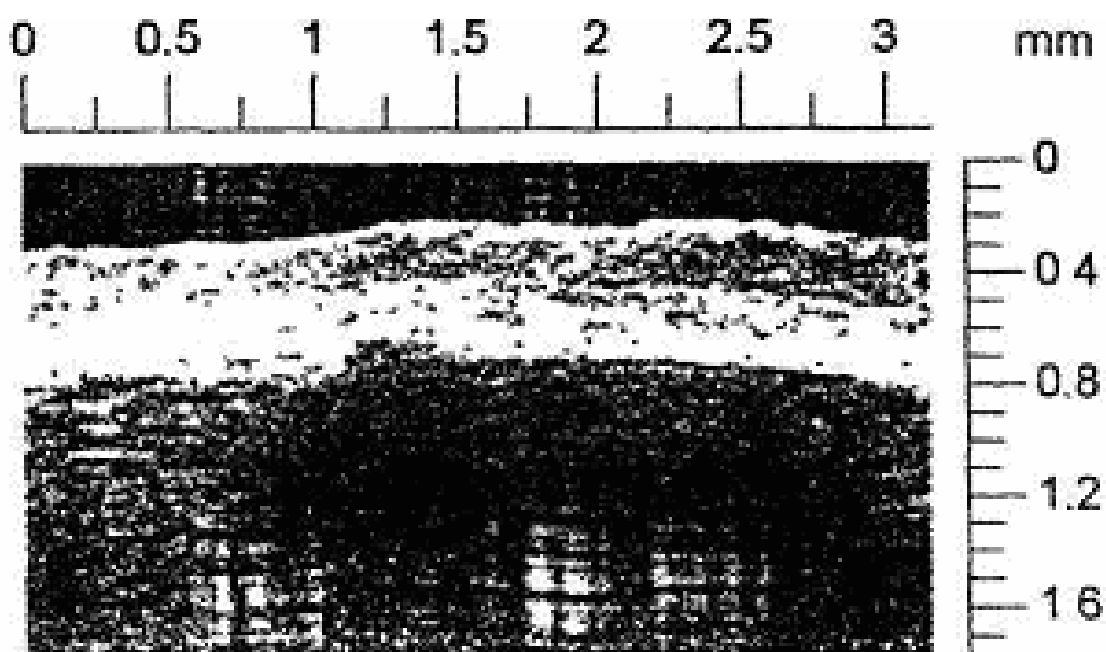


Рисунок 32-Изображение сечения слизистой оболочки рта, получено методом ОКТ

#### 4.2.5 Импульсно-модуляционная оптическая томография

Рассеивающая среда зондируется короткими световыми импульсами и регистрируется излучение, прошедшее через объект в направлении распространения зондирующего пучка. При этом импульсу диффузно рассеянного излучения предшествует баллистический предвестник, обусловленный не рассеянной составляющей и задержанный по отношению к моменту прихода зондирующего импульса в рассеивающую среду на время  $\tau \approx L/c$  ( $L$  – толщина рассеивающей среды). Амплитуда баллистического предвестника при зондировании биообъектов значительно меньше

амплитуды диффузионно-рассеянной составляющей. Для коэффициента экстинкции биотканей  $\mu_t = \mu_s + \mu_a \approx 10-100 \text{ см}^{-1}$  для длин волн в окне прозрачности и при  $L \sim 20 \text{ см}$  не рассеянная составляющая будет равна только около  $10^{-90} - 10^{-900}$  от интенсивности зондирующего импульса. Форма импульса диффузно рассеянной составляющей определяется функцией плотности вероятности для заданных условий наблюдения. На рисунке 33 б,в приведены формы импульсов диффузно рассеянного излучения при зондировании полубесконечной среды коротким импульсом, поступающим в среду из локализованного источника (рассчитанные в соответствии с диффузионным приближением. Кривые на рисунке 33б соответствуют детектированию рассеянного излучения детектором с малой площадью, расположенным на разных расстояниях от источника, кривая на рисунке 33в – детектированию рассеянного излучения со всей поверхности среды, величина  $R(t)=I(t)/I_0$  может быть интерпретировано как зависящий от времени коэффициент диффузного отражения. Измерение характеристик импульса диффузно рассеянного излучения могут использоваться для определения оптических параметров рассеивающих сред. Для восстановления структуры объекта можно использовать как баллистическую составляющую прошедшего излучения, так и диффузно рассеянную составляющую. При детектировании баллистической составляющей реализуется принцип абсорбционной томографии (рентгеновской), заключающейся в формировании «теневого» проекций структуры объекта. Яркость получаемого изображения в данной точке определяется интегральным поглощением прошедшего через объект не рассеянной составляющей вдоль выбранного направления. Для восстановления изображения объекта используется преобразование Радона. Выделение баллистического предшественника требует стробирование детектируемого сигнала с временным окном, согласованным с длительностью зондирующего излучения. Это стробирование осуществляется с временным окном порядка  $(\mu_s c)^{-1}$ , т.е. порядка времени распространения света между двумя последовательными актами рассеяния и составляет  $\sim$  порядка одной пикосекунды. Другим недостатком данной схемы – необходимость детектирования импульсов малой амплитуды. Необходимо применять режим счета фотонов с последующей корреляционной обработкой последовательности фотоотсчетов (при работе

с ФЭУ). Удаление диффузной составляющей возможно как электронными средствами, так и оптическими эффектами. Возможно использование интерференции между не рассеянной составляющей и специально сформированным опорным пучком, в том числе в нелинейных средах. Возможно использование поляризационных эффектов. На образце биотканей *in vitro*, содержащем аномальную область с высоким значением  $\mu_s$ , которая состояла из раковых клеток, было показано, что детектирование баллистической составляющей позволяет получить более контрастные проекции томографируемого объекта по сравнению со случаем детектирования диффузной составляющей.

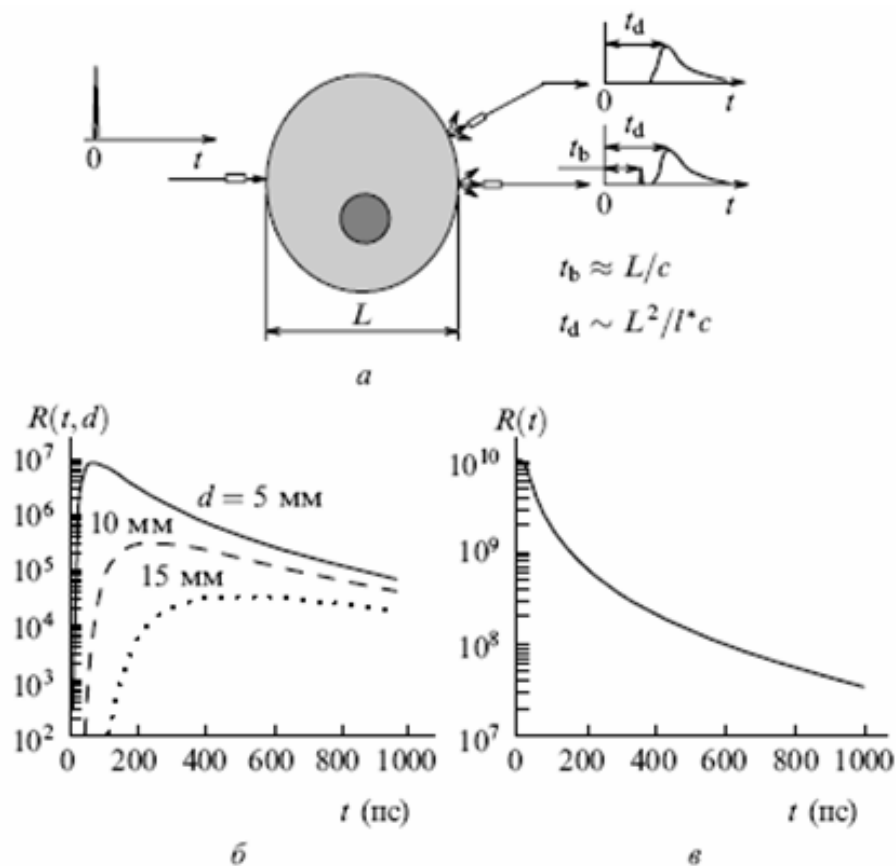


Рисунок 33 - Импульсно-модуляционный метод зондирования ( $t_b$  и  $t_d$  - времена запаздывания баллистической и диффузионной составляющих) (а), а также формы импульсов диффузно рассеянного излучения при зондировании полубесконечной среды локализованным источником: при детектировании точечным детектором (б) и детектировании излучения, обратно рассеянного всей поверхностью (в); параметры среды:  $R(t) = I(t)/I_0$ ;  $\mu_s = 6 \text{ см}^{-1}$ ;  $\mu_a = 0,0004 \text{ см}^{-1}$ ;  $g = 0,7$ ;  $n = 1,4$ ;  $d$  - расстояние источник - детектор.

Регистрация диффузной составляющей зондирующего излучения также может быть использована для получения томографических изображений рассеивающих

сред. Поскольку длительность импульса и амплитуда диффузно составляющей изменяется на несколько порядков больше чем у баллистического предвестника, то требования к оптической схеме значительно слабее. Основные проблемы связаны с разработкой алгоритмов реконструкции изображений по измеренным в разных точках сигналам импульсного отклика системы.

В качестве источников в импульсно-модуляционных системах применяются диодные лазеры, излучающие в диапазоне 600-1500 нм пикосекундные импульсы ( $\sim 50$  пс) при энергии  $\sim 10$  пДж, твердотельные лазеры в режиме модуляции добротности, лазеры на красителях. Для ускорения получения информационных данных о структуре объектов используется принцип многоканального зондирования и детектирования.

Типичными проблемами таких схем являются:

- необходимость учета различий в задержках при распространении зондирующего импульса по световодам от источника к объекту и от объекта к фотодетекторам;
- наличие временных дрейфов (для разработанных образцов – приблизительно 5 пс/ч) даже в случае длительного прогрева оборудования;
- Межканальная интерференция измеряемых сигналов;
- Наличие отражений от торцов световодов, искажающих детектируемые сигналы.

#### 4.2.6 Частотно-модуляционная оптическая томография

Метод основан на использовании СВЧ - модулированного зондирующего излучения и анализе амплитудно-фазовых характеристик рассеянного излучения для различных положений источника и приемника относительно объекта. При диффузионном распространении модулированного излучения в рассеивающей среде используется уравнение в частотной области

$$(\nabla^2 + K^2)U(r, \omega) = -\frac{S_0(r, \omega)}{D}, \quad (4.7)$$

где  $K^2 = \frac{i\omega - c\mu_a}{D}$ ;  $D = \frac{c}{3[\mu_a + (1-g)\mu_s]}$  - коэффициент диффузии излучения в среде;  $g$  - степень анизотропии рассеяния зондирующего излучения и равна  $g = \langle \cos \theta \rangle$ ,  $\langle \cos \theta \rangle$  - среднее значение косинуса угла рассеяния, в биотканях принимает значение от 0,65 до 0,96. В случае гармонической модуляции излучения от точечного источника ( $\mathbf{r} = 0$ ) со спектром излучения ( $P(\omega) = P_{DC}\delta(\omega) + P_{AC}\delta(\omega - \omega_0)$ ), расположенного в изотропной бесконечной среде решение уравнения имеет вид сферической волны, амплитуда которой описывается выражением

$$U_{AC}(r, \omega_0) = \frac{P_{AC}}{4\pi D} \exp \left\{ -r \left( \frac{c\mu_a}{2D} \right)^{0,2} \left[ \left( 1 + \frac{\omega_0^2}{c^2 \mu_a^2} \right)^{0,5} + 1 \right]^{0,5} \right\} r^{-1}, \quad (4.8)$$

а фаза волны

$$\varphi(r, \omega_0) = r \left( \frac{c\mu_a}{2D} \right)^{0,5} \left[ \left( 1 + \frac{\omega_0^2}{c^2 \mu_a^2} \right)^{0,5} - 1 \right]^{0,5} + \varphi_0, \quad (4.9)$$

где  $\varphi_0$  - начальная фаза волны, задаваемая источником,

$DC$  - расстояние от источника до точки рассеяния,

$AC$  - расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения.

Это означает, что перенос гармонически модулированного излучения в среде можно рассматривать как процесс затухания волн фотонной плотности с волновым числом

$$\left[ \frac{c\mu_a}{2D} \right]^{0,5} \left\{ \left[ 1 + \frac{\omega_0^2}{c^2 \mu_a^2} \right]^{0,5} - 1 \right\}^{0,5}. \quad (4.10)$$

Параметр  $c\mu_a$  можно рассматривать как критическую частоту модуляции, определяющую характер затухания волн фотонной плотности в среде. Так, при  $\mu_a = 0,1 \text{ см}^{-1}$  и показателем преломления среды  $n = 1,4$  критическая частота  $\omega_{ст} = 2,14 \text{ ГГц}$ .

Частотные зависимости волнового числа и коэффициента затухания волн фотонной плотности определяют взаимосвязь между разрешением частотно-модуляционного метода и максимальной толщиной зондируемого слоя. Для большинства приложений в медицинской диагностике частота излучения находится в интервале 50-500 МГц. Основные направления клинического применения данного метода связано с томографией мозга (обнаружение внутричерепных гематом, функциональной диагностики мозга (анализ гемодинамики)), диагностика рака молочной железы (оптическая маммография).

На рисунке 34 представлена схема оптического томографа, разработанного фирмой Siemens AG (Германия). В качестве источников используются четыре лазерных диода с длинами волн 690 нм (частота модуляции 69,50 МГц), 750 нм (69,8 МГц), 788 нм (70,2 МГц), 856 нм (70,45 МГц). Доставка излучения и прием осуществляется с помощью светодиаодов. Синхронное механическое сканирование передающим и приемным световодами позволяет получить двухмерные проекции внутренней структуры объекта за две минуты. Они позволяют уверенно диагностировать наличие новообразований. Одно из перспективных направлений развития частотно-модуляционной томографии связано с использованием многоэлементных фазированных излучателей (метод амплитудно-фазовой компенсации).

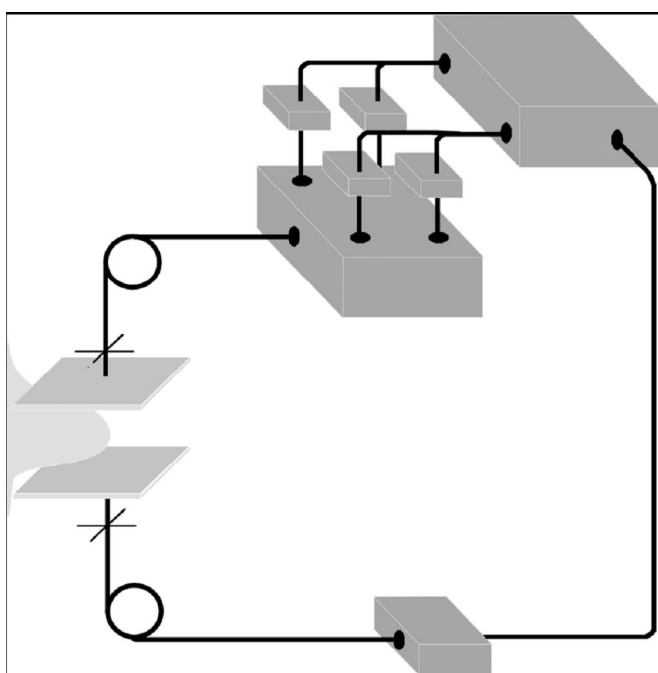


Рисунок 34 - Схема оптического маммографа фирмы Siemens состоит: устройство фиксации объекта; световод для передачи излучения к объекту; световод для приема рассеянного излучения; волоконно-оптический мультиплектор 4x1; наборов лазерных диодов; блок управления и обработки; детектор (ФЭУ).



#### **4.2.7 Оптическая диффузионная томография с использованием непрерывных источников излучения**

Метод основан на измерении интенсивности диффузно рассеянного излучения при различных положениях источника непрерывного излучения и детектора. Распределение интенсивности в точках детектирования для заданных положений источника может быть получено путем решения стационарного уравнения диффузии с соответствующими граничными условиями либо с использованием метода Монте - Карло. Визуализация структуры объекта сводится к нахождению распределений  $\mu_a(r)$  в результате решения обратной задачи диффузии излучения по измеренным в конечном числе точек значениям интенсивности. Непрерывное излучение в диапазоне длин волн 650-1200 нм применяется в медицине для функциональной диагностики (мониторинг активности коры головного мозга) и визуализации в сильно рассеивающих средах на глубине до 2 см. К достоинствам метода относится – простота реализации диагностических устройств.

#### **4.2.8 Спекл - корреляционная оптическая томография**

В случае рассеяния когерентного излучения нестационарными средами имеет место динамическая спекл-модуляция рассеянного света с корреляционными характеристиками флуктуаций интенсивности, зависящими от динамических и оптических параметров среды, а также от геометрии рассеяния. Флуктуации интенсивности обусловлены стохастической интерференцией составляющих рассеянного поля со случайными частотными сдвигами, аккумулярованными в результате последовательных актов рассеяния на движущихся рассеивателях. При известных параметрах среды с данной геометрией рассеяния динамические характеристики рассеивающей среды могут быть определены исходя из измерений времени корреляции флуктуаций интенсивности. Данный метод называется диффузионно-волновой спектроскопией (diffusion-wave spectroscopy, DWS). Модели, используемые для описания квазиупругого рассеяния света, позволяют установить связи динамических характери-

стик рассеивающей системы с корреляционной функцией флуктуаций рассеянного поля  $G_1(\tau) = \langle E(t)E^*(t + \tau) \rangle$ , в то время как в экспериментах обычно измеряется корреляционная функция флуктуаций интенсивности  $G_2(\tau) = \langle I(t)I(t + \tau) \rangle$ . Взаимосвязь между нормированными корреляционными функциями задается формулой Зигерта  $g_2(\tau) = 1 + \beta |g_1(\tau)|^2$  (коэффициент  $\beta$  определяется условиями детектирования),  $g_1(\tau) = G_1(\tau)/G_1(0)$  и  $g_2(\tau) = G_2(\tau)/G_2(0)$ . В диффузионной модели переноса пространственно-временная эволюция  $G_1(r, \tau)$  в нестационарной оптически плотной среде описывается диффузионным уравнением

$$[D\nabla^2 - c\mu_a - \gamma^2(\tau)]G_1(r, \tau) = -cS(r), \quad (4.11)$$

где член  $\gamma^2(\tau)$ , определяемый динамическими свойствами среды, описывает дополнительный эффект «поглощения» корреляции в нестационарной среде.

Применение этого метода в медицине связано с анализом гемодинамики в биотканях на глубине зондирования 1-2 мм, а также определение толщины некротического слоя при диагностике ожогов. Важным условием, определяющим качество формируемого изображения, в данном методе является выбор оптимального размера спекла, обеспечивающего минимальные искажения статистики флуктуаций интенсивности при заданном пространственном разрешении, чувствительности и динамическом диапазоне применяемого регистрационного устройства.

#### 4.2.9 Оптоакустическая томография

Оптотермический или оптоакустический отклик биоткани на лазерное импульсное воздействие является основой томографии, сочетающей достоинства оптического, теплового и акустического зондирования ткани. Импульсный нагрев ткани приводит к изменению ее собственного теплового излучения, что лежит в основе импульсной оптотермической радиометрии (ОТР). Максимум теплового излучения живых систем находится в спектральной области 10 мкм. Оптотермический сигнал

определяется распределением температуры по объекту, теплопроводностью среды, коэффициентами поглощения на длинах волн зондирования  $\mu_a$  и теплового излучения  $\mu'_a$  (10 мкм). По измеренному ОТР - сигналу определяют пространственное распределения  $\mu_a$ .

Регистрация поверхностной температуры в зависимости от времени позволяет восстановить распределение температуры в объеме и тем самым визуализировать скрытые неоднородности, обусловленные локальными изменениями коэффициента поглощения на длине волны зондирующего излучения. Недостаток: сложность реконструкции распределения температуры по глубине.

Метод оптоакустической (ОА) томографии основан на тепловом механизме генерации звуковых колебаний в среде за счет поглощения импульсного лазерного излучения и регистрации временного профиля индуцированных волн давления.

ОА сигнал пропорционален коэффициенту поглощения и локальной интенсивности света. При длительности лазерного импульса, значительно меньше времени распространения акустических волн в среде, профиль индуцированного временного распределения давления в среде отображает профиль пространственного распределения оптического поглощения среды. Возбуждаемый за счет поглощения короткого лазерного импульса на макронеоднородности ткани (опухоли) акустический импульс регистрируется детектором. По скорости распространения акустического импульса и его форме судят о характере, размерах и глубине залегания неоднородности. Метод позволяет зарегистрировать локальные патологические изменения на глубине до 3 мм с пространственным разрешением 20 мкм.



Рисунок 35 - Принципиальная схема импульсного ОА томографа

#### 4.2.10 Алгоритм решения обратных задач ОДТ

В частотно-модуляционной томографии предложен метод реконструкции изображений по измеренному набору значений амплитуды и фазы рассеянного излучения с использованием методов теории возмущения:

$$\mu_a(r) \Rightarrow \mu_a^0 + \Delta\mu_a(r); \quad \mu'_s(r) \Rightarrow \mu'_s{}^0 + \Delta\mu'_s(r) \quad (4.12)$$

В качестве исходного уравнения берем уравнение интенсивности диффузионной составляющей

$$[\nabla^2 + K^2]U(r) = \frac{\delta(r)}{D_0} + \lambda\Lambda(r)U(r), \quad (4.13)$$

где  $\lambda$  – параметр;  $K$  и  $D_0$  соответствуют невозмущенным состояниям объектов; функция  $\Lambda(r)$  определяется возмущениями  $\mu_a$  и  $\mu'_s$ .

Комплексное значение амплитуды волны фотонной плотности представляется как разложение в ряд по  $\lambda$ :

$$U_{AC}(r) = U_{AC_0}(r) + \lambda U_{AC_1}(r) + \lambda^2 U_{AC_2}(r) + \dots, \quad (4.14)$$

где член порядка  $N$  определяется рекуррентным соотношением

$$U_{ACN}(r_d) = \int G(r, r_d)\Lambda(r)U_{ACN-1}(r)d^3r, \quad (4.15)$$

$r_d$  определяет положение приемника;  $G(r, r_d)$ - функция Грина уравнения Гельмгольца. Для многих приложений коэффициент  $\mu'_s$  можно считать постоянным по объему, а флуктуации  $\mu_a$  - малой и плавно изменяющейся величиной. Тогда  $\Lambda(r) \approx c\Delta\mu_a(r)/D_0$ , и можно рассматривать только линейный член в разложении при определении амплитуды и фазы волны фотонной плотности. Разбивая зонди-

руемый объем на  $n$  элементов размером  $h$ , можно свести задачу восстановления  $\mu_a(r)$  к решению системы линейных уравнений.

$$\begin{pmatrix} U_1(r_s, r_d)_1 \\ U_1(r_s, r_d)_2 \\ \dots \dots \dots \\ U_1(r_s, r_d)_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & \dots & T_{1n} \\ T_{21} & \dots & T_{2n} \\ \dots & \dots & \dots \\ T_{m1} & \dots & T_{mn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\mu_a(r_1) \\ \Delta\mu_a(r_2) \\ \dots \dots \dots \\ \Delta\mu_a(r_n) \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

где матричные элементы  $T_{km}$  могут быть представлены в виде

$$T_{km} = G(r_{dk}, r_m) U_0(r_{sk} - r_m) \frac{h^3}{cD_0}. \quad (4.17)$$

#### 4.2.11 Методы управления оптическими свойствами биотканей

Используются контрастирующие вещества, обладающие способностью накапливаться в диагностируемых тканях с максимумом поглощения на длине волны зондирующего излучения, а также флуоресцирующие препараты. В другом подходе производится контролируемое изменение коэффициента рассеяния биоткани. Уменьшение коэффициента рассеяния основного компонента ткани, внутри которого расположены неоднородности, может существенно расширить возможности оптических методов, особенно при использовании когерентных методов. Коэффициент рассеяния  $\mu_s$  определяется величиной  $m = n_s / n_0$ , где  $n_s$  относительный показатель преломления рассеивателей, а  $n_0$  – окружающего вещества:  $\mu_s \propto (m - 1)^2$ . При небольших изменениях  $m$  происходят значительные изменения коэффициента рассеяния и соответственно интенсивности прошедшего через объект зондирующего пучка (числа баллистических фотонов). Существенное иммерсионное просветление склеры и кожи человека было достигнуто с помощью ряда биологически совместимых химических агентов (рентгеноконтрастных веществ на основе сахаров - верографина

и тразографа, а также глюкозы, глицерина, пропиленгликоля и др.). С применением этих веществ глубина зондирования увеличивается более чем три раза.

### **Выводы:**

В настоящее время выделяются два основных направления в ОТ для медицинских приложений:

- некогерентные методы, используемые для зондирования тканей на глубинах порядка нескольких сантиметров и характеризующиеся невысоким пространственным разрешением ( $\sim 1$  мм);

- когерентные методы, позволяющие анализировать структуру биотканей и их динамику с пространственным разрешением до 1 мкм на глубинах порядка транспортной длины (0,5 – 1,5 мм). Оптоакустическая томография перспективна для локализации оптических неоднородностей (до 1 см) с пространственным разрешением на уровне размеров клетки (20-50 мкм).

В настоящее время проводятся научные эксперименты с СВЧ - вычислительными томографами. Пока это сложные устройства, работающие с генераторами на 1-5 ГГц. Для регистрации радиоволн, отражаемых объектом во все стороны, в лабораторном макете, созданном американскими исследователями, используется 22000 дипольных антенны. Предполагается, что диагностическая ценность принципиально новой информации о человеческом организме, добытая с помощью этого метода, с лихвой перекроет стоимость его разработки.

### **4.2.12 Контрольные вопросы**

- 1 Свойства оптического излучения, используемые в оптической когерентной томографии.
- 2 Глубина проникновения лазерного оптического излучения в организм человека.
- 3 Схема оптического когерентного томографа.
- 4 Источники излучения, используемые в оптическом когерентном томографе
- 5 Параметр среды, определяемые при максимуме видности интерференционных полос в оптическом когерентном томографе.

- 6 Прибор, используемый в спектральной интерферометрии для выделения узкого спектрального интервала.
- 7 Методы, используемые для формирования и обработки интерферометрических сигналов малой когерентности.
- 8 Методы повышения разрешающей способности систем оптической когерентной томографии.
- 9 Факторы, определяющие быстродействие систем оптической когерентной томографии.
- 10 Достоинства оптической томографии.
- 11 Физические процессы с участием фотонов наблюдаемые в оптической томографии.
- 12 Методы, используемые в обработке интерферометрических сигналов оптической когерентной томографии.
- 13 Какой спектр используется в спектральной интерферометрии.
- 14 Преимущества техники спектральной интерферометрии.
- 15 Области применения интерферометров малой когерентности.
- 16 Методы воздействия на амплитудную демодуляцию сигналов.
- 17 Что называется баллистическим предвестником в оптической томографии
- 18 Недостатки схемы измерения баллистического предвестника в оптической томографии.
- 19 Основной недостаток использования диффузной составляющей в оптической томографии.
- 20 Условия необходимые для качественной спекл - корреляционной томографии.
- 21 Параметры среды, влияющие на сигнал оптотермической томографии.
- 22 Параметры среды, влияющие на сигнал оптоакустической томографии.

## **5 Интроскопия с использованием электромагнитных полей и радионуклидных излучений**

## 5.1 Ядерно-магнитная томография

Явление магнитного резонанса было открыто в 1945—1946 гг. двумя независимыми группами ученых под руководством Ф. Блоха и Э. Пёрселла.

Метод **ядерного магнитного резонанса (ЯМР)** основан на взаимодействии внешнего магнитного поля с ядрами, имеющими магнитный момент, т. е. для ядер с ненулевым спином. К ним относятся  $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{31}\text{P}$  и другие. Спектроскопия ЯМР на ядрах  $^1\text{H}$  в настоящее время наиболее развита и получила название протонный магнитный резонанс (ПМР).

**Протонный магнитный резонанс** — аналитический метод в органической химии, использующийся для определения структуры молекул. Одни и те же ядра атомов в различных окружениях в молекуле показывают различные сигналы ЯМР. Отличие такого сигнала ЯМР от сигнала стандартного вещества позволяет определить так называемый химический сдвиг, который обусловлен химическим строением изучаемого вещества.

Некоторое время существовал термин ЯМР-томография, который был заменен на магнитно-резонансная томография (МРТ) в 1986 году в связи с развитием у людей после Чернобыльской аварии радиофобии.

**Магнитно-резонансная томография (МРТ, MRT)** — томографический метод исследования внутренних органов человека с использованием физического явления ядерно-магнитного резонанса — метод основан на измерении электромагнитного отклика атомов водорода на возбуждение их определенной комбинацией электромагнитных волн в постоянном магнитном поле высокой напряженности.

### 5.1.1 Магнитные моменты ядер

Магнитные свойства тел обусловлены в основном орбитальным движением, а также спином электронов, которые можно рассматривать как некоторые микротоки, образующие собственные магнитные микрополя атомов и молекул. Для электрона с зарядом  $e$  на круговой орбите радиуса  $r$  при частоте вращения  $\nu$  сила микротока



$$i = e \cdot v , \quad (5.1)$$

а скорость

$$v = 2\pi \cdot r \cdot \nu . \quad (5.2)$$

Тогда орбитальный магнитный момент электрона

$$p_{m.o} = i \cdot S = e \cdot v \cdot \pi \cdot r^2 , \quad (5.3)$$

подставляя

$$v = \nu / (2\pi r) , \quad (5.4)$$

получим

$$p_{m.o} = e \cdot \nu \cdot r / 2 . \quad (5.5)$$

Магнитный момент электрона, обусловленный спином принимается численно равным  $p_s = e \cdot h / (4\pi \cdot m) = 0,93 \cdot 10^{-23}$  - называется магнетоном Бора и принимают за единицу измерения магнитных моментов атомов или молекул, где  $h$  - постоянная Планка,  $m$  – масса электрона.

В атомах или молекулах магнитные моменты отдельных электронов, складываясь геометрически, образуют общий магнитный момент атома или молекулы. Правда, сюда входят также магнитные моменты ядер, однако часто ими пренебрегают из-за их относительной малости.

Ядра способны поглощать энергию в диапазоне радиоволн: как в сильных, так и в слабых магнитных полях. Однако, это поглощение происходит на частоте, которая зависит от напряженности поля: чем сильнее поле, тем выше частота. Ядра таких веществ как  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , имеющие четное число протонов и нейтронов, не создают сигнала ЯМР из-за отсутствия магнитного момента. Остальные ядра можно разделить на две категории в зависимости от значения спинового квантового числа. Спиновое квантовое число оказывается целым для ядер с четными массовыми числами и полуцелыми для ядер с нечетными массовыми числами. Ядра последней категории ( $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  и  $^{31}\text{P}$ ) особенно важны для ЯМР. Когда такие атомные ядра помещаются в магнитное поле, они могут поглощать радиоволны соответствующих частот, зависящих от типа ядер, величины магнитного поля, физического и химического окружения ядер.

### 5.1.2 Ларморовская прецессия

Механическим аналогом магнитной природы ядра является вращающаяся масса с малым положительным зарядом. При вращении положительного заряда создается малое магнитное поле. Оно обозначается вектором  $\mathbf{M}$ . В присутствии внешнего магнитного поля поведение ядра можно сравнивать с вращающимся волчком. Под действием земного притяжения вращающийся волчок совершает сложное движение: он вращается вокруг своей оси и прецессирует вокруг вертикального направления к поверхности земли. В этом последнем движении ось волчка отклонена от вертикального направления. При отсутствии гравитации прецессии волчка не наблюдается. В атомном мире роль силы тяжести выполняет магнитное поле. Явление ЯМР представляет собой избирательное взаимодействие ядерных магнитных моментов вещества с радиочастотным полем определенной (резонансной) частоты. Исследуемый образец, содержащий ядра со спином  $I$  отличным от нуля ( $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{F}$  и т.д.), помещают в сильное магнитное поле с индукцией  $B_0$ . Квантование спинового момента приводит к появлению  $2I+1$  магнитных подуровней, различающихся ориентацией ядерного спина и связанного с ним магнитного момента ядра  $\mu_I$  в поле  $B_0$ . В случае  $I = 1/2$  таких подуровня два, причем энергетический интервал между ними равен

$$\Delta E = 2\mu_I B_0 = \hbar\gamma B_0 \quad , \quad (5.6)$$

где  $\gamma = \mu_I / \hbar I$  - ядерное гиромагнитное отношение.

### 5.1.3 Происхождение спектров ЯМР

Ядра с нецелым спином вступают во взаимодействие с внешним магнитным полем и переходят в результате этого на другие энергетические уровни. Энергия этих уровней строго квантована и зависит от природы ядра, его электронного окружения, различных внутри- и межмолекулярных взаимодействий. Влияние электронной оболочки на ЯМР проявляется, в частности, следующим образом. Внешнее магнитное поле, в которое помещен исследуемый образец, действует на электроны ато-

мов или молекул образца. В случае диамагнитного образца в электронных оболочках его атомов внешним полем  $B_0$  индуцируются такие токи, которые создают вторичное магнитное поле  $B$ , направленное в сторону, противоположную полю  $B_0$ . Это вторичное поле также действует на ядро атома. Складываясь с внешним полем, оно уменьшает действие последнего поля на ядро. Величина  $B$  пропорциональна  $B_0$ :

$$B = B_0(1-\sigma) , \quad (5.7)$$

где  $\sigma$  — безразмерная величина, называемая константой экранирования.

Она включает в себя три составляющих: атомный вклад в экранирование, зависящий от ядра заместителя, стоящего около резонирующего атома, вклад молекулы в целом или отдельных ее составляющих (анизотропные участки), межмолекулярный вклад, зависящий от температуры, растворителя и других внешних факторов. Магнитные моменты атомных ядер в сильном магнитном поле вращаются с частотой, которая зависит от напряженности магнитного поля. При поглощении атомными ядрами радиоволн такой же частоты, их энергия увеличивается (резонанс). После возвращения атомных ядер на прежний энергетический уровень, они излучают энергию в диапазоне радиоволн.

## 5.2 Магнитно-резонансная томография

Современные магнитно-резонансные (МР) - томографы «настроены» на ядра водорода, т.е. на протоны. Протон находится в постоянном вращении. Как всякая заряженная частица, он имеет свой магнитный момент или спин, который находится в магнитном поле других ядер. При помещении, вращающегося протона во внешнее магнитное поле возникает взаимодействие спина с полем, что приводит к появлению прецессии (аналог, вращение волчка в поле тяжести земли) вокруг оси, направленной вдоль силовых линий приложенного магнитного поля. Частота прецессии, называется резонансной частотой или ларморовой частотой, зависит от силы статического магнитного поля. Например, в магнитном поле напряженностью 1 Тл. (тесла) резонансная частота протона равна 42,57 МГц. Направление прецессии про-

тона в магнитном поле может быть двояким: по направлению поля и против него. В последнем случае протон обладает большей энергией, чем в первом. При этом он может менять свое положение: из ориентации магнитного момента по полю переходить в ориентацию против поля и наоборот, т.е. с нижнего энергетического уровня на более высокий энергетический уровень. Этот переход инициируется дополнительным радиочастотным импульсом (СВЧ – диапазон). Используются два варианта: короткий, который поворачивает магнитный момент протона на  $90^\circ$ , и более длинный, поворачивающий его на  $180^\circ$ . Когда радиочастотный импульс заканчивается, через некоторое время магнитный момент протона возвращается в исходное положение (говорят, происходит его релаксация), что сопровождается излучением соответствующей порции энергии в СВЧ-диапазоне. Время релаксации магнитного момента протона строго постоянно. При этом различают два времени релаксации:  $\tau_1$  – время релаксации после  $180^\circ$  радиочастотного импульса и  $\tau_2$  – время релаксации после  $90^\circ$  радиочастотного импульса. Обычно  $\tau_1 > \tau_2$ . С помощью специальных приборов можно зарегистрировать сигналы (резонансное излучение) от релаксирующих магнитных моментов протона и на их анализе построить представление об их местоположении в исследуемом объекте. Магнитно-резонансными характеристиками служат три параметра: плотность протонов,  $\tau_1$  - время спин-решетчатой (продольной) релаксацией,  $\tau_2$  - время спин-спиновой (поперечной) релаксацией. Амплитуда зарегистрированного сигнала характеризует плотность протонов или, что-то же самое, концентрацию элемента в исследуемой среде. Что касается времен  $\tau_1, \tau_2$  то они зависят от многих факторов (молекулярной структуры вещества, температуры, вязкости и др.).

Рассмотрим схематическое изображение МРТ - томографа (смотри рисунок 3). Система МРТ состоит из магнита, создающего статическое магнитное поле. Магнитный тоннель, в нем имеется туннель, в котором располагается пациент. Стол для пациента имеет автоматическую систему управления движением в продольном и вертикальном направлении.

Для радиоволнового возбуждения ядер водорода и наведения эффекта спинового поворота внутри основного магнита устанавливают дополнительно высокочас-

тотную катушку, которая одновременно является и приемником сигнала релаксации. С помощью специальных катушек накладывают дополнительное магнитное поле, которое служит для кодирования МР - сигналов от пациента. Имеется специальная система магнитных катушек, которая создаёт градиенты магнитного поля по координатным осям изучаемого объекта. В современных системах МР-томографов для создания постоянного магнитного поля применяют либо резистивные магниты больших размеров, либо сверхпроводящие магниты. Резистивные магниты дают сравнительно невысокую напряженность магнитного поля – порядка 0,2 - 0,3 Тл. Они имеют небольшие размеры и могут быть размещены в рентгенологических кабинетах. Для МР - спектроскопии они непригодны.

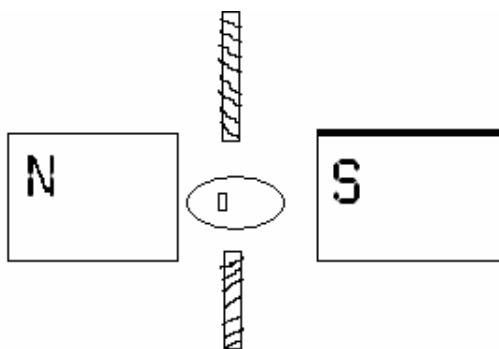


Рисунок 36 - Схема магнитно-резонансного томографа (МРТ)

Сверхпроводящие магниты обеспечивают напряженность магнитного поля до 30 Тл. Однако они требуют глубокого охлаждения до  $-269^{\circ}\text{C}$ , что достигается помещением магнита в камеру с жидким гелием. Та в свою очередь находится в камере с жидким азотом, температура которого  $-196^{\circ}\text{C}$ , а затем в наружной вакуумной камере. Для размещения такого МР-томографа к лечебному учреждению предъявляются очень строгие требования. Для получения изображения определенного слоя тканей, градиенты поля «вращают» вокруг больного. Фактически осуществляется сканирование тела человека. Полученные сигналы преобразуются в цифровые и поступают в память ЭВМ. Для создания изображения в МРТ используют анализ времен релаксаций, а не протонной плотности. Так, серое и белое вещество головного мозга отличаются по концентрациям воды всего на 10 %, в то время как продолжительность времен релаксации в них протонов разнятся в 1,5 раза. Существует ряд

способов получения МР-томограмм. Их различие заключается в порядке и характере генерации радиочастотных импульсов, методов анализа МР-сигналов. Наибольшее распространение имеют два способа: спин-решетчатый и спин-эховый. При спин-решетчатом методе анализируют главным образом время релаксации  $\tau_1$ . Различные ткани (серое и белое вещество головного мозга, спинномозговая жидкость, опухолевая ткань, хрящ, мышцы и т.д.) имеют в своем составе протоны с разными временами релаксации  $\tau_1$ . С продолжительностью  $\tau_1$  связана величина МР-сигнала: чем короче  $\tau_1$ , тем сильнее МР-сигнал и тем светлее выглядит данное место изображений на мониторе.



Рисунок 37 - Внешний вид аппарата для магнитно-резонансной томографии

Жировая ткань на МР-томограммах – белая, вслед за ней идут головной и спинной мозг, плотные внутренние органы, сосудистые стенки и мышцы. Воздух, кости и кальцификаты практически не дают МР-сигнал и поэтому отображаются черным цветом. У мозговой ткани наблюдается различное время продольной релаксации:  $\tau_1$  – у белого вещества иное, чем у серого, а  $\tau_1$  опухолевой ткани отличаются от времени релаксации одноименной нормальной ткани. Указанные взаимоотношения времени релаксации  $\tau_1$  создают предпосылки для визуализации нормальных и изменённых тканей на МР-томограммах.

В другом способе МР-томографии, названном спин-эховым, на пациента направляют серию радиочастотных сигналов, поворачивающих прецессирующие магнитные моменты протоны на  $90^\circ$ . Вслед за прекращением импульсов регистрируют ответные МР-сигналы. Однако интенсивность ответного сигнала по-иному связана с продолжительностью  $\tau_2$ : Чем короче  $\tau_2$ , тем слабее сигнал и, следовательно, ниже яркость свечение экрана телемонитора. Таким образом, итоговая картина МРТ по способу  $\tau_2$  противоположна МРТ по способу  $\tau_1$  (как негатив и позитив).

При МРТ, как при рентгенологическом исследовании, можно применять искусственное контрастирование тканей. С этой целью используют химические вещества, содержащие ядра с нечётным числом протонов и нейтронов. Например, соединения фтора, или же парамагнетики, которые изменяют время релаксации воды и тем самым усиливают контрастность изображения на МР-томограммах. Метод позволяет получать изображение тонких слоев тела человека в любом сечении – во фронтальной, сагиттальной, аксиальной и косых плоскостях. Можно реконструировать объемные изображения органов, синхронизировать получение томограмм с зубцами электрокардиограмм. На них лучше, чем на компьютерных томограммах, отображаются мягкие ткани: мышцы, жировые прослойки, хрящи, сосуды. Можно получить изображения сосудов, не вводя в них контрастное вещество (МР-ангиография). Вследствие небольшого количества воды в костной ткани, она не создает экранирующего эффекта, как при рентгеновской компьютерной томографии. Главным недостатком метода МРТ является низкая чувствительность, приводящая к необходимости накопления сигнала и существенному увеличению времени измерений. Еще один недостаток МР-томографии связан с воздействием сильного магнитного поля на внедренные в тело пациента металлические инородные тела и водители ритма у кардиологических больных, электрических нейростимуляторов.

### **5.2.1 Методы получения ЯМР-изображения**

#### *Реконструкция по проекциям*

На пространственно однородную составляющую магнитного поля  $B_0 = \text{const}$  накладывается постоянный градиент  $G_x = \text{const} \neq 0$ ,  $G_y = G_z = 0$ . Тогда результирующее поле линейно возрастает в направлении оси  $x$ , а условия ЯМР на частоте РЧ имеет вид

$$\omega = \omega_0(x') \equiv \gamma(B_{00} + G_x x') \quad (5.8)$$

Это условие выполняется лишь в плоском слое толщиной  $\Delta x$  (смотри рисунок 38), перпендикулярном оси  $x$ . Сигнал ЯМР на фиксированной частоте  $\omega$  создают элементы объема, находящиеся в указанном слое, а зависимость этого сигнала от  $\omega$  (или от  $B_0$ ), т.е. спектр ЯМР, определяет одномерную проекцию функции  $\rho(x, y, z)$  на направлении  $x$ . Чтобы получить сведения о распределении ядер в плоскости  $x, y$ , этот эксперимент многократно повторяют, каждый раз поворачивая направление градиента поля или образец вокруг оси  $z$  на некоторый угол.

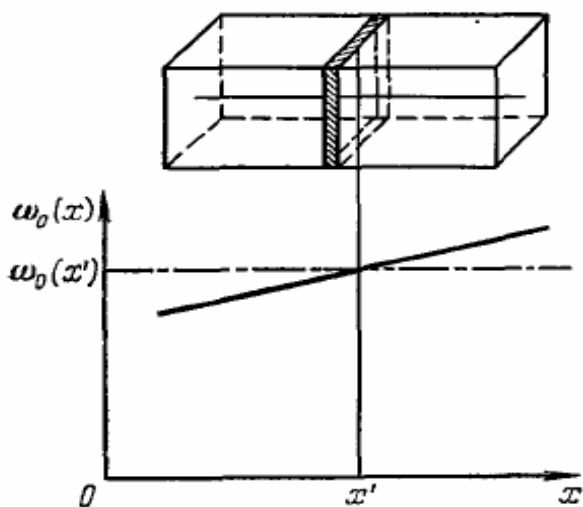


Рисунок 38 - Выделение слоя (заштрихован), дающего сигнал ЯМР на частоте  $\omega$  при наличии градиента магнитного поля  $G_x$ .

Внизу – распределение частот ЯМР в образце вдоль оси  $x$ .

Из полученного таким образом набора одномерных проекций можно с помощью ЭВМ, используя специальную программу, построить двумерную проекцию объекта на плоскость  $x, y$ . Выделение тонкого слоя достигается с помощью специальной (плоской) формы радиочастотных катушек ЯМР – спектрометра либо при помощи других методов. Для однозначного построения двумерной картины требуется  $n$  независимых измерений (проекций), а трехмерной –  $n^2$ . Пример: чтобы полу-



чить изображение с пространственным разрешением 1 мкм, образец размером 10 см необходимо разбить на  $n \sim 10^5$  слоев. Число проекций для двумерной картины равно  $10^5$ , а трехмерной  $10^{10}$ . Улучшение ситуации можно достичь путем использования сигналов ССИ (спада свободной индукции), возникающей после  $\pi/2$  – импульсов. Фурье-анализ такого сигнала дает одномерную проекцию спиновой плотности на выделенное направление. Вся эта информация получается в данном случае из одного сигнала ССИ, затухающего во время, необходимое для расфазировки прецессии ядерных магнитных моментов всего образца в неоднородном магнитном поле:

$$t \approx \frac{1}{\gamma G_x L_x}, \quad (5.9)$$

где  $L_x$  - линейный размер образца в направлении  $x$ .

Поскольку такая расфазировка является обратимой, сигналы ССИ (спада свободной индукции) можно многократно воспроизводить методом спинового эха, накапливая информацию в течении времени необратимой поперечной релаксации  $\tau_2$ . В итоге достигается выигрыш в чувствительности в  $\sqrt{n}$  раз.

### *Метод Фурье-интроскопии*

Метод ограничивается тремя последовательными ориентациями градиента  $B_0$  (вдоль осей  $x, y, z$ ), причем все три переключения по этим направлениям должны проводиться в течение одного спада сигнала свободной индукции, следующего за  $\pi/2$  – импульсом. Последовательность операций: сразу после окончания  $\pi/2$  – импульса (в момент  $t = 0$ ) на образец накладывается градиент магнитного поля  $G_x$ , который спустя время  $t_x$  скачком изменяется на градиент по оси  $y$  -  $G_y$ , а спустя время  $t_y$  – на  $G_z$ , и в этих условиях наблюдается сигнал СИ как функция времени  $t$  (смотри рисунок 39). Ядерные спины, расположенные в объеме  $\Delta x \Delta y \Delta z$  с координатами  $x, y, z$  прецессируют вокруг направления  $B_0$  последовательно с угловыми скоростями

$$\omega_0 + \gamma G_x x, \quad \omega_0 + \gamma G_y y, \quad \omega_0 + \gamma G_z z \quad (5.10)$$

так что огибающая сигнала ССИ от всего образца в момент времени  $t = t_x + t_y + t_z$ , имеет вид

$$S(t) = \iiint dx dy dz \rho(x, y, z) \exp[i(\gamma G_x x t_x + \gamma G_y y t_y + \gamma G_z z t_z)] . \quad (5.11)$$

Выражение (5.11) представляет собой трехмерный Фурье-образ спиновой плотности, рассматриваемая как функция от ларморовых частот

$$\omega_x = \gamma G_x x, \quad \omega_y = \gamma G_y y, \quad \omega_z = \gamma G_z z, \quad (5.12)$$

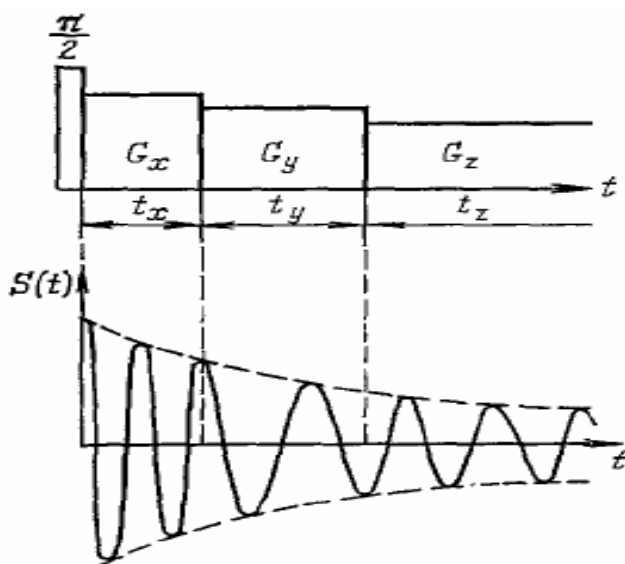


Рисунок 39 - Последовательность включения взаимоортогональных градиентов магнитного поля  $G_x, G_y, G_z$  (вверху) и наблюдаемый сигнал спада свободной индукции  $S(t)$  (внизу) в методе Фурье-интроскопия.

В эксперименте сигналы ССИ измеряют сначала в функции от  $t_z$  (при  $t_x, t_y - const$ , а затем многократно повторяют измерения, последовательно изменяя  $t_x$ , и  $t_y$ .

Полученный набор значений функции  $S(x)$  подвергают трехмерному Фурье - преобразованию и находят функцию  $\rho(x, y, z)$ , т.е ЯМР - изображение исследуемого объекта.

Недостатки метода:

- 1) для получения картины из  $n \cdot n \cdot n$  элементов следует сделать по  $2n$  шагов для каждого интервала времени;

2) быстрое переключение градиентов магнитного поля могут привести к возникновению больших индукционных токов, нежелательных для биологических и медицинских применений.

**Селективные методы:**

- 1) *магнитной фокусировки;*
- 2) *метод чувствительной точки (линии);*
- 3) *метод селективного возбуждения;*
- 4) *метод дискретных периодических структур.*

Все выше названные методы в силу различных причин в настоящее время не используются в медицинской интроскопии.

Все перечисленные методы требуют модуляцию или быстрое переключение градиентов магнитного поля, что может приводить к возникновению индукционных токов, что нежелательно для живых организмов.

*Метод ЯМР-интроскопии во вращающейся системе координат*

Метод свободен от недостатков модуляции или быстрого переключения градиентов магнитного поля. Суть метода: пространственно неоднородным делаются оба магнитных поля: постоянное  $B_0$  и перпендикулярное ему высокочастотное  $B_1 \cos \omega t$ , т.е. кроме градиента поля  $B_0$  создается перпендикулярный ему градиент амплитуды переменного поля  $B_1$ . Так, если  $B_0 \equiv B_{0z}$  и  $G_x \equiv \partial B_{0z} / \partial x$ , то выбирают  $B_1 \equiv (B_1)_x$ , а его градиент  $g_{y,z}$  создают по оси  $y$  или  $z$ . В этих условиях каждый элемент объема образца оказывается помеченным двумя независимыми переменными, например  $B_0(x)$  и  $B_1(z)$ , что позволяет построить двумерное изображение в плоскости  $x, z$ . В системе координат, вращающейся вокруг направления оси  $z$  с частотой  $\omega$  вместе с ядерной намагниченностью, ядерные спины испытывают действие независимого от времени эффективного поля  $B_e$  с компонентами

$$(B_e)_z = B_0 - (\omega / \gamma) \quad \text{и} \quad (B_e)_x = B_1. \quad (5.13)$$

Вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  в такой вращающейся системе координат (ВСК)

прецессирует вокруг направления  $B_e$  с частотой  $\Omega_e = \gamma B_e$ . Это движение носит название нутация. Если  $B_1 \gg |B_0 - (\omega/\gamma)|$ , то  $B_e \approx B_1$ , так что  $g_z \equiv (\partial B_1 / \partial z) \neq 0$  частота  $\Omega_e$  является однозначной функцией координаты  $z$  и может служить меткой этой координаты. Измерение частоты  $\Omega_e$  проводится по углу  $\varphi$  поворота ядерной намагниченности за время действия импульса РЧ-поля (рисунок 40): очевидно, что спины ядер повернувшиеся за одинаковое время на различные углы, дают различный вклад в наблюдаемый после импульса сигнал СИ. Эти измерения позволяют разделить

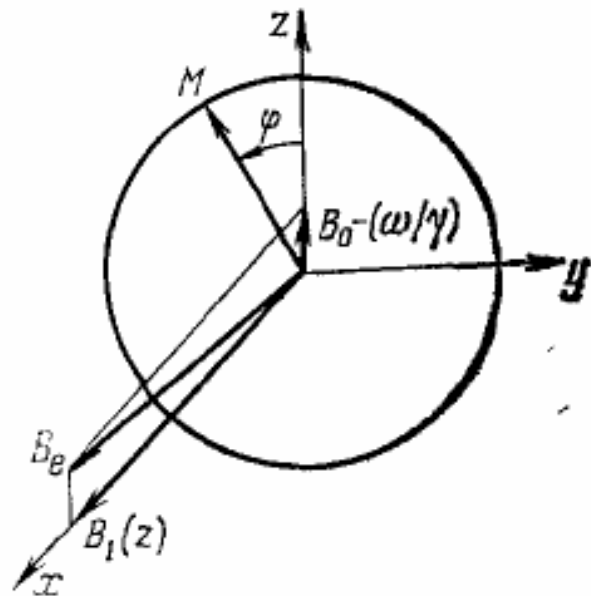


Рисунок 40 - Прецессия ядерной намагниченности  $M$  вокруг направления эффективного поля во вращающейся системе координат

сигналы ЯМР от элементов объема, отличающихся координатой  $z$ , тогда как селекция по  $x$  осуществляется по частоте ларморовой прецессии в поле  $B_0(x)$ .

Для определения третьей координаты предлагается использовать еще одно переменное поле, параллельное оси  $z$ . Частота этого поля близка к  $\Omega_e$ , а амплитуда  $B_2$  имеет градиент вдоль направления  $y$ . С помощью перехода в новую, теперь уже дважды вращающуюся, систему координат (второе вращение происходит вокруг  $B_e$  с частотой  $\Omega_e$ ), сигналы СИ будут маркироваться уже тремя независимыми переменными:  $B_0(x)$ ,  $B_1(z)$ ,  $B_2(y)$ , что позволяет построить полное трехмерное изображение без каких-либо переключений магнитных полей.

### 5.3 Универсальный импульсный магнитно-резонансный томограф на протонах и поляризованных изотопах благородных газов

В качестве примера дальнейшего развития магнитно-резонансной томографии приведем проект разработки и изготовления опытного образца Универсального магнитно-резонансного Томографа. В этом медицинском приборе объединяются возможности как стандартного магнитно-резонансного (протонного) томографа, так и томографа использующего предварительно поляризованные газы: Ксенон-129 или Не-3. С другой стороны, использование импульсной магнитной системы с полем до  $0,5 \text{ Тесла}$  в этом устройстве позволяет получать томограммы высокого качества с разрешением около  $1 \text{ мм}$  относительно простыми средствами. Такой прибор, с возможностью работы без охлаждающей воды и низким потреблении электрической мощности, может оказаться совершенно незаменимым в отдалённых от крупных медицинских центров местах.

Использование новой импульсной магнитной системы МРТ позволяет получать в протонном режиме томограммы высокого качества относительно простыми методами. Качество изображения томограмм и скорость их получения в сильной степени зависят от величины магнитного поля. Предлагается система с резистивным импульсным магнитом, поле которого медленно нарастает и затем спадает, причем на графике формируется плато с индукцией до  $0,5 \text{ Т}$ . Источником питания в системе является батарея конденсаторов. Метод формирования импульсного магнитного поля, стабилизированного во времени, является принципиально новым. Он заключается в том, что колоколообразная форма импульсного магнитного поля, возникающего при разряде батареи конденсаторов через магнитную систему, компенсируется полем формирующей катушки с током, управляемым датчиком магнитного поля. Магнит томографа такого типа обладает очень высокой экономичностью и не нуждается в охлаждении. Потребляемая мощность при поле  $0,5 \text{ Т}$  не превышает  $1 - 2 \text{ кВт}$ , тогда как промышленные томографы, с магнитным полем даже до  $0,2 \text{ Т}$ , потребляют до  $25 - 30 \text{ кВт}$  мощности и имеют водяное охлаждение.

В стандартном протонном МРТ поляризация ядер водорода в молекулах осуществляется за счет наложенного сильного магнитного поля (обычно больше  $1,5 T$ ). МРТ на поляризованных газах основана на использовании предварительно поляризованного газа с применением техники лазерной оптической накачки поляризации, причем величина этой поляризации не зависит от значения магнитного поля. В качестве объектов сканирования сразу по нескольким параметрам лучше всего подходят нерадиоактивные изотопы благородных газов гелий-3 и ксенон-129. Поляризованные гелий-3 и ксенон-129 в настоящее время используются для исследований и доклинических испытаний с целью диагностики заболеваний легких и других органов. Результаты, полученные на томографах с сильным магнитным полем более  $1,5 T$ , свидетельствуют о возможности ранней диагностики заболеваний легких: эмфиземы, астмы, хронического бронхита, туберкулеза и онкологических заболеваний. Обычно пациент вдыхает поляризованный газ, и магнитно-резонансный томограф, настроенный на ларморовскую частоту ядер благородного газа, создает изображение области легких. В отличие от гелия ксенон из легких проникает в кровь и через несколько секунд с сохранением поляризации доходит до мозга и других органов. Возможно, также растворять ксенон в подходящих жидкостях и вводить его непосредственно в кровь.

Импульсный МРТ включает следующие основные узлы: импульсный электромагнит с системой стабилизации магнитного поля, градиентные катушки, радиочастотные катушки, приемно-передающие РЧ системы, система визуализации и обработки изображений, электронное оборудование и программное обеспечение системы управления сканированием, источники питания. Требуемая однородностью магнитного поля не хуже  $0.0003 \%$  в области изображаемого органа. Такое же требование накладывается на стабильность поля на плато во время набора сигнала. Рабочая частота в поле  $0,5 T$  для протонов составляет  $21,3 \text{ МГц}$ , для гелия-3 –  $16,2 \text{ МГц}$ , для ксенона-129 –  $5,92 \text{ МГц}$ .

В томографе необходимы градиентные обмотки, создающие линейный градиент магнитного поля по трем взаимно-ортогональным направлениям. Требуемая величина градиента по осям до  $15 \text{ мТ/м}$ .

## 5.4 Ядерно-магнитная резонансная спектроскопия

Для того, чтобы метод можно было использовать необходимо не менее (чувствительность метода)  $10^{15}$  спинов в образце. Для примера: в одной капле воды содержится  $10^{22}$  молекул.

Взаимодействие ядерных спинов с другими степенями свободы (тепловым движением молекул в жидкости, колебаниями кристаллической решетки в твердых телах) приводит к продольной магнитной релаксации с характерным временем  $\tau_1$ . Ее результатом является установление термодинамического равновесия: преимущественно заселение нижнего магнитного подуровня и возникновение макроскопической ядерной намагниченности  $\mathbf{M}$ , направленной по полю  $B_0$ . Переходы между ядерными магнитными подуровнями можно возбудить переменным магнитным полем  $2B_0 \cos \omega t$ , линейно поляризованным в плоскости, перпендикулярной  $B_0$ , имеющим частоту  $\omega$ , удовлетворяющий условию резонанса:

$$\omega = \gamma B_0 \equiv \omega_0 \quad (5.14)$$

В поле  $B_0$  вращающиеся ядерные магнитные моменты испытывают ларморову прецессию вокруг направления  $B_0$ ; частота этой прецессии определяется (5.14). Линейно поляризованное электромагнитное поле эффективно взаимодействует с ядерным магнитным моментом, вызывая в итоге изменение его ориентации. Для используемых полей  $B_0 \sim 1 \text{ T}$  частота  $\nu_0 \equiv \omega_0 / 2\pi$  лежит в диапазоне метровых волн (для протонов  $\gamma/2\pi = 42,57 \text{ МГц/Т}$ ). Энергия квантов радиодиапазона значительно меньше энергии теплового движения атомов. Поэтому изучение внутренней структуры вещества методами ЯМР не вызывает никаких физических и химических изменений в образцах. Помещенный в магнитное поле образец подвергается действию короткого и интенсивного импульса радиочастотного поля резонансной частоты длительностью  $t_{\text{и}} = \pi/2\gamma B_1$ . Такой импульс синхронно поворачивает все ядерные магнитные моменты, первоначально ориентированные вдоль направления  $B_0 \parallel z$  на 90 градусов. Площадь под контуром линии ЯМР-поглощения и начальная амплитуда сигнала СИ

пропорциональна концентрации ядер данного типа. Естественная ширина линии  $\delta$ , связанная со временем релаксации соотношением  $\delta \sim 1/\tau_2$ , и весьма чувствительна к агрегатному состоянию вещества и молекулярной подвижности. В твердых телах величина  $\delta$  обычно определяется магнитным дипольным моментом взаимодействия между ядрами и достигает значения  $\sim 10^4$  Гц. В жидкости, где дипольные взаимодействия усредняются благодаря быстрому движению молекул, ширина линии ЯМР резко уменьшается и составляет от 100 до 1 Гц. В этом случае возможно разрешение тонкой структуры спектра, обусловленной взаимодействием ядерных спинов с электронной оболочкой атома или молекулы (химический сдвиг), а также не исчезающей при движении скалярной частью ядерно-ядерных взаимодействий. Спектры высокого разрешения позволяют судить о тонких деталях химической связи и структуры молекул.

Существенную информацию несет время продольной спиновой релаксации  $\tau_1$ , сильно зависящее от степени молекулярной подвижности и особо чувствительное к наличию парамагнитных ионов и свободных радикалов.

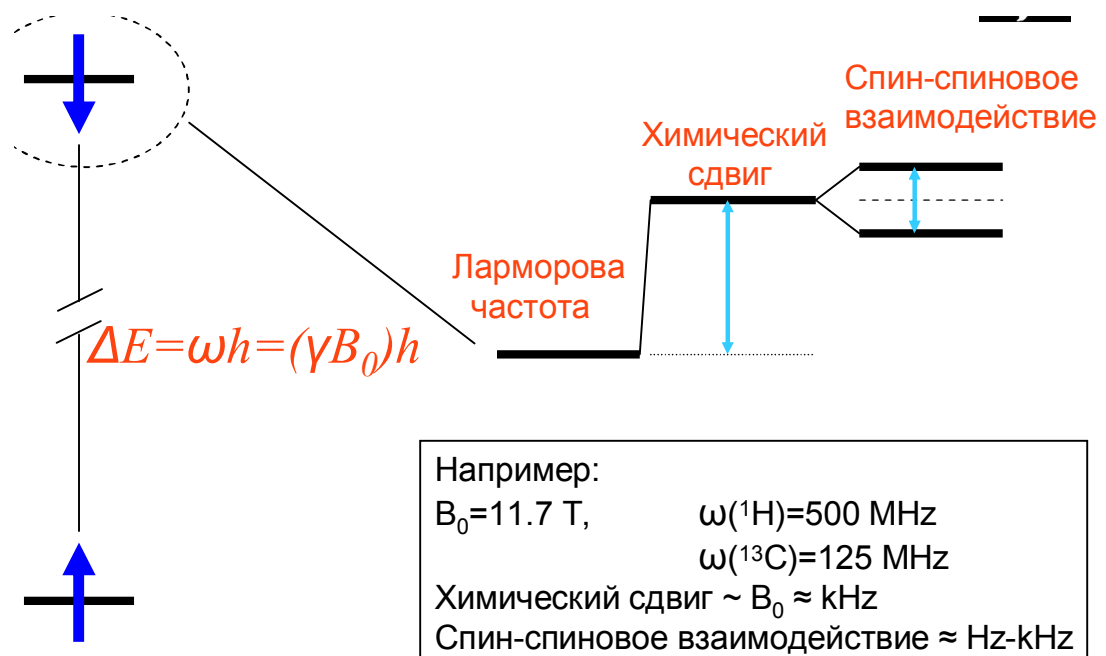


Рисунок 41- Энергетический спектр атомного спина в магнитном поле



### 5.4.1 Разновидности ЯМР-спектроскопии

Положение сигнала в спектрах ЯМР характеризуют химическим сдвигом их относительно эталонного сигнала. В качестве эталонного вещества в ЯМР  $^1\text{H}$  и  $^{13}\text{C}$  применяют тетраметилсилан  $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$  (ТМС). Единицей химического сдвига является миллионная доля (м.д.) частоты прибора. Если принять сигнал атома тетраметилсилана (ТМС) за ноль (0), а смещение сигнала в слабом поле считать положительным химическим сдвигом, то мы получим так называемую шкалу  $\delta$  (дельта). Если спектр вещества слишком сложен для интерпретирования, можно воспользоваться квантовохимическими методами расчета констант экранирования и на их основании соотнести сигналы со спектром атома водорода  $^1\text{H}$ .

Например, для вещества 4-этоксibenзальдегида в слабом магнитном поле (синглет  $\sim 9,25$  м.д.) - сигнал протона альдегидной группы, в сильном магнитном поле (триплет  $\sim 1,85$ -2 м.д.) — протоны метил-этоксильной группы.

Химический сдвиг зависит от молекулярного окружения спина и различен для каждой компоненты системы. Это позволяет с помощью ЯМР разделять различные химические структуры. Диапазон химических сдвигов зависит от изучаемого ядра.

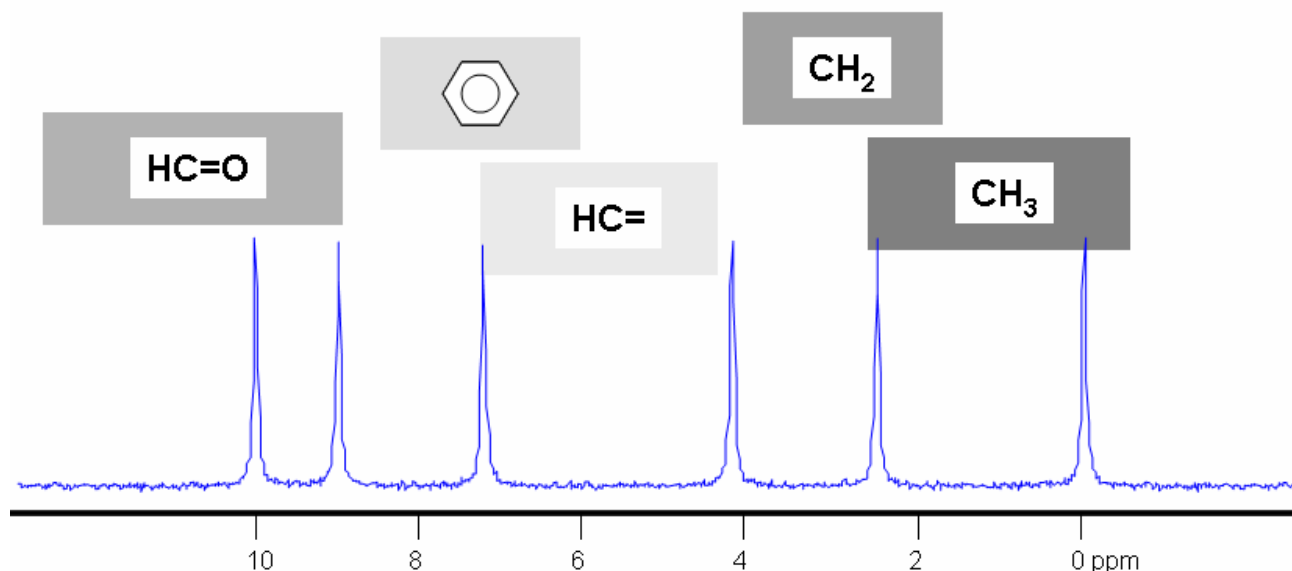


Рисунок 42 - Шкала ppm химического сдвига для различных химических структур, окружающих изучаемое ядро

В реальных веществах спектры часто перекрываются и для того, чтобы их можно было разрешить, увеличивают магнитное поле и тем больше раздвигаются спектральное пространство.

Частота химического сдвига между спинами пропорциональна напряженности приложенного магнитного поля. Если снимать спектр вещества при различных частотах воздействия прибора, например при 300 МГц и при 500 МГц, спектры будут различаться (рисунок 43). Для того, чтобы можно было сравнивать спектры, снятые при разных частотах и на разных приборах, была придумана шкала *ppm*. Шкала *ppm* представляет собой отношение разности частоты образца минус частота эталона, деленная на частоту прибора. В этом случае ЯМР-спектр не зависит от частоты измерения и частоты прибора.

$$ppm(\text{мд}) = (\omega_{\text{обр}} - \omega_{\text{эм}}) / \omega_0 \quad (5.15)$$

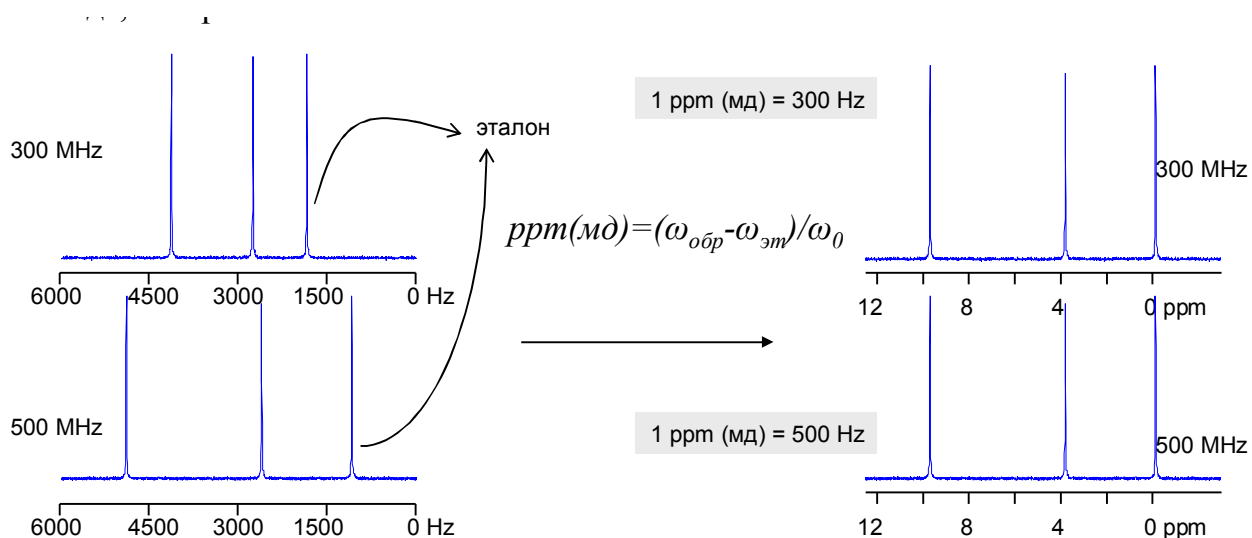


Рисунок 43 - Спектр химического сдвига вещества снятый при разных частотах или на разных приборах, и тот же спектр изображенный на шкале *ppm*

Используя шкалу *ppm* (в миллионных долях–м.д.) и общий стандарт, спектры могут быть представлены в виде, который не зависит от величины силы поля. Появляется возможность сравнивать полученные спектры друг с другом. Для сложных веществ в одномерных спектрах происходит перекрытие линий между собой. В случае если не хватает частоты (напряженности магнитного поля) для разнесения пиков спектра

между собой, то используют методику снятия двумерных спектров, которые имеют следующий вид (смотри рисунок 44).

Двухмерный спектр показывает, в каком соотношении находятся линии спектра между собой (рисунок 44). Так как главной задачей ЯМР-спектроскопии является соотношение линий спектра тех химических групп, которые есть в веществе, между собой, чтобы определить структуру и форму молекулы. В белке существуют более тысячи таких линий. После соотношения можно заниматься трехмерной реконструкцией конструкции молекулы.

Эту работу может делать пока только человек. Для облегчения проведения этого соотношения снимают так называемые COSY- спектры (смотри рисунок 44).

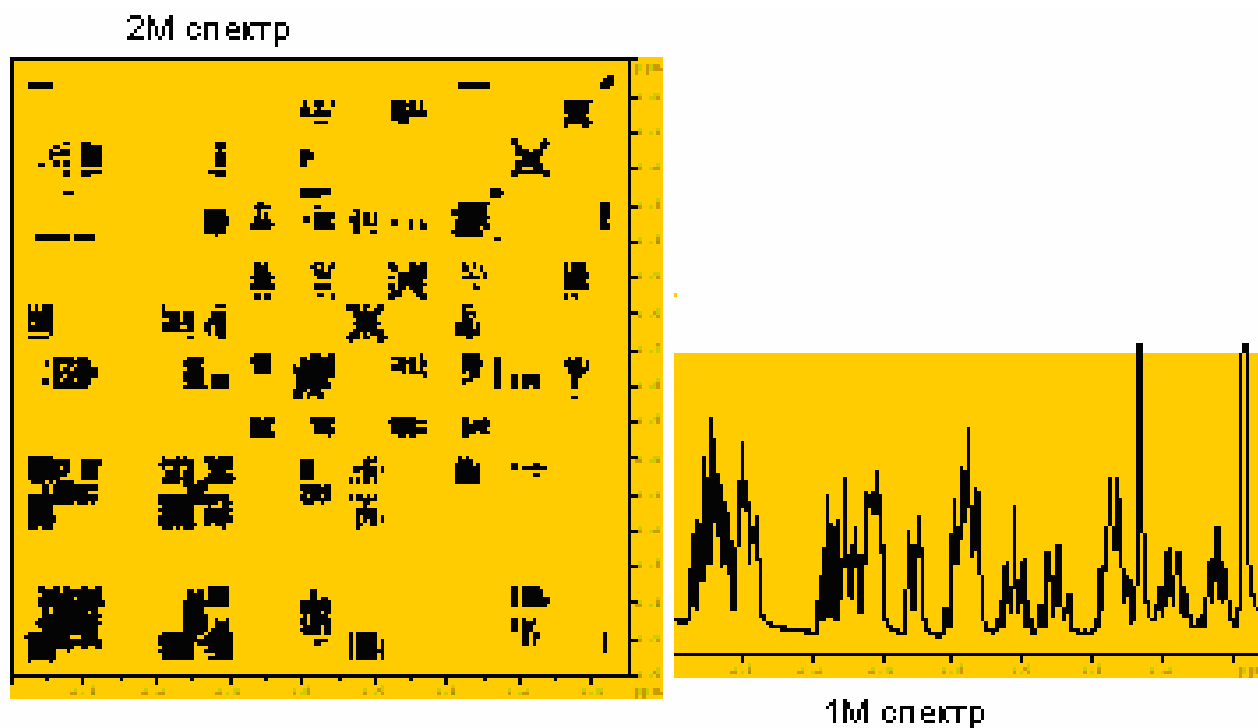


Рисунок 44 - Изображение одномерного и двумерного спектра одного того же вещества

Дисперсия химического сдвига может быть усилена путём приложения более сильного магнитного поля и/или добавлением большего числа измерений в ЯМР эксперименте.

В 2M COSY спектре кросс-пики при  $f_1 = a$ ,  $f_2 = b$  показывают, что спины, которые резонируют при частоте  $a$  связаны со спинами, резонирующими при частоте  $b$

через спин-спиновое взаимодействие. Проекция на обе оси координат отражают нормальный 1М прогонный спектр, который расположен на диагонали. На рисунке 45 показано, что если есть связь между спинами, то возникает мультиплеты, и необходимо определить, какой мультиплет на рисунке с каким мультиплетом связан. По диагонали изображается сам спектр, а кросс-сигналы показывают связь между мультиплетами. Существуют другие методики, использующие ЯМР-спектроскопию. Есть трехмерные методики обработки сигналов.

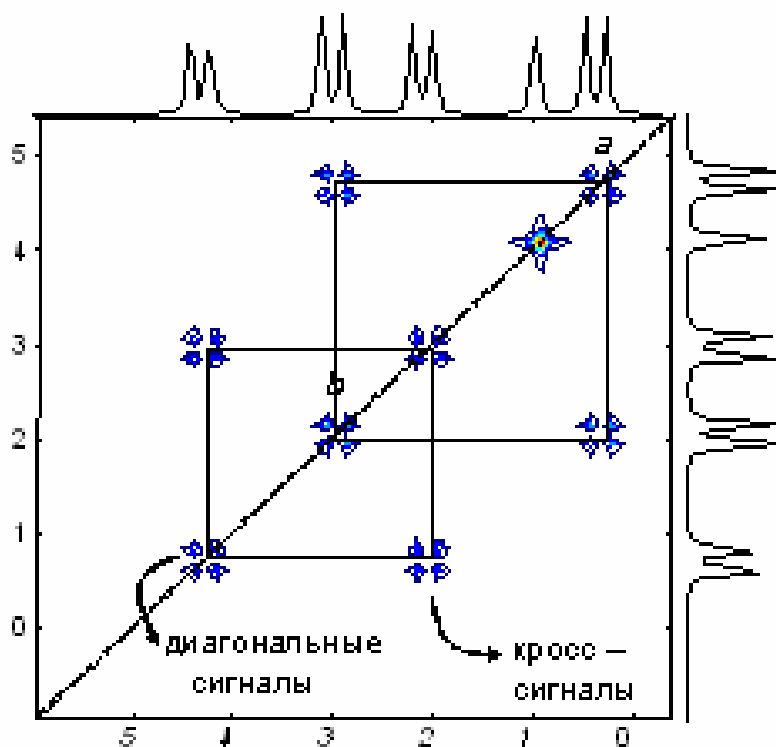


Рисунок 45 - Изображение двумерного COSY спектра исследуемого вещества

Для анализа спектра с помощью ЯМР используют основанные замечательные свойства данного метода:

- сигналы ядер атомов, входящих в определенные функциональные группы, лежат в строго определенных участках спектра;
- интегральная площадь, ограниченная пиком, строго пропорциональна количеству резонирующих атомов;
- ядра, лежащие через 1- 4 связи, способны давать мультиплетные сигналы в результате т. н. расщепления друг на друге.

Сейчас разрабатываются методы, позволяющие обрабатывать ЯМР-спектры биологических жидкостей и определять их химический состав (моча, плазма крови, кровь). По анализу состава делается диагноз заболевания или регистрируется динамика изменения химического состава исследуемой жидкости в процессе лечения.

## 5.5 Радионуклидная диагностика

В отличие от других методов визуализации, когда получение изображения основано на фиксировании излучения, пропущенного через тело больного либо отраженного телом, радионуклидная диагностика определяется регистрацией излучения, испускаемого находящимися внутри пациента радиоизотопами.

*Принцип метода.* Наиболее распространенной методикой радионуклидного исследования является радиоизотопное сканирование, которое заключается в детектировании с помощью гамма-камеры излучения над исследуемой анатомической областью или телом пациента после внутривенного (в редких случаях после ингаляции) введения ему радиофармацевтических препаратов (РФП). В состав РФП входит радионуклид — нестабильный атом, спонтанно распадающийся с выделением энергии и молекула — носитель, которая определяет распространение препарата в теле пациента.

С целью визуализации используются радионуклиды, испускающие гамма-фотоны, так как альфа- и бета-частицы обладают низкой способностью к прохождению через ткани. Энергия фотонов радиофармпрепарата должна быть около  $150 \text{ кэВ}$ , что, с одной стороны, обеспечивает хорошую проникающую способность, а с другой — полное поглощение фотонов детекторами. Основные характеристики радиоизотопов, применяемых для диагностики эндокринных заболеваний, приведены в таблице 1.

Молекула-носитель, используемая для визуализации эндокринных органов, обычно представляет собой вещество, которое является частью метаболической цепочки или имеет сродство к специфическим рецепторам желез внутренней сек-

реции. Так, использование в качестве молекулы-носителя производных холестерина (например, 6-р-йодометил-19 порхолестерол), которые включаются в синтез стероидов, позволяет визуализировать корковое вещество надпочечников, а введение больному меченого радионуклидом аналога соматостатина (пентетреотид, октреотид) служит надежным методом визуализации большого числа эндокринных опухолей, имеющих соматостатиновые рецепторы.

Таблица 1 - Характеристика радионуклидов, наиболее часто используемых при диагностике эндокринных заболеваний

Радионуклид	Энергия квантов кэВ	Тип излучения	Период полураспада	Клиническое применение
Технеций-99m	140	$\gamma$	6ч	Щитовидная железа, околощитовидные железы
Йод-131	360	$\beta$ -, $\gamma$	8,14 сут	Щитовидная железа
Йод-123	160	$\gamma$	13ч	Корковое вещество
Индий-111	173,25	$\gamma$	2,8 сут	Надпочечников
Таллий-201	140	рентген.	73ч	Околощитовидные железы,
Селен-75	140-270	лучи, $\gamma$	121 день	корковое вещество надпочечников околощитовидные железы, корковое вещество надпочечников

Идеальный РФП должен характеризоваться не только преимущественным распространением в пределах обследуемого органа, но и иметь период полураспада, равный примерно 1/3 продолжительности радиоизотопного сканирования. Последний фактор позволяет ограничить лучевую нагрузку на пациента временными рамками проводимого исследования. К способам, уменьшающим лучевую нагрузку на пациента при применении сцинтиграфии, относятся: прием раствора Люголя с целью блокады щитовидной железы перед введением радиоизотопов йода при исследовании надпочечников, а также использование слабительных средств после окончания процедуры (в случае введения изотопов, выводящихся через желудочно-кишечный тракт).

### 5.5.1 Виды радионуклидных исследований

- радиография – метод оценки функции органа посредством внешней графической регистрации изменений радиоактивности над ним. В настоящее время этот метод применяется в основном для изучения состояния почек – радиоренография. Два сцинтиграфических детектора регистрируют излучение над правой и левой почками, третий – над сердцем. Проводят качественный и количественный анализ полученных ренограмм.

- сцинтиграфия - исследования с помощью гамма-камеры или сцинтиляционной камерой. Основным ее компонентом является дисковидный сцинтиляционный кристалл йодида натрия большого диаметра (около 60 см). Этот кристалл является детектором, улавливающим гамма-излучение, испускаемое РФП. Перед кристаллом со стороны пациента располагается специальное свинцовое защитное устройство – коллиматор, определяющий проекцию излучения на кристалл. Параллельно расположенные отверстия на коллиматоре способствуют проецированию на поверхность кристалла двумерного отображения распределения РФП в масштабе 1:1. Гамма-фотоны при попадании на сцинтиляционный кристалл вызывают на нем вспышки света (сцинтилляции), которые передаются на фотоумножитель, генерирующий электрические сигналы. На основании регистрации этих сигналов реконструируется двумерное проекционное изображение распределения РФП. Окончательное изображение может быть представлено в аналоговом формате на фотопленке. Однако большинство гамма-камер позволяют создавать и цифровые изображения. Создание цифровых изображений является необходимым для проведения динамических и томографических исследований.

- эмиссионная гамма- томография является методом радиационной интроскопии. Она основана на введение в организм с диагностической целью биологически активного препарата, меченого радионуклидом, регистрации испускаемого этим радионуклидом  $\gamma$  - излучения, обработке и интерпретации результатов этих измерений. Меченый индикатор ведет в организме самостоятельное кодирование

глубинной морфологической и физиологической информации в виде изменений количества индикатора во времени и в пространстве. Она в свою очередь делится:

- однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ);
- позитронно-электронная томография (ПЭТ).

Радионуклидные методы позволяют проводить системный анализ различных сторон жизнедеятельности организма, что не может дать ни один другой способ интроскопии. Она позволяет выявить индивидуальные особенности патологического процесса и реакций организма, способствует планированию и осуществлению индивидуальной терапии.

### **5.5.2 Однофотонная эмиссионная томография**

Однофотонная эмиссионная компьютерная томография особенно широко используется в кардиологической и неврологической практике. Метод основан на вращении вокруг тела пациента обычной гамма-камеры. Регистрация излучения в различных точках окружности позволяет реконструировать секционное изображение. Предельные параметры: разрешение 0,2 п.л./мм, толщина слоя - единицы см, время одного оборота - десятки секунд. При однофотонной томографии используют средне- и короткоживущие радионуклиды ( $^{99}\text{Tc}$ -техниций,  $^{201}\text{Tl}$ -таллий и др.). Главное достоинство ОФЭКТ состоит в возможности исследования динамики органа, его эвакуаторной и накопительной функции.

### **5.5.3 Позитронно-электронная томография**

Позитронно-электронная томография (ПЭТ), она же **двухфотонная эмиссионная томография** — радионуклидный томографический метод исследования внутренних органов человека или животного. Она отличается от однофотонной эмиссионной радиоизотопной томографии тем, что для ее реализации необходимы химфармпрепараты, которые содержат радиоактивные изотопы, излучающие позитроны или гамма-кванты с энергией гамма-излучения более 1024 кэВ. Взаимодейст-



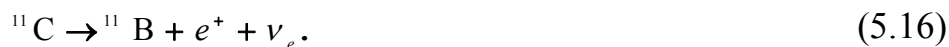
вух с тканями организма, каждый первичный квант создает две частицы: электрон и позитрон, что в дальнейшем приводит к одновременному образованию двух гамма-квантов, вылетающих в противоположные стороны. В позитронно-эмиссионном томографе происходит регистрация этих гамма-квантов с помощью нескольких колец детекторов, окружающих пациента. Типичный временной интервал для одновременной регистрации двух  $\gamma$ -квантов составляет  $\Delta t = 10-50$  нс (точность – 10%). Возникает возможность вычислять точную координату их возникновения, т.е. строить изображение математическими методами восстановления.

Одним из направлений ПЭТ является использование свойства неустойчивости ядер ультракоротко живущих изотопов, в которых количество протонов превышает количество нейтронов ( $^{15}\text{O}_2$ ,  $^{18}\text{F}$  и др.). При переходе ядра в устойчивое состояние оно излучает позитрон, который проходит в окружающих тканях расстояние, равное 1-3 мм, теряя энергию при соударении с другими молекулами. В момент остановки позитрон соединяется с электроном, происходит их аннигиляция: масса обеих частиц переходит в энергию - излучаются два высокоэнергетических гамма-кванта, разлетающихся в противоположные стороны под углом  $180^\circ$ .

**Аннигиляция** — реакция превращения частицы и античастицы при их столкновении в какие-либо иные частицы, отличные от исходных. Наиболее изученной является аннигиляция электрон-позитронной пары. При низких энергиях сталкивающихся электрона и позитрона, а также при аннигиляции их связанного состояния — позитрония — эта реакция аннигиляции даёт в конечном состоянии два или три фотона, в зависимости от ориентации спинов электрона и позитрона. При энергиях порядка нескольких МэВ становится важной и многофотонная аннигиляция электрон-позитронной пары. При энергиях порядка сотен МэВ в процессе аннигиляции электрон-позитронной пары рождаются в основном адроны. Изучалась также и аннигиляция протон-антипротонной и нейтрон-антинейтронной пар.

**Позитронный распад** — тип бета-распада, также иногда называемый «**бета-плюс-распад**» ( $\beta^+$ -распад), «**эмиссия позитронов**» или «**позитронная эмиссия**». В  $\beta^+$ -распаде один из протонов ядра превращается посредством слабого взаимодействия в нейтрон, позитрон и нейтрино. Многие изотопы испускают позитроны, в том

числе углерод-11, азот-13, кислород-15, фтор-18, иод-121. Например, в следующем уравнении рассматривается превращение посредством  $\beta^+$ -распада углерода-11 в бор-11 с испусканием позитрона  $e^+$  и нейтрино  $\nu_e$ :



Процесс позитронного распада всегда конкурирует с электронным захватом, который имеет энергетический приоритет, но как только энергетическая разница исчезает, коэффициент ветвления реакции сдвигается в сторону позитронного распада. Для того, чтобы позитронный распад мог происходить, разница между массами распадающегося и дочернего атомов  $Q_\beta$  должна превосходить удвоенную массу электрона (т.е.  $Q_\beta > 2m_e = 2 \times 511 \text{ кэВ} = 1022 \text{ кэВ}$ ). В то же время электронный захват может происходить при любой положительной разнице масс. Спектр кинетической энергии позитронов, испускаемых ядром в позитронном распаде, непрерывен и лежит в диапазоне от 0 до  $E_{\max} = Q_\beta - 2m_e$ . В этом же диапазоне лежит энергия излучаемых нейтрино. Сумма кинетических энергий позитрона и нейтрино равна  $E_{\max}$ . Позитрон почти мгновенно аннигилирует с одним из электронов окружающего распавшийся атом вещества, излучая два аннигиляционных гамма-кванта с энергией 511 кэВ и противоположно направленным импульсом, разлетающихся под углом  $180^\circ$ , регистрация которых осуществляется датчиками системы (см. рисунок 46). Детектирование этих гамма-квантов позволяет легко восстановить точку аннигиляции, поэтому изотопы, испытывающие позитронный распад, используются в позитронно-эмиссионной томографии. Позитроны возникают при позитронном бета-распаде радионуклида, входящего в состав радиофармпрепарата (РФП), который вводится в организм перед исследованием. Если два детектора одновременно регистрируют сигнал, можно утверждать, что точка аннигиляции находится на линии, соединяющей детекторы. После реконструкции накопленных данных (которыми являются пары датчиков, одновременно зарегистрировавших разлетающиеся  $\gamma$  – кванты) получается псевдотрехмерное (разделенное на трансаксиальные, т.е. параллельные плоскостям колец датчиков срезы) изображения накопления трейсера.

Потенциал ПЭТ в значительной степени определяется арсеналом доступных меченых соединений — радиофармпрепаратов (РФП). Именно выбор подходящего РФП позволяет изучать с помощью ПЭТ такие разные процессы, как метаболизм, транспорт веществ, лиганд-рецепторные взаимодействия, экспрессию генов и т. д. Использование РФП, относящихся к различным классам биологически активных соединений, делает ПЭТ достаточно универсальным инструментом современной медицины. Поэтому разработка новых РФП и эффективных методов синтеза уже

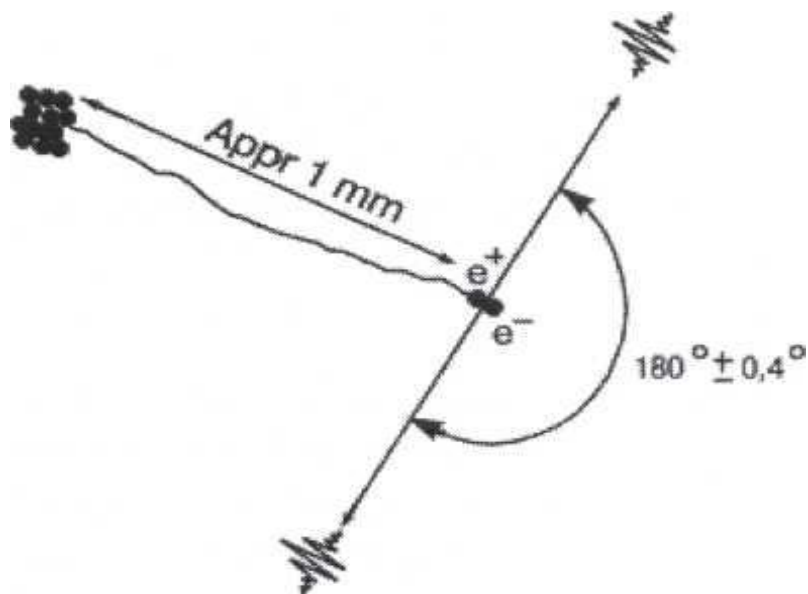


Рисунок 46 - Схема позитронно-эмиссионной томографии

зарекомендовавших себя препаратов в настоящее время становится ключевым этапом в развитии метода ПЭТ. На сегодняшний день в ПЭТ в основном применяются позитрон-излучающие изотопы элементов второго периода периодической системы, которые в большом количестве представлены в живых биологических системах: углерод -  $^{11}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 20,4$  мин.), азот -  $^{13}\text{N}$  ( $T_{1/2} = 10$  мин.), кислород -  $^{15}\text{O}$  ( $T_{1/2} = 2$  мин.) и фтор -  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 110$  мин.). Эти элементы могут замещать стабильные изотопы, имеющиеся в норме в биологических молекулах, и при этом не изменять физиологических характеристик этих молекул. Изотопы, испускающие позитроны, обычно обладают настолько высокой удельной радиоактивностью, что для получения интересующей информации, бывает достаточно очень незначительного количества РФП. Относительно короткий период полураспада изотопов, используемых в ПЭТ, способствует снижению дозы облучения и позволяет проводить повторные исследования

ния через короткие промежутки времени. В качестве примера можно привести препарат  $^{18}\text{F}$  - флуородиоксиглюкоза (ФДГ), в которой водород в молекуле глюкозы заменен изотопом  $^{18}\text{F}$ . Фтор-18 обладает оптимальными характеристиками для использования в ПЭТ: наибольшим периодом полураспада и наименьшей энергией излучения. С одной стороны, относительно небольшой период полураспада  $^{18}\text{F}$  позволяет получать ПЭТ-изображения высокой контрастности при низкой дозовой нагрузке на пациентов. Низкая энергия позитронного излучения обеспечивает высокое пространственное разрешение ПЭТ-изображений. С другой стороны, период полураспада  $^{18}\text{F}$  достаточно велик, чтобы обеспечить возможность транспортировки РФП на основе  $^{18}\text{F}$  из централизованного места производства в клиники и институты, имеющие ПЭТ-сканеры (т. н. концепция спутников), а также расширить временные границы ПЭТ-исследований и синтеза РФП. Примером естественного субстрата является вода, меченная  $^{15}\text{O}$  ( $\text{H}_2^{15}\text{O}$ ).

Характер накопления РФП зависит от его свойств. Например,  $\text{H}_2^{15}\text{O}$  распределяется пропорционально мозговому кровотоку (МК). Для оценки МК используются агенты, свободно проникающие через гематоэнцефалический барьер. Эти вещества называются потокозависимыми, поскольку их накопление в веществе мозга определяется скорее МК, чем диффузией РФП в вещество мозга. При этом обычно используют различные модификации методики Кети-Шмита, в котором МК оценивают по степени накопления и вымывания препарата на капиллярном уровне. Был разработан метод исследования кровотока при непрерывной ингаляции  $^{15}\text{O}$ . В этом случае устойчивая концентрация  $\text{H}_2^{15}\text{O}$  в мозге определяется уровнем МК и периодом полураспада  $^{15}\text{O}$  (2 мин). Синтез РФП для исследования рецепторов гораздо сложнее, чем производство  $\text{H}_2^{15}\text{O}$  или ФДГ. Конечный продукт такого синтеза должен обладать высокой удельной активностью, быть стерильным, химически и радиохимически чистым. Также необходимо, чтобы распределение РФП как можно меньше зависело от МК и транспорта через гематоэнцефалический барьер.

В промышленно развитых странах в настоящее время уделяется внимание созданию при крупных медицинских учреждениях центров позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), включающих в свой состав помимо позитронно-

эмиссионного томографа малогабаритный циклотрон для производства позитрон излучающих ультракороткоживущих радионуклидов (углерод -  $^{11}\text{C}$  , азот -  $^{13}\text{N}$ , кислород -  $^{15}\text{O}$  и фтор -  $^{18}\text{F}$  и др.) на водных и газовых мишенях. Радионуклиды, являющиеся источниками позитронов, обеспечивают количественную, локализованную, функциональную и биохимическую информацию о состоянии систем и органов. Так как время жизни этих изотопов очень мало, что исключает их транспортировку и длительное хранение, возникает необходимость их производство в непосредственной близости от томографа. Позитронные радионуклиды нарабатываются

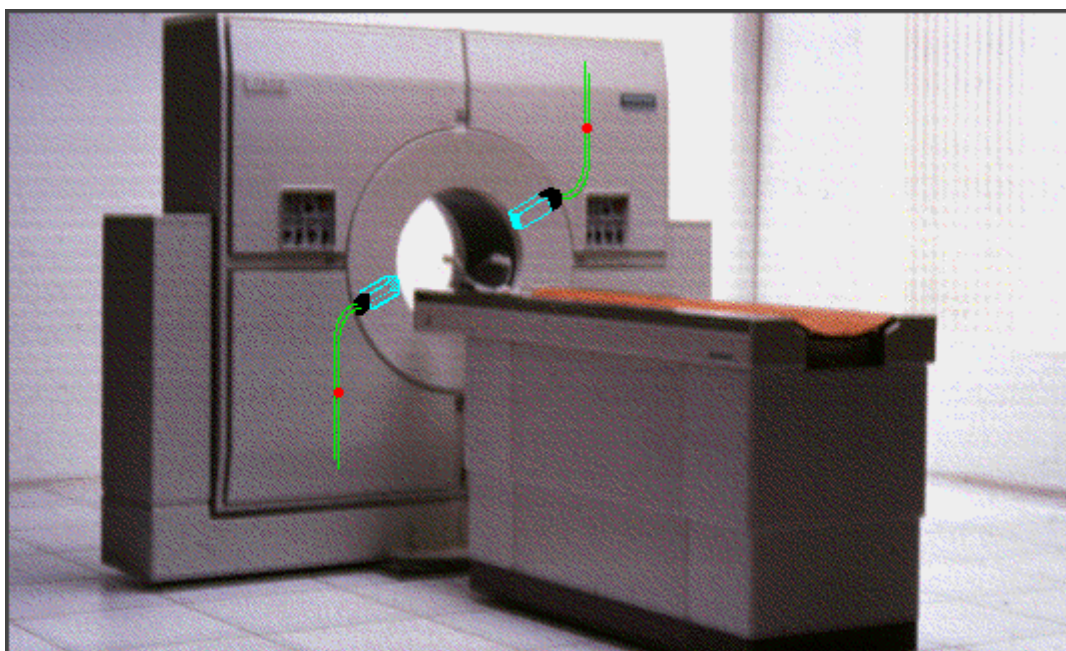


Рисунок 47 - Внешний вид позитронно-электронного томографа

в защищенном помещении на циклотроне с максимальной активностью по каждому изотопу в отдельности в последовательности, которая определяется клинико-диагностическими целями. Технологический процесс производства ультракороткоживущих радионуклидов состоит из следующих процессов:

- подготовки мишени;
- облучение мишенного вещества пучком протонов с энергией 11 МэВ;
- извлечение мишеней и транспортировки облученного мишенного вещества в защитные боксы радиохимической лаборатории для выделения активного

материала и использования его для дальнейшего синтеза радиофармпрепаратов и меченых соединений.

Синтез веществ осуществляется в автоматическом режиме в лаборатории с использованием автоматизированных блоков и дистанционно-управляемых устройств. При этом радиофармсоединения фасуются в вакуумируемые флаконы и помещаются в защитные контейнеры. Перед отправкой препаратов для радиодиагностических исследований они проходят проверку качества на радиохимическую и химическую чистоту в лаборатории контроля качества. Все процедуры должны быть проведены в крайне сжатые сроки.

#### **5.5.4 Структура и этапы гамма-томографического процесса**

Для корректного проведения исследований с использованием радионуклидов и получения диагноза заболеваний необходимо выполнить следующую последовательность действий и операций:

1) задание исследуемого объекта, его параметров и формирование целей исследований.

Исследуемые объекты - различные органы или физиологические процессы одного и того же органа (например, кровоснабжение или вентиляция легких). Должны быть оговорены, какие именно параметры исследуемого объекта подвергаются измерениям и в каком количестве (например, количество или концентрация реактивного препарата), функциональные параметры (время прохождения препарата). Измеряются обычно двумерная или одномерная проекция этих параметров, а также их 3 – мерное распределение.

2) выбор вида РФП, который осуществляет кодирование физиологической информации в виде характеристик изменения его количества (или концентрации) в пространстве или во времени.

В медицине индикаторами являются активные органические или неорганические соединения, белковые тела, антигены или антитела, форменные элементы крови и т.д. В задачах, связанных с отображением параметров исследуемого объекта,

должны использоваться только органотропные препараты. Роль активной метки играют радионуклиды, введенные в организм, а  $\gamma$ -излучение этих нуклидов является переносчиком кодированной информации от объекта к измерительному комплексу. Чаще используются моноэнергетические  $\gamma$ -излучатели (напр.  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{131}\text{I}$  и т.д.).

3) считывание информации – это перекодировка информации: т.е. измерение характеристик поля  $\gamma$ -излучения, преобразование их в соответствующую систему электрических сигналов, анализ и группировку этих сигналов по амплитудным, частотным и пространственно-координатным признакам.

Считанная информация делится на классы по количеству измеряемых физических параметров регистрируемого излучения:

- I класс –пространственные координаты  $r$ , угол  $\Omega$ , энергию  $E$  либо время  $t$ .

Это используется в следующих методах:

I.1 Гамма – томография – сканирование, сцинтиграфия с помощью гамма-камер Анкера и автофлюороскопа, основанные на измерении потока  $\gamma$ -квантов в зависимости от координат детектора  $n(r)$ .

I.2 Сцинтиграфия с коллиматором типа Нинхол, основанная на измерении потока в зависимости от угла падения  $\gamma$ -квантов на детектор  $n(\Omega)$ .

I.3 Спектрометрический метод – основанный на измерении гамма спектров  $n(E)$  от исследуемого объекта и основанный на решении интегрального уравнения, связывающего этот спектр с пространственным распределением радионуклидов

- II класс. Регистрация двух физических параметров.

II.1 Эмиссионная томография – основанная на измерении функций  $n(r, \Omega)$  и  $n(\Omega, t)$  и методы с применением позитронных и каскадных  $\gamma$ -излучателей, основанные на измерении функций  $n(r, t)$ .

- III класс . Использование трех параметров излучения.

III.1 измерение функций  $n(r, \Omega, t)$  на эмиссионном компьютерном томографе, а также методы, основанные на измерении функций  $n(r, \Omega, E)$ ,  $n(r, E, t)$ ,  $n(\Omega, E, t)$ .

- IV класс. Не известные пока методы, основанные на измерении функций  $n(r, \Omega, E, t)$ .

4) обработка информации. Это декодирование информации, т.е. обработку в результате измерений изображений с целью его визуальной или машинной интерпретации.

Последовательность действий:

4.1 Предварительная обработка (сглаживание статистических шумов, корреляция нелинейности в преобразовании сигналов и неоднородностей кристалла, поправки на радиоактивный распад и т.д.)

4.2 Контрастирование изображений (вычитание фона, усиление контраста изображения, алгебраическое сложение проекций, выделение контуров и цветовая градация изображения и т. Д.)

4.3 Свертка информации (определение профилей гистограмм, «центра масс», суммарного количества импульсов и т.д.).

4.4. Привлечение дополнительной информации, не содержащейся в гамма-томографе (использованием рентгеновских, ультразвуковых и других методов) для уменьшения возможной неоднозначности при интерпретации или получения новой информации.

4.5 Восстановление изображения (с целью устранения размывающего влияния функции чувствительности детектора и дыхательной экскурсии органов).

5) интерпретация результатов исследования.

Его результат – это диагностическое заключение.

## **5.6 Нейтронная радиография с деполяризационным контрастом**

Проблема визуализации тонких деталей из магнитных материалов в непрозрачных объектах, изучение распределение магнитного поля в магнитных системах, а также наблюдение магнитных неоднородностей в веществе, например сосуществование магнитной и немагнитной фаз и доменной структуры ферромагнетиков довольно сложна. Для изучения этих явлений используется нейтронная радиография.



В нейтронной радиографии изображение внутренней структуры объекта получается вследствие различного ослабления нейтронного пучка в разных участках объекта. Магнитные неоднородности, как правило, контраста за счет ослабления не дают и на изображении остаются невидимыми. В то время прохождение поляризованного пучка нейтронов через магнитнеоднородные среды сопровождается сильным эффектом деполяризации и измерение этих эффектов является одним из способов определения таких характеристик неоднородностей, как среднеквадратичный размер и намагниченность.

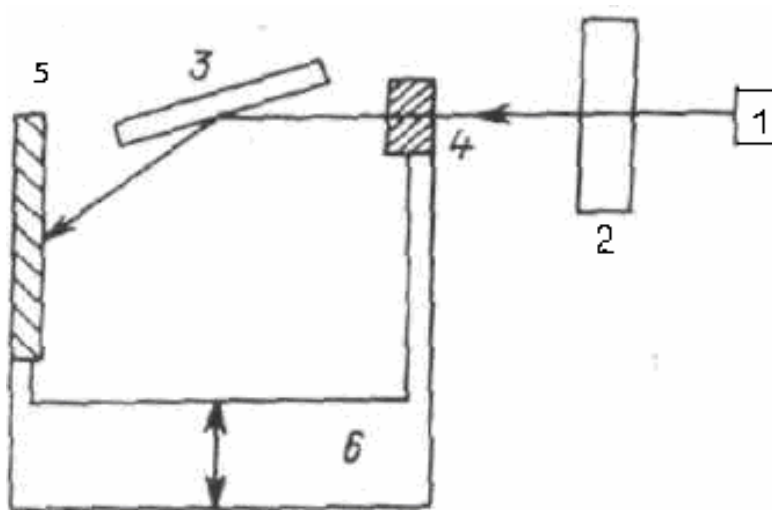


Рисунок 48 - Схема эксперимента:  
 1- полярирующий нейтронвод,  
 2- спин-флипер,  
 3- зеркало-анализатор,  
 4- объект,  
 5 кассета с пленкой,  
 6-механизм сканирования

При прохождении поляризованного нейтронного пучка через объект, содержащий магнитные неоднородности, возможна неодинаковая его деполяризация в разных участках объекта. Так наблюдалась пространственно неоднородная деполяризация пучка при прохождении через ферромагнетик вблизи точки Кюри. Для таких объектов интенсивность пучка, прошедшего через анализатор, становится функцией координат точки, через которую проходит пучок. Таким образом, на выходе анализатора может быть сформировано изображение объекта, в котором контраст связан с пространственно неоднородной деполяризацией пучка (см. рисунок 48). При проведении эксперимента узкий пучок поляризованных нейтронов шириной 0,2 мм и высотой 40 мм пропускали через объект. После пучок падал на анализатор поляризации – намагниченное железо-кобальтовое зеркало с титан-гадолиниевым подслоем. Это зеркало отражает нейтроны с магнитными моментами, параллельным его намаг-

ниченности, а не отразившиеся нейтроны поглощаются подслоем. После анализатора пучок регистрировали рентгеновской пленкой с гадолиниевым конвертором. Для получения двумерного изображения объект и пленку синхронно смещали поперек пучка в процессе съемки с шагом 0,24 мм, время экспозиции на точке составляло 5-10 мин. Разрешение в направлении сканирования определялось шагом смещения, перпендикулярно направлению сканирования, а также вертикальной расходимостью пучка и длиной зеркала и составляло около 1 мм. В качестве объекта использовали вырезанные из железной фольги толщиной 0,1 мм цифры, запрессованные между медными пластинами толщиной по 0,3 мм. Железная фольга полностью деполяризует нейтронный пучок, через медь он проходит без изменения степени поляризации. Изменение направление поляризации производилось спин-флипером, включение которого приводило к падению интенсивности в отсутствие объекта приблизительно в двадцать раз. В зависимости от типа поляризации пучка нейтронов было получено светлопольное и темнопольное изображение объекта (см. рисунок 49). Контраст на темнопольном изображении превышает контраст на светлопольном: в случае прямой поляризации соотношение интенсивности поля и изображения равно примерно двум, в случае спин-флиперного взаимодействия примерно в десять раз.

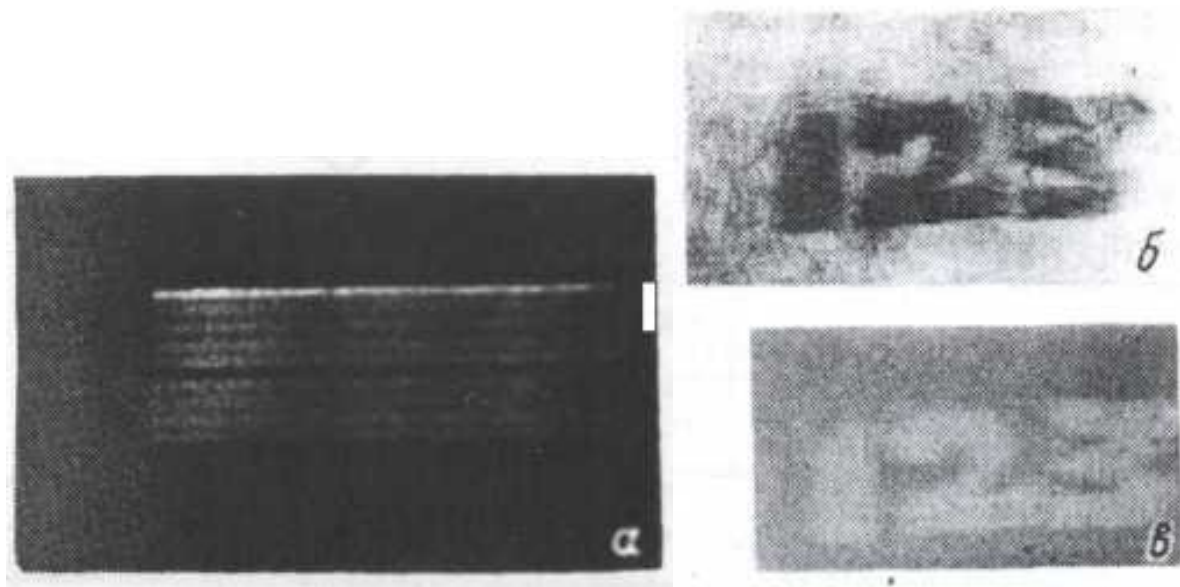


Рисунок 49 - Радиограмма модельного объекта: а-в неполяризованном пучке; б- в пучке, поляризованном параллельно намагниченности зеркала-анализатора; в- в пучке, поляризованном антипараллельно намагниченности зеркала-анализатора.

## 5.7 Контрольные вопросы

- 1 Особенности радионуклидной диагностики.
- 2 Составные части радиофармацевтических препаратов.
- 3 Радионуклиды, используемые для визуализации органов человека.
- 4 Характеристики радиофармацевтических препаратов.
- 5 Устройства, отвечающие за чувствительность в гамма-эмиссионной томографии.
- 6 Процессы, относящиеся к позитронному распаду.
- 7 На какой угол разлетаются гамма кванты, рожденные в случае электронно-позитронной аннигиляции.
- 8 Этапы процесса создания ультракороткоживущих радионуклидов.
- 9 Вещества, используемые в качестве сцинтиллятора
- 10 Технические характеристики сцинтиллятора.
- 11 Метод визуализации магнитных неоднородностей.

## Список использованных источников

- 1 Канюков, В.Н. Оптическая когерентная томография: руководство по интерпретации / В.Н. Канюков.- Оренбург: ГОУ ОГУ, 2009. -13 с.
- 2 Гладкова, Н.Д. Руководство по оптической когерентной томографии / Н.Д. Гладкова, Н.М. Шахова, А.М. Сергеев. –М.: Физматлит, 2007. -296 с.
- 3 Жорина, Л.В. Основы взаимодействия физических полей с биологическими объектами. Воздействие ионизирующего и оптического излучения: учебное пособие для вузов / Л.В. Жорина, Г.Н. Змиевский. –М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. -240 с.
- 4 Левин, Г.Г. Оптическая томография/Г.Г. Левин. -М.: Радио и связь, 1989. -224с.
- 5 Оценков, П.К. Интроскопия / П.К. Оценков, А.П. Меркулов. –М.: Знание, 1967. -48 с.
- 6 Грузман, И.С. Математические задачи компьютерной томографии / И.С. Грузман. Соросовский образовательный журнал, -2001, -Т.7. -№ 5. –С.117-121.
- 7 Natterer, Frank, The Mathematics of Computerized Tomography (Classics in Applied Mathematics, 32), Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 2001. ISBN 0-89871-493-1
- 8 Левшин Л.В., Оптические методы исследования молекулярных систем: в 2ч. Ч.1: Молекулярная спектроскопия / Л.В. Лёвшин, А.М. Салецкий. – М.: Изд – во МГУ, 1994. – 320 с.
- 9 Гуров И.П. Оптическая когерентная томография/ И.П. Гуров. - Режим доступа: // <http://ysa.ifmo.ru/data/publications/BOOK007/paper001.pdf>
- 10 Оптическая когерентная томография. – Режим доступа: [http://iapras.ru/science/ndo/optcoger\\_tomog.html](http://iapras.ru/science/ndo/optcoger_tomog.html)
- 11 Онкологические заболевания. – Режим доступа: <http://onko.front.ru/m6.htm>
- 12 Гюнтер, Х. Введение в курс спектроскопии ЯМР: пер. с англ. / Х. Гюнтер. -М.: Мир, 1984. - 478 с.

13 Lauterbur P.C. All science is interdisciplinary — from magnetic moments to molecules to men // Les Prix Nobel. The Nobel Prizes 2003. - Nobel Foundation, 2004. - p. 245-251.

14 Мэнсфилд, П. Быстрая магнитно-резонансная томография / П. Мэнсфилд // Успехи физических наук, -2005. -Т. 175, -№ 10, -С. 1044-1052.

15 Конов, В.И. Фундаментальные достижения оптики и лазерной физики в медицине / В.И. Конов, В.В. Осико, И.А. Щербаков // Вестник Российской Академии наук, - 2004. - Т. 74. -№ 2. - С. 99-113.