# ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

# МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Г.А. Федоров

# ОДНОФОТОННАЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТОМОГРАФИЯ

Учебное пособие

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии» в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 616-073.756.8 (075) ББК 53.6я7 Ф 33

Федоров Г.А. Однофотонная вычислительная томография: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. 204 с.

Рассмотрены физико-математические основы методов вычислительной томографии при использовании ионизирующих излучений в медицине. К этим методам относятся трансмиссионная рентгеновская вычислительная томография (PBT), однофотонная (ОФЭВТ) и позитронная (ПЭВТ), или двухфотонная эмиссионная вычислительная томография. Областью наиболее впечатляющих достижений при использовании перечисленных методов стала диагностическая радиационная медицина (рентгенология, ядерная медицина), являющаяся составной частью медицинской радиологии.

В пособии описаны некоторые технические аспекты применения томографических методов и рассмотрены физические параметры, влияющие на качество изображений при пошаговой, спиральной и многосрезовой спиральной РВТ и ОФЭВТ. Рассмотрены также вопросы лучевой нагрузки на пациентов при использовании этих методов.

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальности «Медицинская физика» и может быть использовано для подготовки студентов по специальностям «Биотехнические и медицинские аппараты и системы» и «Инженерное дело в медико-биологической практике», а также представлять интерес для аспирантов, медицинских физиков и всех желающих приобрести знания в области томографических методов в медицинской интроскопии.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. В.Н. Беляев

ISBN 978-5-7262-0979-1

© Московский инженернофизический институт (государственный университет), 2008

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	7
Глава 1. Физические основы методов визуализации	11
1.1. Взаимодействие фотонов со средой	11
1.2. Распространение фотонов в среде	15
1.3. Общая схема получения основного уравнения	
вычислительной томографии	19
Глава 2. Физико-математические основы	21
21. Историцескоя справка	21 21
2.1. Историческая справка	
2.2. Прадиционная рентеновская томография	20
2.5. Преобразование Радона	
2.4. Метод двумерной фильтрации	33
2.5. Метод фурье-синтеза	42
2.6. Метод фильтрованных ооратных проекции	10
(метод одномернои фильтрации)	40
2.7. Алгеораические методы	50
Глава З. Плактические аспекты рентгеновской	
вычислительной томографии	53
3.1. Типичная конфигурация компьютерного томографа	53
3.2. Поколения КТ.	55
3.3. Источники рентгеновских фотонов, коллиматоры, фильтры и детекторы.	64
3.3.1. Рентгеновские излучатели	64
3 3 2. Коллиматоры фильтры и защитные устройства	66
3 3 3 Летекторы	67
3 4 Контроль качества изображения	68
3.5. Лругие практические аспекты компьютерной томографии	69
3 5 1 Веерная и конусная геометрия измерений	
3 5 2 Лискретизация измерений	70
3 5 3 Учет полихроматичности рентгеновского излучения	73
354 Квантовый шум	76
3 5 5 Пространственное разрешение	79
2.6. Накотор на особаниюти спирати ной DPT	ر ب ۸۷
3.6.1 Метолика спиральной РВТ	04 8/
3.6.2. Особенности реконструкции изображений в спират ной DDT	04
2.7. Пинерод наприли при DDT	05
5.7. Лучевая нагрузка при РВ1	89

Глава 4. Методы формирования и контроля изображений	
гамма-излучающих объектов	99
4.1. Историческая справка	99
4.2. Принцип работы и комплектация медицинских гамма-камер	102
4.3. Основные физические характеристики медицинских гамма-камер	108
4.4. Радиофармацевтические препараты	117
4.5. Однофотонная эмиссионная томография	124
4.6. Интегрально-кодовая томография	
4.6.1. Принцип получения продольных томограмм	
при использовании интегрально-кодовых систем измерений	125
4.6.2. Периодические (0, 1)-псевдослучайные последовательности	
и таблицы и кодирующие устройства на их основе	131
4.6.3. Метод фокусных плоскостей	135
4.6.4. Аппаратная функция ИКСИ	137
4.6.5. Расширенные псевдослучайные последовательности	
и двумерные кодирующие коллиматоры на их основе	143
Глава 5. Трансаксиальная однофотонная	
эмиссионная вычислительная томография	147
5.1. Экспоненциальное преобразование Радона	147
5.2. Приближенные методы обращения экспоненциального	
преобразования Радона	150
5.3. Метод фурье-синтеза	155
5.4. Метод фильтрованных обратных проекций	159
5.5. Метод двумерной фильтрации	163
Глава 6. Практические аспекты эмиссионной	
вычислительной томографии	
6.1. Медицинские гамма-камеры	165
6.2. Аппаратная функция	179
6.3. Однофотонная эмиссионная томография	
с позитронными радиофармпрепаратами	
6.4. Комбинированные системы фотонной визуализации	
6.5. Регламентация облучения	189
Заключение	192
Условные обозначения	194
Некоторые термины и определения	
Список рекомендуемой литературы	202

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Получение изображений внутренней анатомической структуры органов и тканей человека и исследование их функций в норме и при патологии являются фундаментальными для медицинской науки. Диагностика заболеваний, лечение и управление терапевтическими процедурами, в том числе лучевая терапия, хирургия, анализ результатов лечения должны основываться на данных, полученных медицинской визуализацией. Некоторые хирургические операции и медицинские процедуры необходимо выполнять при визуализации определенных органов и тканей пациента, а также применяемых материалов и инструментов. При этом количество радиологических исследований с использованием ионизирующих излучений несколько превышает количество не радиологических, включая видеоинформационные эндоскопические системы, исследований.

Применение рентгеновской вычислительной томографии (PBT), или компьютерной томографии (традиционное, но менее обоснованное название) обусловлено высокой клинической значимостью метода. Особенно это справедливо для последних модификаций PBT – спиральной (CPBT) и многосрезовой спиральной (MCPBT). Для различия в обозначениях метода PBT и реализующего этот метод приборов первых пяти поколений будем традиционно называть последние компьютерными томографами (КТ), а спиральные и многосрезовые спиральные КТ новых поколений соответственно СКТ и МСКТ.

В настоящее время PBT является методом выбора экстренной диагностики в *неврологии* и полностью преобразила диагностические алгоритмы в *ангиологии* и *кардиологии*. Трудно переоценить применение PBT в *травматологии*. Современный травматологический пункт (приемное отделение больницы) в развитых странах невозможно представить без рентгеновского вычислительного (компьютерного) томографа, незаменимого при черепно-мозговых травмах и травмах других жизненно важных органов и тканей. МСРВТ является методом выбора для дифференциальной диагностики *органов брюшной полости* и забрюшинного пространства и весьма эффективна в урологии.

Актуальной является проблема ранней дифференциальной диагностики и планирования терапии *онкологических* заболеваний, трудно осуществимых без использования наряду с PBT таких методов визуализации, как эмиссионная вычислительная томография: однофотонная (ОФЭВТ) и позитронная (ПЭВТ) или сочетание в одной установке томографов, реализующих эти методы (ПЭТ / КТ, ОФЭКТ / КТ). Важна роль эмиссионных методов для диагностики и лечения *сердечно-сосудистых* и других заболеваний

Развитию медицинской визуализации способствовало техническое воплощение известных физических закономерностей. Рентгеновские, радионуклидные и магниторезонансные методы диагностики стали использоваться в медицине вслед за открытием рентгеновских лучей, явления радиоактивности и ядерного магнитного резонанса. Физико-математические основы методов визуализации изображений в радиационной медицине и являются основным содержанием пособия.

При его подготовке использован опыт чтения автором лекций по учебным курсам «Физика визуализации изображений в медицине» в МИФИ и «Методы и устройства визуализации в медицине» в МГИЭМ и издания в МИФИ учебных пособий: 1) «Медицинская интроскопия. Рентгеновская вычислительная томография» (2001 г.); 2) «Медицинская интроскопия. Часть 2. Однофотонная вычислительная томография» (2003 г.); 3) «Физические основы интроскопии в радиационной медицине» (2003 г.).

В первых двух пособиях представлены физико-математические основы трансмиссионной и эмиссионной вычислительной томографии и некоторые технические аспекты применения медицинских вычислительных томографов. В третьем пособии сокращено изложение математического аппарата РВТ и ОФЭВТ, но описаны широко распространенные традиционные и развивающиеся нетомографические (в том числе цифровые) методы визуализации в радиационной медицине и технические аспекты их реализации.

В настоящем пособии более полно представлены физикоматематические и технические основы вычислительной томографии с акцентом на достижения последних лет, связанные в первую очередь с бурным развитием спиральной, многосрезовой спиральной и объемной динамической рентгеновской вычислительной томографии. Рассмотрены комбинированные системы, реализующих два разных вида визуализации в одной установке.

#### введение

Совокупность методов получения изображений внутренних частей и структур объектов, непрозрачных для видимового света, путем зондирования их проникающим излучением или наблюдения за физическими процессами, которые способны донести до наблюдателя информацию из глубины объекта называют интроскопией. Если до недавнего времени различные виды лучевой диагностики рассматривались независимо друг от друга, то в последние годы, главным образом, благодаря общности цифровых методов обработки и представления медицинских изображений методы диагностики, имеющие дело с изображениями, объединяются этим термином. В разных языках название этих методов может звучать по-разному: medical imaging, лучевая диагностика, radiology, интроскопия и др.

В соответствии с принятой Минздравом РФ в 2003 году концепцией рентгенодиагностика, радионуклидная диагностика, использование ультразвуковой и эндоскопической диагностической аппаратуры объединены в единую дисциплину, называемую лучевой диагностикой.

Различные виды интроскопии, тем не менее, целесообразно разделить на два больших класса: интроскопию с использованием ионизирующих излучений (радиационную интроскопию) и интроскопию без использования ионизирующих излучений (интроскопию ультразвуковую, с применением ядерного магнитного резонанса, инфракрасного излучения, основанную на визуализации тканей по распределению электрического импеданса и др.). Совокупность методов визуализации внутренних органов и тканей человека составляет медицинскую интроскопию. Общей особенностью методов радиационной интроскопии является облучение пациентов и персонала, которое учитывается и регламентируется.

Методы визуализации позволяют решать две, в некоторой степени независимые друг от друга, задачи. Первая задача – изучение анатомического строения человеческого тела и изменения его органов, связанные с возрастом и заболеваниями. Определяется их форма, размеры, расположение, наполнение жидкостью, наличие разрежения, холодные и горячие очаги при использовании радиофармацевтических препаратов (РФП), обусловленные новообразованиями, атрофия тканей и т.д. Второй задачей, фундаментальной для медицинской науки, является определение характеристик биотканей, т.е. тех или иных физических, физико-химических и иных свойств биотканей и характера их функционирования.

Поэтому сравнение и выбор методов интроскопии является не простой задачей, а сами методы визуализации возникли как взаимодополняющие, а не заменяющие друг друга. Дело в том, что природа такова, что два или более вида тканей могут быть одинаковы в одном каком-то физическом свойстве, но заметно отличаться в других. Например, коэффициент линейного ослабления рентгеновского излучения типичного энергетического диапазона  $\mu = 20.4$ ; 20.4 и 20.0 м<sup>-1</sup> соответственно для мышц, крови и спинномозговой жидкости, т.е. практически одинаковый, а соответственно их удельное сопротивление  $\rho = 3,0; 1,6$  и 0,65 Ом·м, т.е. существенно различается. При этом необходимо научиться понимать, как эти физические свойства отражают нормальные и патологические ткани, и для многих видов визуализации эти вопросы еще далеки от полного решения. К примеру, при диагностике и определении границ злокачественной опухоли используют последовательно КТ, ОФЭКТ и ЯМР-томографы. Закономерно, что в настоящее время сконструированы и используются гибридные (комбинированные) системы визуализации. Например, ведущие в мире компания «Филипс», «Сименс» и др. производят системы ОФЭКТ / МСКТ, ПЭТ / МСКТ, объединяющие диагностические возможности современной эмиссионной и трансмиссионной многосрезовой спиральной рентгеновской томографии.

Радиационная медицинская интроскопия является составной частью медицинской радиологии – области медицины, основанной на применении в ней ионизирующих излучений. Она включает рентгенологию и ядерную медицину. К первой относятся проекционные рентгенодиагностические системы получения изображений: рентгеноскопия, рентгенография, флюорография и др., линейная и нелинейная томография и рентгеновская вычислительная томография. Ко второй – гамма-топография, гамма-томография; однофотонная эмиссионная вычислительная томография и позитронная эмиссионная вычислительная томография.

Рентгенодиагностические системы относятся к трансмиссионным методам визуализации, при использовании которых внешнее излучение зондирует пассивный (неизлучающий) объект, частично поглощаясь и рассеиваясь в нем. Необходимое условие «полупрозрачности» обследуемого объекта становится понятным при рассмотрении двух предельных случаев. Так как тело совершенно непрозрачно для длинноволнового оптического излучения и полностью прозрачно для нейтрино, их вряд ли можно использовать в интроскопии. Другие диапазоны электромагнитного излучения, взаимодействие которых со средой может быть как резонансным, так и нерезонансным, успешно применяют для визуализации биологических тканей и структур человека.

Перечисленные выше методы ядерной медицины относятся к эмиссионным методам, при которых активный (излучающий) объект представляет собой пространственное распределение источника излучения. Источник искусственно вводится в организм человека с диагностической целью в виде РФП (наиболее часто в кровеносное русло), избирательно локализующегося в интересующих органах и тканях человека. Он может образоваться в теле человека в виде наведенной активности при облучении нейтронами и попасть в организм вследствие загрязнения окружающей среды или в результате радиационной аварии.

Вычислительная томография является один из наиболее информативных и достаточно распространенных методов радиационной интроскопии как в технике, так и в медицине. Слово «томография» происходит от двух греческих слов: тоцоо – слой и урафоо – пишу. Таким образом, оно буквально означает «писать слой», т.е. послойное исследование структуры объектов. Вычислительная томография – определение количественных характеристик х различных объектов по косвенной информации у о них. При этом требуется решать относительно x операторное уравнение вида Ax = y, где оператор А определяется природой величин x, y и методом реконструкции косвенной информации у. Этот оператор может представлять собой суперпозицию операторов, каждый из которых описывает либо физические процессы, происходящие при распространении излучения в исследуемом объекте и детекторе, либо формальные связи между регистрируемыми и определяемыми характеристиками. Оператор А может иметь различный вид в зависимости от симметрии исследуемого объекта.

На практике математическая задача реконструктивной вычислительной томографии сводится к восстановлению функции нескольких (не менее двух) переменных по известным интегралам от нее вдоль некоторых многообразий (как правило, вдоль прямых). Принципиально эта математическая задача была решена в 1917 г. И. Радоном, указавшим способ обращения интегрального преобразования, получившего впоследствии его имя (преобразование Радона). В дальнейшем значительные усилия большого числа исследователей были затрачены на разработку достаточно эффективных в вычислительном плане алгоритмов восстановления изображений и на преодоление трудностей, возникающих при исследовании и использовании реальных объектов и источников излучений.

Например, в рентгеновской вычислительной томографии немонохроматичность зондирующего рентгеновского излучения и ужесточение первичного излучения по мере его распространения в среде, а также особенности (разновидности) геометрий измерений требуют учета и усложняют задачу томографического восстановления.

В эмиссионной вычислительной томографии имеют место усложняющие математический аппарат факторы: геометрический фактор ослабление излучения и рассеяние и поглощение фотонов внутри исследуемого объекта. При пренебрежении геометрическим фактором и постулировании при ОФЭВТ постоянства известного заранее коэффициента ослабления излучения внутри объекта приводит к возникновению нового преобразования, так называемого экспоненциального интегрального преобразования Радона. Первоначально в ОФЭВТ использовали приближенные методы его обращения, а аналитические методы были разработаны только в 1979-1981 гг.

При использовании методов обращения преобразований Радона предполагается возможность наблюдения (зондирования) объекта во всех направлениях (например, круговая  $\pi$ -геометрия измерений при РВТ и  $2\pi$ -геометрия при ОФЭВТ для получении трансаксиальных сечений). Если эти условия не выполняются, возникает фундаментальная проблема реконструкции объекта по неполным проекционным данным, характерная для планарной томографии (получение корональных и сагиттальных сечений). Решению этой задачи посвящено большое количество работ, но она остается до конца не решенной и к настоящему времени.

## Глава 1

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

#### 1.1. Взаимодействие фотонов со средой

Физической основой методов визуализации внутренней структуры объектов при использовании фотонов являются закономерности их взаимодействия со средой. В области энергий фотонов от 20 кэВ до 10 МэВ, к которой относятся рентгеновское излучение и гамма-кванты изотопных и реакторных источников, основными процессами взаимодействия с веществом являются фотоэлектрический эффект, когерентное и некогерентное рассеяние и образование электроннопозитронных пар. Вклад этих процессов в ослабление излучения веществом характеризуется соответствующими линейными  $\tau$ ,  $\sigma$ ,  $\chi$  или массовыми (линейными, деленными на плотность вещества)  $\tau_m$ ,  $\sigma_m$ ,  $\chi_m$  – коэффициентами ослабления. Поэтому линейный (массовый) коэффициент ослабления, являющийся отношением доли фотонов данной энергии, претерпевших взаимодействие при прохождении элементарного пути в среде, к длине этого пути, есть  $\mu = \tau + \sigma + \chi$ ;

 $\mu_m = \tau_m + \sigma_m + \chi_m \,.$ 

Так как линейный коэффициент ослабления µ выражает вероятность взаимодействия фотонов со средой, его также называют эффективным сечением взаимодействия.

При атомном фотоэффекте падающий фотон передает всю энергию одному из электронов атома, обычно расположенному близко к ядру. Последний выбивается из атома. При этом кинетическая энергия фотоэлектрона равна энергии поглощенного фотона за вычетом энергии связи электрона на данной оболочке в атоме. Акт поглощения завершается испусканием вторичного низкоэнергетического характеристического излучения или оже-электронов после заполнения свободного уровня в атоме электроном с вышележащего уровня.

Вероятность фотоэффекта или его эффективное сечение, а также вклад в общий процесс ослабления излучения при прохождении через

вещество зависит от энергии фотонов или длины их волны и от атомного номера вещества, в котором происходит фотопоглощение. В диапазоне энергий рентгеновского излучения  $\tau_m = cE^{-3}$ , где c – константа, а E = hv – энергия фотонов, т.е.  $\tau_m$  резко убывает с ростом энергии. Однако при значениях E, равных энергии связи электрона на k и Lоболочках, происходит скачкообразное увеличение  $\tau_m$  (рис. 1.1). Это имеет существенное значение в рентгенодиагностике, например, при выборе контрастного препарата таким образом, чтобы он содержал элементы, k-скачки которых лежат в используемом диапазоне энергий фотонов. Выбор сред на рис. 1.1 не случаен: вода хорошо имитирует ослабление фотонов в мягких биологических тканях, а свинец широко используется в коллиматорах и других системах пространственного формирования пучка фотонов. Сечение фотоэффекта возрастает с ростом атомного номера z и имеет вид  $\tau \approx z^m$ , где 4 < m < 4,6, т.е. сильно зависит от химического состава поглощающей среды.



Рис. 1.1. Зависимость массового коэффициента фотоэлектрического поглощения для воды *I* и свинца 2 от энергии фотонов

Второй вид взаимодействия фотонов со средой - когерентное и некогерентное рассеяние на свободных или слабо связанных электронах. Когерентное (классическое или рэлеевское) рассеяние обусловлено тем, что под действием электрического поля электромагнитной волны, электроны получают переменное ускорение, в результате которого они сами излучают электромагнитные волны с частотой, совпадающей с частотой первичного излучения. Таким образом, не происходит изменения частоты колебаний и, следовательно, длины волны и энергии фотонов.

Интенсивность излучения, рассеянного под углом  $\theta$  к направлению первичного излучения, имеет вид

$$I_{\theta} = I_0 e^4 (1 + \cos^2 \theta) / 2m_0^2 c^4 r^2,$$

где  $I_0$  – интенсивность первичного излучения; *е* и  $m_0$  – заряд и масса покоя электрона; *r* – расстояние от точки рассеяния до точки наблюдения.

Часто используют  $\mu$  без учета когерентного рассеяния, так как его сечение в диапазоне энергий 25 кэВ ÷ 3 МэВ в несколько раз или даже на порядок ниже, чем некогерентного. Кроме того, этот процесс не приводит к изменению энергии первичных фотонов. Сечение когерентного рассеяния быстро снижается с ростом энергии фотонов.

При некогерентном (комптоновском) рассеянии происходит увеличение длины волны фотона  $\lambda$  на величину  $\delta\lambda$ , определяемую соотношением Комптона

$$\delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = 0,02427 (1 - \cos \theta) \cdot 10^{-8}$$
 см.

Основные характеристики рассеянных фотонов и электронов отдачи могут быть получены из законов сохранения энергии и количества движения, при оправданном допущении, что электрон среды до взаимодействия с фотоном являлся свободным и покоящимся. Оправданность допущения является следствием двух обстоятельств: энергия связи электрона в атоме мала по сравнению с энергией фотона, и скорость атомных электронов много меньше скорости света.

Кинетическая энергия рассеянных фотонов E' и электронов отдачи  $E_e$  равна

$$E' = E / [1 + \alpha (1 - \cos \theta)],$$
  

$$E_e = \alpha E (1 - \cos \theta) / [1 + \alpha (1 + \cos \theta)],$$

где  $\alpha = h\nu / m_0 c^2$ .

Соотношение между углами рассеяния фотона  $\theta$  и электрона  $\phi$  имеет вид  $ctg(\theta/2) = (1+\alpha) tg \phi$ .

Фотоны могут рассеиваться под любым углом  $0 \le \theta \le \pi$ , а их энергии принимать значения  $E' \le E$  и  $E' \ne 0$ . Электроны отдачи имеют углы в диапазоне  $0 \le \varphi \le \pi/2$  и диапазон энергий от 0 до  $2\alpha E/(1+2\alpha)$ . Сечение комптоновского рассеяния примерно пропорционально атомному номеру *z* рассеивателя.

Коэффициент  $\sigma$  может быть представлен в виде суммы  $\sigma = \sigma_k + \sigma_s$ , где  $\sigma_k - коэффициент$  поглощения, а  $\sigma_s - коэффициент$  истинного рассеяния. По мере увеличения *E* доля  $\sigma_k$  в этой сумме возрастает, а индикатриса рассеяния вытягивается в направлении движения первичных фотонов ( $\theta = 0$ ). Массовый коэффициент  $\sigma_m$  слабо зависит от состава среды и медленно убывает с ростом *E*.

Третий вид взаимодействия фотонов со средой – образование электрон-позитронной пары. При энергии фотонов, превышающей  $2m_0c^2$ , в поле ядра или атомного электрона может произойти образование пары частиц – электрона и позитрона. При образовании пары вблизи электрона его энергия отдачи весьма велика, и пороговая энергия фотонов практически удваивается. При этом вероятность образования пар пропорциональна z среды. В поле ядра для изотопных и реакторных ис- $\chi \sim z^2$ , суммарная кинетическая энергия позитрона и электочников трона примерно равна разности  $E - 2m_0c^2$ . Коэффициент образования пар монотонно возрастает с ростом энергии до примерно постоянного значения при  $E \approx 50$  МэВ. Позитрон аннигилирует, что ведет к возникновению двух фотонов с энергиями 0,511 МэВ. Очевидно, что из-за наличия энергетического порога образование пары невозможно для рентгеновского излучения. Процесс же аннигиляции при использовании определенных РФП является физической основой позитронной эмиссионной вычислительной томографии.

С учетом приведенных механизмов взаимодействия фотонов с веществом  $\mu$  может быть представлено в виде суммы  $\mu = \mu_k + \mu_s$ , где  $\mu_k = \tau_k + \sigma_k + \chi_k$  – коэффициент передачи энергии, характеризующий истинное поглощение, а  $\mu_s = \tau_s + \sigma_s + \chi_s$  определяет преобразование в энергию вторичного излучения.

Для диапазона рентгеновского излучения и многих элементов определены для массового коэффициентами ослабления приближенные формулы вида  $\mu_m = a\lambda^3 + b$ , где *а* и *b* – постоянные величины;  $\lambda$  – длина волны фотонов, нм. Для воды (*z* = 7,43)  $\mu_m = 2,55\lambda^3 + 0,17$ , а для алюминия (*z* = 13,0)  $\mu_m = 14,45\lambda^3 + 0,15$  при  $\lambda = 0,01 - 0,04$  нм.

Приведенные закономерности взаимодействия фотонов со средой эффективно используются для оптимизации радиологических методов визуализации: выбора энергии фотонов, методов пространственного формирования пучка, типа контрастного вещества, размеров и материала приемников излучения.

#### 1.2. Распространение фотонов в среде

Распространение фотонов в среде описывается интегродифференциальным уравнением. Пусть  $\vec{r}$  – пространственные координаты,  $\vec{\Omega}$  – угловые координаты, E – энергия фотонов. Тогда для функции плотности потока фотонов  $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$  можно составить уравнение переноса излучения, описывающее баланс фотонов в среде (уравнение Больцмана):

$$S_{f}N(\vec{r},\vec{\Omega},E) \equiv \vec{\Omega}\nabla N(\vec{r},\vec{\Omega},E) + \mu(\vec{r},E)N(\vec{r},\vec{\Omega},E) - \int_{E_{1}}^{E_{2}} dE' \int \Sigma_{s}(\vec{\Omega}',E',\vec{\Omega},E) \cdot N(\vec{r},\vec{\Omega}',E') d\vec{\Omega}' = N_{0}(\vec{r},\vec{\Omega},E),$$
(1.1)

где  $N_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$  – функция плотности источников фотонов,  $\Sigma_s$  – макроскопическое сечение когерентного и некогерентного рассеяния.

Во многих случаях нахождение оператора  $S_f^{-1}$ , обратного  $S_f$ , в явном виде затруднительно. Поэтому естественно использовать такие физические приближения процесса переноса излучения и соответствующие им схемы измерений, чтобы определение явного вида оператора  $S_f^{-1}$  было бы достаточно простым. Например, функцию потока излучения представить в виде ряда Неймана:

$$N = N_{\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} N_n = N_{\pi} + N_{\rm p} , \qquad (1.2)$$

где  $N_n$  – плотность потока первичных (нерассеянных) фотонов,  $N_n$  – плотность потока *n*-кратно рассеянных фотонов (*n* = 1, 2, ...),  $N_p$  – полная плотность потока рассеянных фотонов.

Если использовать точечный узкоколлимированный моноэнергетический источник (тонкий луч), позволяющий пренебречь влиянием рассеянного излучения, то оператор  $S_f$  можно представить в виде

$$S_f N \equiv \overline{\Omega} \nabla N_{\pi} + \mu(\vec{r}) N_{\pi} =$$
  
=  $N_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = q \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \delta(E - E_0),$  (1.3)

где q > 0 – мощность источника,  $\delta(u)$  – дельта-функция Дирака,  $\vec{r_0}$  – координаты источника,  $\vec{\Omega}_0$  – направление коллимации источника,  $E_0$  – энергия фотонов источника.

Решение (1.3) определяет функцию Грина кинетического уравнения. Для условия (1.3) задача нахождения оператора  $S_f^{-1}$  достаточно проста. Выбрав направление коллимации вдоль оси *x*, позицию источника  $x_0 = 0$  и решая (1.3) относительно  $N_{\pi}(x, E)$ , определим

$$S_f N \equiv \frac{\partial N_{\pi}}{\partial x} + \mu(x) N_{\pi} = q_0 \delta(x) , \qquad (1.4)$$

$$S_{f}^{-1}q_{0} \equiv q_{0} \exp\left(-\int_{0}^{x} \mu(x)dx\right) = N_{\pi}(x), \qquad (1.5)$$

где  $q_0$  – плотность потока фотонов от источника излучения.

Из (1.5) в приближении тонкого луча для монохроматических фотонов, прошедших слой среды (барьер) толщиной d, для однородной ( $\mu = \text{const}$ ) и неоднородной ( $\mu = \mu(x)$ ) сред соответственно получим

$$I(d) = I_0 \exp(-\mu d), \qquad (1.6)$$

$$I(d) = I_0 \exp\left[-\int_0^d \mu(x)dx\right],$$
 (1.7)

где  $I_0$  и I – интенсивность излучения падающего на барьер и прошедшего барьер соответственно.

Для негомогенной среды и полихроматического рентгеновского излучения соотношение (1.7) усложняется:

$$I(d) = \int_{0}^{E_{\text{max}}} I_0(E) \exp\left[-\int_{0}^{d} \mu(x, E) dx\right] dE, \qquad (1.8)$$

Уравнение вида (1.7) приводит, как будет показано в главе 2, при линейно-круговой геометрии измерений с параллельными проекциями в РВТ к преобразованию Радона и необходимости его решения (обращения) относительно  $\mu(x, y)$ .

Если функция Грина *G* уравнения переноса известна, то принцип суперпозиции позволяет найти решение задачи для произвольного источника. Например, для мононаправленного распределенного моноэнергетического источника

$$N_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = q(\vec{r})\delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0)\delta(E - E_0)$$
(1.9)

получим

$$N(\vec{r},\vec{\Omega},E) = \int dr_0 q_0(\vec{r}_0) G(\vec{r},E,\vec{\Omega};\vec{r}_0,E_0,\vec{\Omega}_0) \,. \tag{1.10}$$

Для интенсивности излучения на оси абсцисс (y = 0) при круговой геометрии измерений с параллельными проекциями при учете краевых условий определим:

$$I(R) = \int_{-r}^{r} dx \frac{q_0(x)E_0}{4\pi(R-x)^2} \exp\left[-\int_{x}^{r} \mu(x')dx'\right],$$
 (1.11)

где r – радиус совпадающих круговых областей расположения источников и поглощающей излучения среды, R – расстояние (радиус) от центра этих сред до детекторов.

Для тонкого луча и однородной среды из (1.11) найдем

$$I(R) = \int_{-r}^{r} dx \frac{q_0(x)E_0}{4\pi(R-x)^2} \exp[-\mu(r-x)], \qquad (1.12)$$

Если пренебречь геометрическим фактором ослабления излучения, это уравнение при знании границ (конфигурации) объекта, приводит при круговой геометрии измерений к экспоненциальному преобразованию Радона в ОФЭВТ и преобразованию Радона в ПЭВТ, которые необходимо решать относительно пространственного распределения источников  $q_0(x, y)$  гамма-излучения в исследуемом трансаксиальном сечении объекта.

Наличие рассеянного излучения, например, при использовании веерных проекций в КТ третьего и четвертого поколений и тем более конусных проекций в КТ седьмого поколения требует учета этого излучения и усложняет задачу реконструкции изображений.

Рассеянное в среде первичное и вторичное излучения можно учесть, введя в закон ослабления фотонного излучения в геометрии узкого пучка сомножителем фактор накопления. Если обозначить через  $G_1$  некоторый функционал, описывающий поле нерассеянного излучения, а через  $G_2$  – функционал, описывающий поле рассеянного первичного и вторичного излучений, то фактор накопления по данному эффекту:

$$B = (G_1 + G_2) / G_1 = 1 + G_2 / G_1 = 1 + R \ge 1.$$
 (1.13)

Фактор накопления характеризует отношение характеристик поля излучения в геометрии широкого пучка к характеристике в геометрии узкого пучка. Для различных исследуемых (регистрируемых) эффектов могут быть определены числовой (для плотности потока фотонов)  $B_N$ , энергетический (для плотности потока энергии фотонов)  $B_E$ , дозовый (например, для поглощенной дозы в воздухе)  $B_D$  и другие виды факторов накопления. С учетом рассеянного излучения, например (1.6), примет вид

$$I(d) = I_0 \exp(-\mu d) B_E(\mu d, E, z) .$$
(1.14)

Для легких и средних по атомному номеру сред фактор накопления увеличивается с уменьшением начальной энергии фотонов, имеет максимум при  $E \approx 100 \div 200$  кэВ и затем убывает с уменьшением энергии фотонов. Фактор накопления возрастает при уве-

личении протяженности источника, толщины среды и увеличении изотропии углового распределения излучения источника.

Следует отметить, что аналитическое или количественное представление факторов накопления хорошо изучено для гомогенных бесконечных и полубесконечных сред, а для представляющих интерес ограниченных сред и полихроматических рентгеновских фотонов является отдельной задачей.

Рассеянное излучение может ухудшать качество изображений в РВТ при веерной и конусной геометрии пучка испускаемых рентгеновских фотонов и в системах визуализации ядерной медицины. Выбором эффективной энергии фотонов можно частично скомпенсировать эффект ужесточения спектра при прохождении излучения в среде накоплением вторичных фотонов. Такой способ может быть реализован в КТ с параллельно-веерной и секторной веерной схемой сканирования.

# 1.3. Общая схема получения основного уравнения вычислительной томографии

Пусть функции  $\phi$ ,  $\psi$  и *p* являются характеристиками соответственно поля излучения, источников излучения и результатов томографических измерений, а функция *f* характеризует искомую плотность пространственного распределения определяемой физической величины. Предположим, что функции  $\phi$ ,  $\psi$ , *p* и *f* являются элементами соответственно линейных нормированных пространств  $\Phi$ ,  $\Psi$ , P и F. Пусть задано семейство { *S<sub>f</sub>* } операторов *S<sub>f</sub>* :  $\Phi \rightarrow \Psi$ , зависящих как от параметра от функции *f*  $\in$  *F* и осуществляющих отображение  $\Phi$  в  $\Psi$ . Тогда процесс распространения излучения в исследуемых объектах можно описать соотношением:

$$S_f \varphi = \psi, \quad \varphi \in \Phi, \quad \psi \in \Psi.$$
 (1.15)

Во многих случаях для операторов  $S_f$  существуют операторы  $S_f^{-1}$ , обратные  $S_f$  и ограниченные из  $\Psi$  в  $\Phi$  (например, когда  $S_f$  – дифференциальные операторы). В этих случаях решение (1.15) можно написать в виде

$$\varphi = S_f^{-1} \psi \,. \tag{1.16}$$

В вычислительной томографии (ВТ) типичны случаи, когда измеряют не функции  $\phi$ , а их косвенные проявления – интегралы от  $\phi$ по некоторым многообразиям. Формально это означает, что существует оператор U, действующий из пространства  $\Phi$  в пространство P, такой, что

$$U\varphi = p, \quad \varphi \in \Phi, \quad p \in P.$$
(1.17)

Подставляя (1.16) в (1.17), получим соотношение вида

$$Tf \equiv US_f^{-1} \Psi = p , \qquad (1.18)$$

которое может быть названо основным уравнением (относительно *f*) вычислительной (компьютерной) томографии.

Соотношения (1.16) – (1.18) описывают более широкий класс задач, чем решаемых в РВТ и ОФЭВТ. Следуя общей схеме, можно получить основные уравнения различных видов ВТ. Эти уравнения будут определяться выбранными физико-математическими моделями различных видов ВТ и могут быть как линейными, так и нелинейными относительно пространственного распределения интересующей физической величины.

Например, операторы  $S_f$  и  $S_f^{-1}$  могут быть построены с использованием уравнения Блоха для определения равновесной ядерной намагниченности в ЯМР-визуализации.

Эти операторы также можно получить с применением уравнения Гельмгольца в ультразвуковой вычислительной томографии. По распространению гармонических волн в неоднородной среде без источников определяют показатели преломления.

# Глава 2

# ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТОМОГРАФИИ

## 2.1. Историческая справка

Хронологию развития (основные вехи) рентгеновской визуализации органов и тканей в медицине, с акцентом на революционное направление в медицинской диагностике – рентгеновскую вычислительную томографию, не претендующую на исчерпывающую полноту, можно представить в виде:

1895 г.	_	открытие рентгеновских лучей В. Рентгеном;
1896 г.	_	создание первых рентгеновских аппаратов
		в Европе, России и США;
1896 г.	_	первое медицинское применение
		рентгеновских аппаратов;
1906 г.	_	использование Al фильтра
		рентгеновского излучения;
1913 г.	_	разработка рентгеновской трубки;
1917 г.	_	открытие преобразования Радона;
1929 г.	_	разработка рентгеновской трубки
		с вращающимся анодом;
1957-58 гг.	—	разработка метода и
		создание экспериментальной установки
		для РВТ в СССР;
1961 г.	_	разработка новых алгоритмов обращения
		преобразования Радона;
1963-64 гг.	_	проведение лабораторного эксперимента и
		развитие алгоритма для РВТ;
1972 г.	_	первое медицинское исследование
		с применением КТ;
1974 г.	_	появление КТ третьего поколения;
1974 г.	_	функционируют в мире 60
		нейродиагностических КТ;

1975 г.	_	первый КТ для исследования всего тела;
1977 г.	_	появление РКТ 4-го поколения;
1979 г.	_	присуждение Нобелевской премии
		за разработку РВТ;
1984 г.	_	присуждение Государственной премии
		за разработку отечественных КТ;
1989 г.	_	первое клиническое исследование
		со спиральным КТ;
1991 г.	_	первые двухсрезовые КТ;
1998 г.	_	первые четырехсрезовые КТ;
2000 г.	_	появление комбинированных систем ПЭТ/КТ;
2004 г.	_	появление 16-спирального КТ;
2004 г.	_	появление 64-спирального КТ;
2004 г.	_	в мире насчитывается более 40000 КТ
		для медицинских целей;
2005 г.	_	появление мультиспиральных КТ с
		двумя рентгеновскими трубками;
2007 г.	_	клиническое использование 320-срезового
		спирального КТ фирмы Тошиба для динами-
		ческой объемной визуализации.

Хотя многие этапы развития рентгенодиагностики можно датировать достаточно надежно, воссоздание истории развития и точной хронологии этапов реконструктивной томографии и тем более установление приоритетов в ней весьма непростая задача. Даже приоритет открытия рентгеновских лучей В. Рентгеном 8 ноября 1895 г. всю жизнь оспаривал известный немецкий физик, лауреат нобелевской премии 1905 г. Ф. Ленард, а в Германии рентгеновские фотоны долгое время называли исключительно х-лучами. Несомненным, однако, является факт очень короткого времени внедрения рентгеновских аппаратов в медицинскую практику. Есть сведения, что впервые рентгеновский аппарат был применен 13 января 1896 г. в Великобритании для обнаружения иголки в ладони женщины. Однако приоритет чаще приписывают В. Рентгену, который 23 января того сделал рентгеновский же года снимок кисти руки врачапатологоанатома.

В России первый «рентгеновский» аппарат на основе катодной трубки сконструировал также в 1896 г. А.С. Попов. Создание аппарата стимулировал граф Воронцов, выстреливший в жену из дробовика, заподозрив ее в измене. Обратились к А.С. Попову. Благодаря созданному им аппарату локализация дроби была определена, а затем извлечена, и угасавшая графиня Воронцова-Дашкова пошла на поправку, а граф избежал тюрьмы. Затем этим аппаратом был оснащен Кронштадский госпиталь.

С 1904 г. рентгеновскими аппаратами стали оснащать военные суда России. Их применение во время русско-японской войне того же года оказалось весьма своевременным и эффективным.

Цена портативной рентгеновской установки составляла в 1896 г. в США 15 дол.

Дальнейшее развитие традиционной рентгенодиагностики осуществлялось и продолжает осуществляться усовершенствованием рентгеновских трубок, приемников (преобразователей, детекторов) рентгеновского изображения, питающих устройств рентгенодиагностических аппаратов, разработкой томографических аппаратов, контрастных средств, цифровых методов визуализации и пр.

Рентгеновская диагностика продолжает оставаться основным методом визуализации изображений в медицине. За 2001 г. в учреждениях здравоохранения РФ было выполнено 144 млн. рентгенологических исследований, из них 73 млн. (50%) рентгеноскопических и рентгенографических исследований, 60 млн. (42%) флюорографий и 11 млн. (8%) компьютерных томограмм, что составляет 65% всех лучевых (включая радионуклидные и ультразвуковые) исследований.

Методы вычислительной (реконструктивной) томографии (получения компьютерных томограмм) начали активно развиваться с конца 50-х годов, хотя математическая база была, по существу, создана И. Радоном в 1917 г. Однако его работа, опубликованная в трудах Саксонской академии наук, не нашла заслуживающего отклика и была по сути забыта.

По-видимому, первенство в развитии РВТ принадлежит Советскому Союзу. В 1957 г. на английский язык была переведена статья С.И. Тетельбаума из бюллетеня Киевского политехнического института «О методе получения объемных изображений с помощью *х*-лучей». А 1958 г. также на английском языке была опубликована научная статья Б.И. Корнблюма, С.И. Тетельбаума и А.А. Тютина «Об одной схеме томографии». В ней были описаны первая экспериментальная установка и метод получения рентгеновских изображений тонких сечений, основанный на использовании веерного пучка рентгеновских лучей и телевизионной регистрации.

Однако больший резонанс вызвали и дали стимул для широкого развития реконструктивной томографии в медицине исследования и публикации А. Кормака в 1963-1964 гг., развившего алгоритм получения изображения и выполнившего в 1963 г. лабораторные эксперименты по РВТ. При этом А. Кормак сожалел, что не знал о работе И. Радона, ознакомление с которой позволило бы ему сэкономить много времени и сил. В свою очередь А. Кормак обнаружил, что И. Радон не знал о более ранней работе голландского физика Х.А. Лоренца, предложившего решение этой задачи для трехмерного (а не двумерного) объекта еще в 1905 г.

Первый серийный рентгеновский вычислительный томограф был разработан Г. Хаунсфилдом в 1972 г. и выпущен фирмой ЕМІ Ltd (Великобритания), выпускавшей аудиозаписи и электронные компоненты.

В современных томографах алгоритмы реконструкции А. Кормака и Г. Хаунсфилда не применяются. Тем не менее, в 1979 г. им была присуждена Нобелевская премия по физиологии и медицине.

В современных коммерческих томографах, как правило, реализованы различные разновидности более эффективных алгоритмов реконструкции (см. далее). Эти алгоритмы в начале 60-х годов были практически одновременно разработаны в разных странах и использованы для обнаружения неисправностей в атомных реакторах. Фактически метод, разработанный И. Радоном, был открыт повторно.

В Советском Союзе разработка рентгеновских компьютерных томографов осуществлялась в Институте кабельной промышленности Министерства электротехнической промышленности СССР, а затем в отделившемся от него ВНИИ компьютерной томографии Миннауки России под общим руководством И.Б. Рубашова. За разработку отечественных КТ второго поколения, нейродиагностического СРТ-1000М и общего назначения СРТ-5000, коллективу разработчиков была присуждена в 1984 г. Государственная премия.

Ненадежность серийной вычислительной техники, производимой в те годы в СССР, а затем распад страны помешали широкому выпуску и использованию отечественных компьютерных томографов в практической медицине. Работы в этом направлении были свернуты. Только благодаря энтузиазму руководителя работ Р.А. Радера к 1998 г. была завершена разработка отечественного КТ третьего поколения. Томограф, по крайней мере, до недавней поры продолжал работать в одной из клиник г. Пскова.

Триумфальное развитие РВТ пришлось на конец 70-х – начало 80-х годов. В 1980 г. в мире имелось уже 10000 КТ, еще преимущественно для исследования головного мозга. Однако в 80-е годы, несмотря на разработку электронно-лучевого КТ, прогресс в РВТ был незначительным. Но с появлением 1989 г. спиральной томографии и позже многосрезовой спиральной томографии, новых технологий в области разработки рентгеновских трубок, детекторов и методов томографии началось повторное бурное развитие РВТ. Эта тенденция сохраняется до настоящего времени, и лидирующие позиции РВТ только укрепляются, несмотря прогресс в других областях лучевой диагностики (ЯМР, УЗИ). В 2004 г. в мире насчитывалось около 40000 КТ для исследования всего тела.

В перспективе именно многосрезовая спиральная РВТ может стать универсальным методом диагностики, сочетающим высокую чувствительность ЯМР-томографии. динамичность УЗИ и доступность рентгеновского исследования. Сочетание РВТ с ПЭВТ (ПЭТ/КТ) делает молекулярную диагностику доступной в условиях многопрофильной клиники. Это позволяет существенно улучшить результаты лечения пациентов с онкологическими, сердечнососудистыми и неврологическими заболеваниями.

Новым этапом в развитии PBT стали разработка и внедрение в клиническую практику принципиально новой системы компьютерной томографии Aquilion ONE фирмы «Toshiba» с 320-рядным детектором. Томограф позволяет визуализировать большие объемы (например, всего сердца, головного мозга и других органов) за один оборот трубки (время оборота 0,35 с) без спирального сканирования (предусмотренного в конструкции КТ), обеспечивая динамическое объемное изображения с изотропным разрешением.

Для укомплектования службы лучевой диагностики России по данным 2002 г. было необходимо иметь 1200 КТ и 1200 спиральных КТ при их количестве в стране на то время соответственно 403 и 200 (из них не более 50 % в работоспособном состоянии и практически 100 % КТ зарубежные).

В России компьютерные томографы в последние годы серийно не выпускались. Однако в июле 2007 г. отделение компании «Сименс» в России и Уральский оптико-механический завод (УОМЗ) подписали Генеральное соглашение об организации сборочного производства компьютерных томографов седьмого поколения. На базе УОМЗ будут собирать современные спиральные 6-срезовые компьютерные томографы с высокими техническими характеристиками. Промышленная сборка томографов будет осуществляться из оригинальных комплектующих компании «Сименс», которая занимает одну из лидирующих позиций в области РВТ.

Естественно не менее важной задачей является подготовка и повышение квалификации врачей рентгенологов и радиологов, медицинских физиков, средних медицинских работников и инженерного состава отделений лучевой диагностики и терапии.

# 2.2. Традиционная рентгеновская томография

Обычное рентгенографическое изображение представляет собой двумерную проекцию трехмерного объекта. Очевидно, что «интегрированное» по глубине объекта в направлении просвечивания изображение затрудняет обнаружение различных деталей исследуемого объекта. Знание анатомической структуры объекта, применение техники получения нескольких проекций в разных направлениях (например, со штативами типа *С*-дуга), использование контрастных средств облегчает решение этой задачи. Поэтому неудивительно, что, несмотря на появление новых принципов и эффективных средств визуализации, традиционная рентгенодиагностика остается одним из основных методов в медицине, обеспечивая до настоящего времени большую часть поставленных диагнозов.

Развитие и успешное применение цифровых методов регистрации позволяет прогнозировать широкое использование проекционных рентгенодиагностических систем и в будущем.

Тем не менее недостатки проекционных изображений стимулировали развитие томографических методов визуализации. Эти методы позволяют получать резкое (сфокусированное) изображение выделенного слоя или нескольких, разделенных заданным интервалом (шагом томографии) слоев объекта. Другие слои получаются на изображении томографического слоя «размазанными» и заметно ухудшают качество томограммы, существенно зависящее от структуры исследуемого объекта (органа и окружающих его тканей). Тем не менее, качество томографического изображения в некоторых приложениях существенно лучше, чем проекционного.

В зависимости от расположения выделенного слоя различают продольную (вдоль продольной оси тела) и поперечную (перпендикулярную к продольной оси) томографию. Принятая в радиационной медицине классификация проекций представлена на рис. 2.1.



Рис. 2.1. Ориентация и терминология сечений в томографической визуализации

**Продольная томография.** На рис. 2.2 показаны возможные траектории синхронного перемещения двух из трех систем: излучатель – пациент – приемник (детектор) излучения.

Как видно из рисунка, при согласованном перемещении излучателя (рентгеновской трубки) и приемника (кассеты с экраном и пленкой) или излучателя и объекта (пациента) лишь точки, лежащие в выбранной плоскости, дают неподвижные по отношению к пленке проекции и, следовательно, резкое изображение. Остальные детали объекта, лежащие за пределами выделенного среза, получаются расфокусированными.



Рис. 2.2. Возможные траектории перемещения системы излучатель – пациент – приемник при продольной томографии:  $a - дуга - дуга; \delta - дуга - прямая; в - прямая – прямая (при неподвижном пациенте); <math>e - прямая - прямая и дуга - прямая (при неподвижной кассете); <math>\partial - прямая - прямая (при неподвижном излучателе)$ 

При постоянной интенсивности излучения рентгеновской трубки качество томограммы заметно ухудшается (в меньшей степени для геометрий типа дуга-дуга) из-за уменьшения интенсивности рентгеновского излучения, падающего на пленку под углом α при увеличении этого угла.

Причинами уменьшения интенсивности облучения приемника с ростом угла α являются изменения: геометрического фактора ослабления излучения; ослабления потока рентгеновских фотонов в теле пациента за счет эффектов их рассеяния и поглощения; пробега фотонов в усиливающем экране; фокусного расстояния (для геометрий, показанных на рис. 2.2, *б*, *в* и *д*).

Если не применять таких специальных мер, как изменение тока трубки, напряжения на трубке, скорости перемещения томографической системы и пр., выравнивающих интенсивность рентгеновского излучения, падающего на приемник, то наблюдается существенное ухудшение качества томограммы. При выравнивании интенсивности излучения толщина выделяемого слоя уменьшается с 12,5 мм до 1,5 мм с ростом максимального значения угла  $\alpha$  от  $\pm$  3,75 до 30 градусов. Это значение определяется максимальным смещением (линейным или круговым) или углом поворота рентгеновского источника относительно его центрального положения, при котором  $\alpha = 0$ . При угле  $\alpha = 20 - 25^{\circ}$ толщина томографического слоя составляет примерно 2 – 3 мм.

Поперечная томография. Для объектов сигарообразной и шарообразной формы (например, головы) более информативными и шадящими по полученной дозе облучения являются поперечные (нелинейные) методы томографии. Например, в круговой геометрии измерений (рис. 2.3) поток фотонов падает на пленку под одним углом, что положительно влияет на качество томограммы. Это достигается тем, что объект исследования и приемник излучения (кассета с пленкой) синхронно вращаются в одном направлении вокруг параллельных осей, а рентгеновская трубка неподвижна. Фокусное пятно трубки находится на одной прямой с точками пересечения осей вращения с выбранной плоскостью объекта и кассеты с пленкой, а излучение направлено под небольшим углом к плоскости с позиционно-чувствительным приемником излучения. Можно неподвижным оставить объект, а синхронно вращать источник и приемник. Обе схемы с использованием наклонного пучка позволяют при помощи коллиматора экранировать участки объекта, расположенные за пределами исследуемого сечения.

Нелинейная томография позволяет получить существенно большую информацию, например, при нейродиагностических применениях. Кроме кругового перемещения разработаны и другие формы, например эллиптическая и спиральная. Чем сложнее траектория перемещения, тем более эффективной становится фокусировка изображения (уменьшаются искажения от нефокусных элементов объекта) и выше контраст томограммы. Примером может служить панорамная томография зубных дуг в стоматологии. Так как кривая, соединяющая центры зубов, состоит из дуг разного радиуса, то воспроизвести эту кривую можно, если трубку и пленку поворачивать вокруг нескольких осей (полученный снимок называют ортопанорамой). Серийные пантомографы для лежащих пациентов обеспечивают более высокое качество снимков. Ведущие фирмы мира, производящие технически сложное диагностическое оборудование («Филипс», «Сименс» и др.), выпускают томографы для продольной (линейной) и поперечной (нелинейной) томографии.



Рис. 2.3. Схема образования изображения при поперечной томографии (стрелками указано направление вращения объекта исследования и кассеты): 1 – рентгеновская трубка; 2 – объект исследования; 3 – выделяемый слой; 4 – кассета с экранами и пленкой; 5 – проекция выделяемого слоя

Отечественный рентгенодиагностический многоцелевой аппарат Медикс-Р (ЗАО «Амико»), серийно выпускающийся с 2000 г., комплектуется двумя типами томографических столов для получения снимков. Например, один из них, стол «Мовиплан», оснащен прецизионной системой линейной томографии. Получение томографических изображений возможно при четырех углах  $5^{\circ}$ –  $20^{\circ}$ –  $30^{\circ}$ –  $45^{\circ}$ , для каждого угла предусмотрены три различных скорости выполнения процедуры. Высота томографического слоя изменяется с шагом 1 мм в диапазоне от 0 до 250 мм. Наличие светового индикатора существенно облегчает установку высоты слоя. Панель управления содержит полный набор клавиш управления, индикатор угла

Томографический стол «Диаграф» с близкими к приведенным выше параметрами производит ОАО «Мосрентген».

Линейная и нелинейная томография более информативна или необходима в тех случаях, когда изображения интересующего органа на прямой и боковой проекции оказываются в тени костной структуры, сердца или других органов.

## 2.3. Преобразование Радона

Рассмотрим задачу восстановления двумерного распределения коэффициента ослабления излучения  $\mu(x, y)$  в объекте при использовании параллельных проекций в PBT (рис. 2.4). Процесс измерений выглядит следующим образом. Источник излучения, формирующий тонкий луч, падающий на объект, перемещается дискретно вдоль объекта. Синхронно с источником с противоположной стороны объекта движется детектор излучения. Набор отсчетов, полученный таким образом, определяет одномерную функцию, называемую проекцией. Затем система «источник – детектор» поворачивается относительно объекта на некоторый угол  $\theta$ , и снимается новый набор отсчетов, определяющий следующую проекцию. Такие измерения повторяются, пока система «источник – детектор» не повернется на угол  $\geq \pi$ . По полученному набору одномерных проекций необходимо восстановить двумерное распределение  $\mu(x, y)$ . Если при получении очередных отсчетов в каждой проекции луч (или набор параллельных лучей) смещается параллельно предыдущему положению, проекции называют параллельными. Так как система «источник детектор» вращается вокруг объекта, такая схема измерений может быть названа круговой геометрией измерений.

Эта геометрия измерений была реализована в КТ СТ 1000 фирмы ЕМІ Medical (Англия), СТ–Н (250) фирмы Hitachi (Япония) и им подобных, относящихся к первому (см. гл. 3) поколению КТ. В подобных КТ используется так называемая параллельная схема сканирования с поступательно-вращательным движением источника и связанного с ним детектора. Типичным для этой схемы является учет только первичных фотонов, и задача нахождения оператора  $S_f^{-1}$ , обратного  $S_f$ , не представляет сложности. Действительно, осуществив замену переменных  $r = (x, y) \rightarrow (\xi, \theta)$ , где  $\rho = (\xi, \theta)$ нормальные координаты прямой на плоскости, получим

$$S_f^{-1}I_0 \equiv I_0 \exp\left\{-\int_{\Gamma(\xi,\theta)} \mu(x,y)d\sigma\right\} = I(\xi,\theta,E_0), \qquad (2.1)$$

где Г(ξ, θ) – линия, вдоль которой распространяется излучение.

Для схемы сканирования в PBT с поступательно-вращательным движением пары источник-детектор (см. рис. 2.4) существует семейство линий  $\{\Gamma(\vec{\rho})\}$ , инвариантное относительно вращения вокруг начала координат, совпадающего с некоторой заданной точкой внутри исследуемого объекта.



Рис. 2.4. Круговая геометрия измерений с параллельными проекциями

Пусть U – оператор, переводящий функцию  $I_{n}(\xi, \theta, E_{0})$  в функцию  $p(\xi, \theta)$ :

$$UI_{\rm n} \equiv -\ln \frac{I_{\rm n}(\xi,\theta,E_0)}{I_0} \Big|_{\Gamma(\xi,\theta)} = p(\xi,\theta) \,. \tag{2.2}$$

Тогда при использовании моноэнергетического источника фотонов из (2.1) и (2.2) получим основное уравнение РВТ вида

$$US_f^{-1}I_0 \equiv \int_{\Gamma(\xi,\theta)} \mu(x,y)d\sigma = p(\xi,\theta) .$$
(2.3)

Для удобства последующего изложения рассмотрим представленную на рис. 2.4 схему сканирования и основное уравнение РВТ более детально. Используем наряду с неподвижной системой координат (x, y) вращающуюся систему координат  $(\xi, \zeta)$  для математиче-

ского описания связи искомого распределения  $\mu(x, y)$  с проекциями (рис. 2.5).

Очевидно, что 
$$\begin{cases} x = \xi \cos \theta - \zeta \sin \theta, \\ y = \xi \sin \theta + \zeta \cos \theta; \end{cases} \qquad \begin{cases} \xi = x \cos \theta + y \sin \theta, \\ \zeta = -x \sin \theta + y \cos \theta. \end{cases}$$



Рис. 2.5. Неподвижная (x, y) и вращающаяся (ξ, ζ) системы координат

Обозначим  $\mu_{\theta}(\xi,\zeta)$  распределение линейного коэффициента ослабления в системе координат  $(\xi,\zeta)$ , повернутой относительно неподвижной системы координат (x, y) на угол  $\theta$ :

$$\mu_{\theta}(\xi,\zeta) = \mu(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) = \mu(\xi\cos\theta - \zeta\sin\theta, \xi\sin\theta + \zeta\cos\theta).$$

В частности,  $\mu_{\theta=0}(\xi,\zeta) = \mu(x,y)$ . Тогда для интенсивности  $I(\xi,\theta)$ излучения, прошедшего через объект, в соответствии с (1.8), получим:  $I(\xi,\theta) = I_0 \exp\left[-\int_{-\infty}^{+\infty} \mu_{\theta}(\xi,\zeta)d\zeta\right]$ . Пределы интегрирования мо-

гут быть взяты бесконечными, так как  $\mu_{\theta=0}(\xi,\zeta) = 0$  вне объекта.

Назовем проекцией  $p(\xi, \theta)$ :

$$p(\xi,\theta) = -\ln \frac{I(\xi,\theta)}{I_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_{\theta}(\xi,\zeta) d\zeta.$$

Тогда для нее получим

$$p(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_{\theta}(\xi,\zeta) d\zeta = \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) d\zeta =$$
$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(\xi\cos\theta - \zeta\sin\theta, \xi\sin\theta + \zeta\cos\theta) d\zeta.$$
(2.4)

Соотношение (2.4) называется преобразованием Радона двумерной функции  $\mu(x, y)$ . При дальнейшем изложении будет удобно применить и другое представление преобразования Радона, использующее свойства  $\delta$ -функции Дирака:

$$p(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x,y) \,\delta(\xi - x\cos\theta - y\sin\theta) dxdy \,. \tag{2.5}$$

Формула (2.5) отражает тот факт, что дельта-функция везде равна нулю, за исключением прямой линии проецирования  $\xi = x \cos \theta + y \sin \theta$ . Проекционные измерения  $p(\xi, \theta)$  часто называют лучевыми суммами, и из их совокупности можно найти искомую функцию  $\mu(x, y)$  при помощи обратного преобразования, полученного самим И. Радоном:

$$\mu(x,y) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{2\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{x\cos\theta + y\sin\theta - \xi} \left[ \frac{\partial}{\partial\xi} p(\xi,\theta) \right] d\xi \right\} d\theta, \qquad (2.6)$$

где несобственный интеграл в фигурных скобках понимается в смысле главного значения Коши.

Интеграл по  $\xi$  в этом выражении есть преобразование Гильберта, обозначенное ниже H :

$$\mu(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} d\theta \cdot H\left[\frac{\partial p(\xi, \theta)}{\partial \xi}\right].$$

Интегрирование по  $\theta$  в вычислительной томографии называют обратным проецированием. Чтобы найти искомую функцию  $\mu(x, y)$  проекционные данные необходимо продифференцировать по  $\xi$ , вычислить гильберт-образ полученной производной и про-

вести обратное проецирование. Эта процедура решает проблему восстановления структуры объекта по проекционным данным. Однако при реальных измерениях функцию  $p(\xi, \theta)$  получают на дискретном массиве точек, что затрудняет выполнение операции дифференцирования. Необходимо аппроксимировать данные  $p(\xi, \theta)$  непрерывными функциями с использованием различных методов регуляризации.

Следует также отметить, что измерения, проводимые в реконструктивной томографии, могут быть использованы только для оценки линейных интегралов. В таких оценках присутствуют погрешности, связанные с шириной пучка рентгеновского излучения, рассеянием и изменением энергетического спектра излучения по мере прохождения через объект, квантовыми флуктуациями фотонов, просчетами детекторов и т.п. Формула обратного преобразования Радона весьма чувствительна к этим погрешностям. Поэтому в практической РВТ используют другие более эффективные алгоритмы обращения выражений (2.4) или (2.5), рассмотренные в последующих разделах. Практически важны также степень эффективности этих алгоритмов при действии названных ранее факторов, присущих реальным измерениям, и быстродействие алгоритмов обращения.

#### 2.4. Метод двумерной фильтрации

Рассмотрим другие методы обращения интегрального преобразования Радона и в первую очередь один из них, получивший название метода  $\rho$ -фильтрации, или двумерной фильтрации. Этот метод состоит из двух этапов. На первом с помощью операции обратного проецирования получают так называемое суммарное изображение по набору одномерных проекций. На втором этапе суммарное изображение подвергается двумерной фильтрации, результатом которой является оценка искомого изображения, например, двумерного распределения коэффициента ослабления излучения в объекте. При обратном проецировании сначала для каждой проекции  $p(\xi, \theta)$  находится так называемая обратная проекция

$$b(x, y, \theta) = p(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta).$$
(2.7)

Смысл обратной проекции заключается в том, что значение одномерной проекции  $p(\xi, \theta)$  приписывается всем точкам, лежащим на прямой  $\xi = x \cos \theta + y \sin \theta$  (в неподвижной системе координат). Суммарное изображение g(x, y) получается наложением всех обратных проекций:

$$g(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} b(x,y,\theta) d\theta$$
 (2.8)

Идея обратного проецирования (помимо реализации рассматриваемого алгоритма) состоит в получении первого приближения к искомому решению, которое может быть удовлетворительным для простых изображений и сопоставимо по качеству с получаемым при традиционной нелинейной томографии.

Приведенные далее алгоритмы могут быть получены при интегрировании по углу  $\theta$  от 0 до  $\pi$ . В серийных КТ применяют диапазон максимального угла вращения  $\pi \le \theta \le 4\pi$ , причем угол не обязательно кратен  $\pi$ . Все выкладки в этой главе сделаны при максимальном угле  $\theta = 2\pi$ , так как применение этого угла на практике уменьшает ряд артефактов, присущих РВТ, по сравнению с использованием угла  $\pi$ , и позволяет с единых позиций рассматривать алгоритмы обращения для РВТ и ОФЭВТ, при которой максимальный угол вращения детектирующей системы  $\theta \ge 2\pi$ .

Чтобы найти связь суммарного изображения g(x, y) с искомой функцией  $\mu(x, y)$  подставим в (2.8) определение обратной проекции (2.7) и проекции (2.5):

$$g(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} b(x,y,\theta) d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} p(x\cos\theta + y\sin\theta,\theta) d\theta =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \mu(x_0,y_0) \delta(x\cos\theta + y\sin\theta - x_0\cos\theta - y_0\sin\theta) dx_0 dy_0 =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \mu(x_0,y_0) dx_0 dy_0 \int_{0}^{2\pi} \delta((x-x_0)\cos\theta + (y-y_0)\sin\theta) d\theta.$$
Для вычисления интеграла по θ, нужно использовать свойство δ-функции от сложного аргумента:

$$\delta(f(\theta)) = \sum_{i} \frac{\delta(\theta - \theta_{i})}{\left| df(\theta) / d\theta \right|_{\theta = \theta_{i}}}, \quad f(\theta_{i}) = 0.$$

В рассматриваемом случае:

$$f(\theta) = (x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta = 0,$$
  

$$tg \theta = -\frac{x - x_0}{y - y_0}, \quad \theta \in [0, 2\pi],$$
  

$$\begin{cases} \theta_1 = \operatorname{arctg}\left(-\frac{x - x_0}{y - y_0}\right); \\ \theta_2 = \pi + \theta_1 = \pi + \operatorname{arctg}\left(-\frac{x - x_0}{y - y_0}\right); \\ \left|\frac{df(\theta)}{d\theta}\right| = \left|-(x - x_0)\sin \theta + (y - y_0)\cos \theta\right| = \\ = \left|\cos \theta\right| \left|-(x - x_0)tg\theta + (y - y_0)\right| = \frac{\left|-(x - x_0)tg\theta + (y - y_0)\right|}{\sqrt{1 + tg^2 \theta}},$$

$$\frac{\left|\frac{df(\theta)}{d\theta}\right|_{\theta=\theta_{1}}}{d\theta} = \frac{\left|\frac{df(\theta)}{d\theta}\right|_{\theta=\theta_{2}}}{=\frac{1}{\sqrt{1+(x-x_{0})^{2}/(y-y_{0})^{2}}}} \left|\frac{(x-x_{0})^{2}}{y-y_{0}}+(y-y_{0})\right| = \sqrt{(x-x_{0})^{2}+(y-y_{0})^{2}}.$$

Следовательно,

$$\delta((x - x_0)\cos\theta + (y - y_0)\sin\theta) = \frac{\delta(\theta - \theta_1) + \delta(\theta - \theta_2)}{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}}, \quad . (2.9)$$

$$g(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \int_{0}^{2\pi} \frac{\delta(\theta - \theta_1) + \delta(\theta - \theta_2)}{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}} d\theta =$$
  
= 
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x_0, y_0) \frac{1}{\pi \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}} dx_0 dy_0.$$
 (2.10)

Таким образом, суммарное изображение g(x, y) является двумерной сверткой искомой функции  $\mu(x, y)$  с некоторым ядром  $h_2(x, y)$ , а именно:

$$h_2(x,y) = 1/\pi\sqrt{x^2 + y^2}$$
, (2.11)

$$g(x, y) = \mu(x, y) \otimes \otimes h_2(x, y), \qquad (2.12)$$

где ⊗⊗ – знак двумерной свертки.

Уравнение (2.12) подтверждает сделанный ранее вывод о необходимость дополнительной операции фильтрации суммарного изображения, в данном случае решения свертки с известным ядром  $h_2(x, y)$ , или еще одной свертки g(x, y) с некоторым другим ядром  $n_2(x, y)$ , что, как будет показано позже, является одним и тем же.

Для решения (2.12) воспользуемся теоремой о свертке. Согласно этой теореме

$$F_2\{g(x,y)\} = 2\pi F_2\{\mu(x,y)\}F_2\{h_2(x,y)\},$$
(2.13)

где  $F_2\{\cdot\}$  – двумерное преобразование Фурье.

Тогда для искомой функции получим

$$\hat{\mu}(x,y) = (1/2\pi) F_2^{-1} \{ F_2 \{ g(x,y) \} / F_2 \{ h_2(x,y) \} \}, \qquad (2.14)$$

где  $F_2^{-1}\{\cdot\}$  – обратное двумерное преобразование Фурье.

В формуле (2.14) дана оценка  $\hat{\mu}(x, y)$  истинного распределения (изображения)  $\mu(x, y)$ . Это связано с тем, что при измерениях проекции определяются с ошибкой, обусловленной перечисленными ранее факторами. Поэтому проецирующая функция  $\delta(\xi)$  в (2.5) должна быть, строго говоря, заменена более протяженной и физически адекватной четной функцией, пространственный спектр которой достаточно быстро убывает в области высоких пространственных частот. Суммарное g(x, y) и восстановленное по формуле (2.14) изображения будут также получены с некоторой ошибкой. Кроме того, если фурье-образ ядра  $h_2(x, y)$  будет иметь близкие к нулю значения, то полученная искомая оценка может сколь угодно сильно отличаться от истинного изображения. Такая ситуация является отражением общей некорректности задачи решения интегральных уравнений первого рода, к которым относится свертка.

При реальных вычислениях вводят аподизирующую функцию  $A_2(u,v)$ , иногда называемую также «окном» (последний термин имеет в РВТ и другой смысл, см. раздел 3.5.3.1). Аподизирующая функция учитывает априорную информацию и регуляризирует некорректную задачу решения свертки.

С помощью аподизирующей функции можно, например, практически исключить нежелательное влияние близких к нулю значений фурье-образа ядра свертки, что обеспечит большую близость оценки к истинному изображению. Тогда регуляризированная оценка примет вид

$$\hat{\mu}(x,y) = \frac{1}{2\pi} F_2^{-1} \left\{ \frac{F_2\{g(x,y)\}}{F_2\{h_2(x,y)\}} A_2(u,v) \right\},\$$

или

$$\hat{\mu}(x,y) = \frac{1}{2\pi} F_2^{-1} \left\{ \frac{F_2\{g(x,y)\} [F_2\{h_2(x,y)\}]^*}{|F_2\{h_2(x,y)\}|^2} A_2(u,v) \right\}, \qquad (2.15)$$

где \* – знак комплексного сопряжения.

Например, может быть использована аподизирующая функция

$$A_{2}(u,v) = \begin{cases} 1 & \text{при } \left|F_{2}\{h_{2}(x,y)\}\right|^{2} > R_{0}^{2}, \\ \left|F_{2}\{h_{2}(x,y)\}\right|^{2} / R_{0}^{2} & \text{при } \left|F_{2}\{h_{2}(x,y)\}\right|^{2} \le R_{0}^{2}. \end{cases}$$

Если модуль фурье-образа ядра  $h_2(x, y)$  больше некоторой заранее выбранной константы  $R_0$ , никакой коррекции не производится, в противном случае модуль фурье-образа ядра заменяется этой константой.

Другое представление решения свертки имеет вид:

$$\hat{\mu}(x,y) = \frac{1}{2\pi} F_2^{-1} \left\{ \frac{F_2\{g(x,y)\}}{F_2\{h_2(x,y)\}} A_2(u,v) \right\} = \frac{1}{(2\pi)^2} g(x,y) \otimes \otimes n_2(x,y), \dots$$
(2.16)

где  $n_2(x, y) = F_2^{-1} \{A_2(u, v) / F_2\{h_2(x, y)\}\}.$ 

Таким образом, решение имеет два представления:

1) 
$$\hat{\mu}(x, y) = \frac{1}{2\pi} F_2^{-1} \left\{ \frac{F_2\{g(x, y)\}}{F_2\{h_2(x, y)\}} A_2(u, v) \right\};$$
  
2)  $\hat{\mu}(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} g(x, y) \otimes \otimes F_2^{-1} \left\{ \frac{A_2(u, v)}{F_2\{h_2(x, y)\}} \right\}$ 

Выбор алгоритма решения зависит от скорости выполнения реальных вычислений свертки и преобразования Фурье. Так как фурье-образы от известных функций могут быть вычислены заранее, то необходимо сопоставить скорость выполнения одной свертки со скоростью выполнения двух преобразований Фурье и одной операции умножения.

Представляет интерес фурье-образ  $H_2(\rho, \phi) = F_2\{h_2(r)\}$  функции ядра  $h_2(x, y)$ . Введя полярные координаты

$$\begin{cases} x = r \cos \varphi; \\ y = r \sin \varphi; \end{cases} \begin{cases} u = \rho \cos \psi; \\ v = \rho \sin \psi, \end{cases}$$

получим

$$h_2(r) = 1/\pi r$$
. (2.17)

Тогда, по определению

$$H_{2}(\rho,\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} h_{2}(r) e^{-ir\rho\cos(\phi-\psi)} r dr d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} \frac{1}{\pi r} e^{-ir\rho\cos(\phi-\psi)} r dr d\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} \frac{1}{\pi r} e^{-ir\rho\cos(\phi-\psi)} r dr d\phi$$

$$=\frac{1}{2\pi^2}\int_{0}^{+\infty}\int_{0}^{2\pi}e^{-ir\rho\cos(\varphi-\psi)}drd\varphi=\frac{1}{\pi}\int_{0}^{+\infty}J_{0}(r\rho)dr=\frac{1}{\pi\rho},$$

где  $J_0 - функция Бесселя нулевого порядка.$ 

При выводе этой формулы были использованы соотношения:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} e^{-ir\rho\cos(\phi-\psi)} d\phi = J_0(r\rho) \qquad \text{и} \qquad \int_{0}^{+\infty} J_0(x) dx = 1.$$

Таким образом, для фурье-образа  $H_2(\rho, \phi) = H_2(\rho)$  ядра  $h_2(x, y)$  получили следующие выражения:

$$H_2(\rho) = 1/\pi\rho$$
 или  $H_2(u,v) = 1/\pi\sqrt{u^2 + v^2}$ .

Применение буквы  $\rho$  (ро) и дало название рассмотренному методу – метод ро-фильтрации.

Поскольку фурье-образ  $H_2(\rho)$  ядра  $h_2(x, y)$  зависит только от радиуса  $\rho$ , аподизирующую функцию естественно выбирать зависящей только от  $\rho$ :  $A_2(u, v) = A_2(\rho, \psi) = A_2(\rho)$ .

В качестве окна могут быть использованы функции в виде прямоугольного импульса, ограниченного по полосе частот, косинусную, синусную, а также обобщенную функцию Хемминга:

$$\begin{split} A_{2}(\rho) &= \begin{cases} 1 & & \text{при } 0 \leq \rho \leq \rho_{0}, \\ 0 & & \text{при } \rho > \rho_{0}; \\ A_{2}(\rho) &= \begin{cases} \cos(\pi \rho/2\rho_{0}) & & \text{при } 0 \leq \rho \leq \rho_{0}, \\ 0 & & \text{при } \rho > \rho_{0}; \end{cases} \\ A_{2}(\rho) &= \begin{cases} \frac{\sin(\pi \rho/2\rho_{0})}{\pi \rho/2\rho_{0}} & & \text{при } 0 \leq \rho \leq \rho_{0}, \\ 0 & & \text{при } \rho > \rho_{0}; \end{cases} \end{split}$$

$$A_2(\rho) = \begin{cases} \alpha + (1-\alpha)\cos(\pi\rho/\rho_0) & \text{при } 0 \le \rho \le \rho_0 \text{ и } 0 \le \alpha \le 1, \\ 0 & \text{при } \rho > \rho_0. \end{cases}$$

Последнюю аподизирующую функцию называют при  $\alpha = 0,5$  хэннинговым окном, а при  $\alpha = 0,54$  – окном Хемминга.

Недостатком метода ро-фильтрации является необходимость выполнения всего цикла измерений до начала обработки полученной информации. От этого недостатка свободны два других метода, рассмотренных в этой главе.

### 2.5. Метод фурье-синтеза

Метод обращения основан на так называемой теореме о центральном сечении, устанавливающей связь между одномерным фурье-образом проекции  $p(\xi, \theta)$  по переменной  $\xi$  и двумерным фурье-образом искомого распределения  $\mu(x, y)$ .

Запишем выражение для проекции (2.5) в полярных координатах

$$p(\xi,\theta) = \int_{0}^{+\infty 2\pi} \int_{0}^{\infty} \mu(r,\varphi) \delta(\xi - r\cos(\theta - \varphi)) r dr d\varphi$$
 (2.18)

и определим одномерный фурье-образ проекции по переменной ξ:

$$P(\chi, \theta) = F_1\{p(\xi, \theta)\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi, \theta) e^{-i\xi\chi} d\xi =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(r, \varphi) \delta[\xi - r\cos(\theta - \varphi)] e^{-i\xi\chi} r dr d\varphi d\xi =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} \mu(r, \varphi) e^{-i\chi r\cos(\theta - \varphi)} r dr d\varphi.$$

Аналогично найдем двумерный фурье-образ искомого распределения  $\mu(r, \varphi)$ :

$$F_{2}\{\mu(r,\phi)\} = M(\rho,\psi) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} \mu(r,\phi) e^{-ir\rho\cos(\psi-\phi)} r \, dr \, d\phi.$$
(2.19)

Очевидно, если  $\chi$  заменить  $\rho$  и  $\theta$  заменить  $\psi$ , получим

$$M(\rho, \psi) = (1/\sqrt{2\pi})P(\rho, \psi)$$
. (2.20)

Соотношение (2.20), играющее ключевую роль в РВТ, и является теоремой о центральном сечении. Одномерный фурье-образ проекции, полученной при повороте системы «источник-детектор» на угол  $\theta$ , является сечением двумерного фурье-образа искомого двумерного распределения по линии, проходящей через начало координат (центральным сечением) и повернутой на угол  $\theta$ . Таким образом, из одномерных фурье-образов проекций синтезируют двумерный фурье-образ искомого изображения, которое затем можно восстановить с помощью двумерного обратного преобразования Фурье. Это обстоятельство делает понятной роль многоракурсности просвечивания в диапазоне углов не менее 180° и способности метода PBT восстанавливать локальные характеристики сложной внутренней структуры без взаимного наложения, характерного для неполных проекционных данных (малоракурсного просвечивания). Кроме того, рассматриваемый алгоритм реконструкции, основанный на двумерном преобразовании Фурье, относится к наиболее быстрым из известных алгоритмов, и позволяет начинать обработку экспериментальных данных в процессе измерений.

Запишем (2.20) в виде

$$F_{2}\{\mu(x,y)\} = (1/\sqrt{2\pi})P(\rho,\psi)$$
(2.21)

ИЛИ

$$\mu(x, y) = (1/\sqrt{2\pi}) F_2^{-1} \{ P(\rho, \psi) \}.$$
(2.22)

Специфика метода фурье-синтеза заключается в том, что отсчеты фурье-образа  $M(\rho, \psi)$  искомой функции  $\mu(x, y)$  находятся на

полярной сетке (рис. 2.6), а обратное преобразование Фурье необходимо выполнять на декартовой сетке с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ).

Поэтому декартовы отсчеты M(u,v) находят путем интерполяии полярных отсчетов  $M(\rho, \psi)$ . Простейшие алгоритмы – полиномиальные алгоритмы нулевого и первого порядка. При интерполяции нулевого порядка интерполированное значение равно значению ближайшего отсчета. Однако лучшее качество реконструкции дает интерполяция первого порядка.

При этом используется, как правило, линейная интерполяция по ближайшим четырем отсчетам:

$$M_{\rm m} = \frac{(M_{\rm m1}/d_1) + (M_{\rm m2}/d_2) + (M_{\rm m3}/d_3) + (M_{\rm m4}/d_4)}{(1/d_1) + (1/d_2) + (1/d_3) + (1/d_4)}$$

где  $M_{\rm d}$  – декартов отсчет;  $M_{\rm n1},..., M_{\rm n4}$  – полярные отсчеты;  $d_1,..., d_4$  – расстояния от декартова отсчета до соответствующих полярных отсчетов.



Рис. 2.6. Полярная (а) и декартова (б) сетки отсчетов

Таким образом, метод фурье-синтеза включает в себя следующую последовательность действий:

 $(БП\Phi)_1 \rightarrow \phi$ ормирование  $(\Phi O)_2 \rightarrow$  интерполяция  $\rightarrow (БОП\Phi)_2$ ,

т.е. быстрое одномерное преобразование Фурье каждой проекции и формирование двумерного фурье-образа на полярной сетке, интерполяция отсчета двумерного фурье-образа на полярной сетке для получения отсчетов на декартовой сетке, быстрое двумерное обратное преобразование Фурье для получения конечного изображения.

Представляется естественным использовать для реконструкции изображений непосредственно формулу (2.22). Но небольшие погрешности в фурье-пространстве, возникающие в основном при переходе из полярной  $M(\rho, \psi)$  в прямоугольную M(u, v) систему координат, приводят к появлению масштабных искажений в пространственной области. Чтобы избежать появления артефактов на изображении необходимо принимать специальные меры, описанные в литературе.

Рассмотрим возможность иного решения (2.22), опустив на этом этапе в формулах для простоты постоянные коэффициенты. Приведенный ниже алгоритм – одномерная фильтрация проекций с последующим обратным проецированием обладает большой вычислительной устойчивостью и более детально рассмотрен в следующем разделе.

Чтобы найти двумерное преобразование Фурье от (2.20) относительно *и* и *v*, перейдем к переменным интегрирования  $\chi$  и  $\theta$  и учтем, что *dudv* =  $\chi d\chi d\theta$ . В результате получим

$$\mu(x,y) = \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} d\chi \left| \chi \right| P(\theta,\chi) e^{i\chi\xi} \Big|_{\xi = x\cos\theta + y\sin\theta}.$$
(2.23)

Согласно теореме Бореля о свертке:

$$F[f_1(t)f_2(t)] = F[f_1(t)] \otimes F[f_2(t)],$$
  
$$F[f_1(t)] \cdot F[f_2(t)] = F[f_1(t) \otimes f_2(t)],$$

такими функциями в (2.23) являются фурье-образы  $|\chi|$  и  $P(\theta,\chi)$  соответственно ядра и проекции. В пространственной области ядро выражается как

$$h_{\rm l}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\chi| e^{i\chi\xi} d\chi ,$$

а формула (2.23) преобразуется к виду

$$\mu(x,y) = \int_{0}^{2\pi} d\theta \, p(\theta,\xi) \otimes h_{1}(\xi) \Big|_{\xi = x\cos\theta + y\sin\theta} \,. \tag{2.24}$$

Таким образом, проекционные данные  $p(\theta, \xi)$  необходимо сначала свернуть с ядром реконструкции (фильтром)  $h_1(\xi)$ , а затем выполнить операцию обратного проецирования.

#### 2.6. Метод фильтрованных обратных проекций (метод одномерной фильтрации)

В методе ρ-фильтрации на первом этапе выполнялось обратное проецирование, а полученное суммарное изображение подвергалось двумерной фильтрации, результатом которой являлась оценка искомого изображения. В методе фильтрованных обратных проекций последовательность действий обратная. Сначала осуществляется одномерная фильтрация каждой проекции, после чего производится операция обратного проецирования, результатом которой является оценка искомого изображения. Этот метод оказался весьма эффективным в вычислительном отношении, и его варианты широко используются практически во всех современных коммерческих рентгеновских томографах.

Запишем выражение для отфильтрованной проекции в следующем виде:

$$f(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi_0,\theta) h_1(\xi-\xi_0) d\xi_0 . \qquad (2.25)$$

В приведенном выражении использована одномерная функция ядра свертки  $h_1(\xi)$ , которая пока неизвестна и подлежит определению. На втором шаге нужно произвести операцию обратного проецирования, т.е. найти обратную проекцию согласно (2.7) и получить суммарное изображение, которое должно сразу же являться оценкой искомого распределения  $\mu(x, y)$ :

$$\mu(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} b(x,y,\theta) \, d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(x\cos\theta + y\sin\theta,\theta) \, d\theta$$

Подставляя в эту формулу выражение для отфильтрованной проекции (2.25) и проекции (2.5), получим

$$\mu(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi_0, \theta) h_1(x \cos \theta + y \sin \theta - \xi_0) d\xi_0 =$$
  
$$= \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} h_1(x \cos \theta + y \sin \theta - \xi_0) d\xi_0 \times$$
  
$$\times \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x_0, y_0) \delta(\xi_0 - x_0 \cos \theta - y_0 \sin \theta) dx_0 dy_0 \right] =$$
  
$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} h_1((x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta) d\theta \right].$$
  
(2.26)

Нетрудно определить, что имеет место тождество при условии

$$\frac{1}{2\pi}\int_{0}^{2\pi}h_{1}(x\cos\theta + y\sin\theta)d\theta = \delta(x)\delta(y).$$
(2.27)

Таким образом, соотношение (2.27) является определением обобщенной функции ядра  $h_1(\xi)$ . Найдем ее фурье-образ  $H_1(\chi)$ , выразив  $h_1(\xi)$  через обратное одномерное преобразование Фурье  $H_1(\chi)$ , а  $\delta(x)\delta(y)$  – через обратное двумерное преобразование Фурье:

$$h_1(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} H_1(\chi) e^{i\chi\xi} d\chi ,$$

$$\delta(x)\delta(y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(ux+vy)} du dv = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{0}^{+\infty} \int_{0}^{2\pi} e^{i\rho(x\cos\psi+y\sin\psi)} \rho d\rho d\psi.$$

Подставив эти выражения в равенство (2.27), получим

$$\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int_{0}^{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}H_1(\chi)\,\mathrm{e}^{\,i\chi(x\cos\theta+y\sin\theta)}d\theta d\chi=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{0}^{+\infty}\int_{0}^{2\pi}\mathrm{e}^{\,i\rho(x\cos\psi+y\sin\psi)}\rho d\rho d\psi.$$

Если положить  $H_1(-\chi) = H_1(\chi)$ , видно, что

$$H_1(\chi) = \left(2\sqrt{2\pi}\right)^{-1} |\chi|.$$
 (2.28)

Функция ядра в фурье-пространстве дается формулой (2.28), а для функции ядра в координатном пространстве можно дать интегральное представление:

$$h_{1}(\xi) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\chi| e^{i\chi\xi} d\chi = -\frac{1}{2\pi} \Xi \frac{1}{\xi^{2}}, \qquad (2.29)$$

где  $\Xi\xi^{-2}$  – обобщенная функция, действующая по правилу

$$\left(\Xi\frac{1}{\xi^2}, f(\xi)\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Xi\frac{1}{\xi^2} f(\xi) d\xi \equiv v.p. \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\xi) - f(0)}{\xi^2} d\xi =$$
$$= v.p. \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f'(\xi)}{\xi} d\xi,$$

где v.p. – знак интегрирования в смысле главного значения Коши.

Тогда, используя формулу обращения в соответствии с (2.26)

$$\mu(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi_0,\theta) h_1(x\cos\theta + y\sin\theta - \xi_0) d\xi_0 ,$$

найдем

$$\mu(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi,\theta) \left[ -\frac{1}{2\pi} \Xi \frac{1}{(x\cos\theta + y\sin\theta - \xi)^2} \right] d\xi d\theta =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{0}^{2\pi} v.p. \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{p(\xi,\theta) - p(0,\theta)}{(x\cos\theta + y\sin\theta - \xi)^2} \right] d\xi d\theta =$$

$$=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{0}^{2\pi} v.p.\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(x\cos\theta+y\sin\theta-\xi)} \left[\frac{dp(\xi,\theta)}{d\xi}\right] d\xi d\theta.$$

Полученная формула является обратным преобразованием Радона, полученным самим И. Радоном, и приведена в пособии ранее (см. формулу (2.6)).

Так же, как и в методе  $\rho$ -фильтрации, можно ввести аподизирующую функцию  $A_1(\chi)$ :

$$h_{1}(\xi) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\chi| e^{i\chi\xi} A_{1}(\chi) d\chi . \qquad (2.30)$$

В качестве аподизирующих могут быть использованы практически те же (если  $\rho$  заменить  $|\chi|$ ) функции, что и в методе рофильтрации, приведенные в разд. 2.4:

$$\begin{split} A_{1}(\chi) &= \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq |\chi| \leq \chi_{0}, \\ 0 & \text{при } |\chi| > \chi_{0}; \end{cases} \\ A_{1}(\chi) &= \begin{cases} \cos(\pi\chi/2\chi_{0}) & \text{при } 0 \leq |\chi| \leq \chi_{0}, \\ 0 & \text{при } |\chi| > \chi_{0}; \end{cases} \\ A_{1}(\chi) &= \begin{cases} \frac{\sin(\pi\chi/2\chi_{0})}{\pi\chi/2\chi_{0}} & \text{при } 0 \leq |\chi| \leq \chi_{0}, \\ 0 & \text{при } |\chi| > \chi_{0}; \end{cases} \\ A_{1}(\chi) &= \begin{cases} \frac{\sin(\pi\chi/2\chi_{0})}{\pi\chi/2\chi_{0}} & \text{при } 0 \leq |\chi| \leq \chi_{0}, \\ 0 & \text{при } |\chi| > \chi_{0}; \end{cases} \\ A_{1}(\chi) &= \begin{cases} \alpha + (1-\alpha)\cos(\pi\chi/\chi_{0}) & \text{при } 0 \leq |\chi| \leq \chi_{0} \text{ и } 0 \leq \alpha \leq 1, \\ 0 & \text{при } |\chi| > \chi_{0}. \end{cases} \end{split}$$

Выбор аподизирующих функций такого вида не случаен и может быть увязан с функцией передачи модуляций (ФПМ), отражающей отклик в фурье-пространстве измерительной системы на бесконечную линейную структуру, перпендикулярную плоскости проецирования. Например, при визуализации с использованием точечного рентгеновского источника и детектора шириной *w* в направлении проекции ФПМ имеет вид  $(\sin \pi \chi w)/(\pi \chi w)$ . Аналогичный вид, без учета эффекта масштабирования, имеет ФПМ при точечном детекторе и фокусном пятне рентгеновской трубки в виде квадрата шириной *w*. Это объясняет эффективность использования фильтра в виде прямоугольного импульса, ограниченного по полосе частот. Однако в реальных томографах помимо того, что источник и детектор имеют конечные размеры, вклад рассеянного излучения и другие факторы приводят к дополнительному уменьшению ФПМ в области высоких частот. Поэтому иногда полезно уменьшить вклад высоких частот в изображение, чтобы снизить влияние шумов, и на практике применяют другие приведенные ядра. Помимо стандартного ядра свертки используют также ядра, сильно слаживающие или слаживающие изображение, ядра высокого разрешения и ядра, подчеркивающие контуры, а также промежуточные модификации.

Рассмотрим первую из приведенных выше аподизирующих функций. Подставив ее в (2.30), получим

$$h_{1}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\chi| e^{i\chi\xi} A_{1}(\chi) d\chi = \frac{1}{4\pi} \int_{-\chi_{0}}^{+\chi_{0}} |\chi| e^{i\xi\chi} d\chi = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\chi_{0}} \chi \cos(\chi\xi) d\chi =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{\chi_{0} \sin(\chi_{0}\xi)}{\xi} + \frac{\cos(\chi_{0}\xi) - 1}{\xi^{2}} \right] = \frac{\chi_{0}^{2}}{2\pi} \left[ \operatorname{sinc}(\chi_{0}\xi) - \frac{1}{2} \operatorname{sinc}^{2} \left( \frac{\chi_{0}\xi}{2} \right) \right],$$
(2.31)

где sincx =  $(\sin x)/x$ .

# 2.7. Алгебраические методы

При использовании аналитических методов решения дискретизация производится только на конечной стадии при численной реализации алгоритма, полученного в непрерывной форме. В алгебраических методах задача сразу рассматривается как дискретная, и дальнейшее описание проводится только в дискретной форме.

Тогда алгоритм получения изображения в вычислительной томографии сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) или реже к системе нелинейных уравнений. Если объект неоднороден и  $\mu$  изменяется в направлении просвечивания *x*, в приближении тонкого луча для монохроматических фотонов из (1.7) найдем соотношение

$$p = -\ln\frac{I(d)}{I_0} = \int_0^d \mu(x) dx.$$

Примем, что исследуемое сечение объекта расположено в пределах поглощающей излучение среды в виде квадрата со стороной d, условно разбитого на  $m \times m$  квадратных ячеек с линейным размером  $\Delta x$ . Заменяя интегрирование суммированием в предположении, что коэффициент  $\mu$  постоянен в пределах малого отрезка  $\Delta x$ , приближенно получим:

$$p = -\ln \frac{I(d)}{I_0} = \sum_{i=1}^m \mu_i \Delta x .$$
 (2.32)

Если в процессе линейного сканирования измеряют ослабление излучения с шагом  $\Delta x$  ( $\Delta x$  – расстояние между линиями проецирования на рис. 2.1 при фиксированном угле поворота) и получают значение интенсивности излучения  $I_j(d)$ , прошедшего через исследуемый объект вдоль *j*-й линии проецирования ( $1 \le j \le m$ ), то для каждого из *m* таких измерений можно записать уравнение

$$p_j = -\ln \frac{I_j(d)}{I_0} = \sum_{i=1}^m \mu_{ij} \Delta x.$$
 (2.33)

Таким образом, уже на первоначальном этапе осуществлена дискретизация изображения. Чтобы определить все  $m \times m$  значений  $\mu_{ij}$ , необходимо получить и решить систему уравнений вида (2.33) такой же или большей размерности. Для этого производят  $n \ge m$  поворотов системы, после каждого из которых сканирование повторяют.

В действительности, как и при использовании аналитических методов, задача выглядит сложнее, как, например, из-за необходимости учета полихроматичности рентгеновского излучения, так и других специфических для алгебраических методов решения факторов. В ранних моделях КТ алгебраические методы реконструкции использовались. Но с увеличением объемов данных, размеров матриц (обычно 256 × 256 или 512 × 512) и требований к качеству изображений расчеты с применением алгебраических алгоритмов с неизбежным использованием итерационных методов решения СЛАУ стали неприемлемо долгими.

Алгебраические методы получения изображений в настоящее время в PBT не применяются, хотя и позволяют учесть любую геометрию измерений, различные физические процессы и априорную информацию (например, неотрицательность компонентов искомого вектора), а также использовать различные и не всегда очевидные искусственные приемы, улучшающие скорость сходимости решения и качество изображений.

Итерационные методы более оправданы в эмиссионной томографии при неполноте измеренных проекционных данных или их большой зашумленности.

Приведенные в этой главе аналитические алгоритмы реконструкции изображений являются базовыми для PBT. Вместе с тем повсеместное использование в КТ веерной пошаговой и спиральной геометрий сканирования и переход ведущих фирм мира на выпуск многосрезовых спиральных КТ с коническим пучком стимулировало дальнейшее развитие аналитических алгоритмов реконструкции для этих геометрий измерений. Разновидности этих алгоритмов можно в определенной степени разделить на два класса.

1) Преобразование результатов измерений при указанных геометриях к геометрии с параллельными проекциями и использование на следующем этапе рассмотренных выше алгоритмов реконструкции изображений для таких проекций.

2) Применение аналитических приближенных или точных алгоритмов двумерной и трехмерной реконструкции изображений для веерной и конусной проекций. При этом приближенный алгоритм Фельдкампа, имеющий несколько модификаций, относится к наиболее популярным алгоритмам реконструкции изображений для конусной схемы томографии.

Рассмотрение алгоритмов для веерной и конусной проекций выходит за рамки данного пособия и с ними можно ознакомиться в специальной или рекомендуемой литературе по рентгеновской вычислительной (компьютерной) томографии [4, 15].

## Глава З

# ПРАКТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТОМОГРАФИИ

## 3.1. Типичная конфигурация компьютерного томографа

В типовом томографе предусмотрены четыре группы устройств:

для генерирования, фильтрации, коллимации и регистрации рентгеновского излучения с необходимыми специфическими агрегатами (сканирующее устройство) и комплектующими блоками по аналогии с обычными рентгеновскими установками;

для укладки, иммобилизации и перемещения пациента (стол с подвижной декой, приводными механизмами, средствами иммобилизации, измерения координат и оптическим визиром; панель управления);

для обработки результатов измерений и синтеза изображений на базе ЭВМ;

для визуального представления и документирования рентгеновских изображений и цифровой информации (видеоконтрольные устройства), как правило, реализованные на базе отдельной ЭВМ с автономным пультом и снабженные фотокамерой для фотографирования изображений.

Примером относительно недавней комплектации и размещения устройств традиционного рентгеновского томографа может служить японский КТ всего тела модели СТ-W4-10В фирмы «Хитачи». В первом помещении – машинном отделении размещается генератор высокого напряжения, устройство нагрева катодной нити рентгеновской трубки, регулятор параметров рентгеновских лучей, регулятор сетки рентгеновской трубки, устройство высоковольтного конденсатора, понижающий трансформатор, коробка силовых выключателей и начинается кабельный канал. Во втором помещении – сканера расположено устройство сканера и стол для размещения пациента, а также окно из свинцового стекла в третье помещение – помещение управления. В третьем помещении находится устройство обработки изображений, многоформатная камера и центральный пульт управления. Другой пример более простой комплектации и компактного размещения дает спиральный КТ «Somatom Smile» фирмы «Сименс АГ Медикал Солюшенс» (Германия). Он может быть размещен в одном помещении (с экранирующей перегородкой для места оператора) на площади 17 м<sup>2</sup>.

Система Aquiline 64 компании «Тошиба» – МСКТ с возможностью одновременного получения 64 срезов толщиной 0,5 мм за время полного оборота трубки (детекторов) 0,5 с может быть установлена в помещении площадью 27 квадратных метров.

При томографическом исследовании пациента укладывают на стол, фиксируют его положение, перемещают деку стола так, чтобы интересующая область тела располагалась в туннеле сканирующего устройства, и проводят сканирование. Сканирующее устройство (гентри) представляет собой неподвижную раму и подвижную каретку, на которой друг против друга расположены рентгеновский излучатель с фильтром и коллиматором и коллимированные детекторы. Типичный размер области исследования составляет около 50 см при апертуре гентри, равной примерно 70 см. Сканирование состоит в последовательном линейно-круговом или круговом перемещении каретки относительно поперечного сечения тела пациента. При пошаговом сканирования нескольких слоев, если такая возможность при одном цикле измерений не предусмотрена конструкцией сканера, после окончания одного сканирования дека стола автоматически смещается на заданную величину в продольном направлении, и процесс измерений повторяется. В спиральных КТ дека стола равномерно перемещается в продольном направлении со скоростью 1 – 20 мм/с для томографа со скоростью вращения трубки 1 об/с, однорядным детектором и переменной толщиной среза 1-10 мм. У мультиспиральных систем со скоростью вращения >1 об/с скорость перемещение стола для пациента существенно выше. Например, двукратное повышение скорости вращения и 16-кратное увеличение числа рядов элементов детектора означает, что скорость продольного перемещения стола можно увеличить в 32 раза.

Во всех установках для общей диагностики и в некоторых нейродиагностических томографах предусмотрена возможность отклонения рамы сканирующего устройства на 10 – 30 градусов в любую сторону от вертикали для получения томограмм слоев, расположенных наклонно к продольной оси тела пациента. Толщина исследуемого слоя в томографах первых пяти поколений (см. дальше) устанавливается в пределах 1 – 15 мм.

Полученные коэффициенты линейного ослабления излучения выражают в относительных единицах Хаунсфилда (HU, см. раздел 3.5.3.1). Нижняя граница чисел соответствует ослаблению в воздухе (-1000 HU), нуль соответствует ослаблению в воде, верхняя граница ( $1000 \div 3000$  HU) – ослаблению в костях. При этом ширина окна может регулироваться в пределах  $1 \div 2000$  или  $1 \div 4000$ . В настоящее время разрядность КТ-чисел обычно составляет 12 бит, что соответствует диапазону от -1024 HU до +3071 HU.

## 3.2. Поколения КТ

По конструктивным особенностям системы томографии могут быть разделены на семь разновидностей, условно называемых поколениями, пять из которых показаны на рис. 3.1. Они различаются характером движения системы источник-детектор, геометрией пучка излучения, типом и числом детекторов.

В системах первого поколения (рис. 3.1, *a*) сканирование осуществляется тонким одиночным лучом, находящимся на одной оси с коллимированным детектором. Перемещаясь линейно ступеньками поперек тела пациента, пара источник-детектор позволяет измерить параллельные проекции. После определения каждой проекции при фиксированном угле поворота рама с источником и детектором поворачивается на новый угол и процесс измерений повторяется. Сканирующее устройство нейродиагностических томографов первого поколения характеризуется следующими средними данными: размеры зоны наблюдения 180 - 256 мм; длительность формирования одной проекции 0,8 с; скорость поступательного движения 0,3 м/с; число отсчетов на одну проекцию 160 - 512 при времени накопления от 5 до 1,5 мс соответственно; полное время исследования слоя при 180 линейных сканированиях до 240 с.

Преимущество томографов первого поколения заключается в простоте калибровки и отсутствии разброса в параметрах детекторов (часто используется один детектор), минимальном вкладе рассеянного излучения (узкая коллимация как источника, так и детектора) и сведении к минимуму стоимости аппарата. Недостатком является низкий коэффициент использования излучения трубки (из рабочего угла около 30° коллиматор вырезает луч с углом 0,35°-0,4° и большое время измерений (4 мин на каждое сечение) даже для изображений с относительно низким разрешением.



Рис. 3.1. Схемы сканирования пяти поколений КТ: a - c параллельным сканированием;  $\delta - c$  параллельно-веерным сканированием; e - c секторным веерным сканированием; d - c электронным веерным сканированием; d - c электронным веерным сканированием

Чтобы повысить пропускную способность томографа в два раза, часто сканируют одновременно два слоя, для чего формируют два прилегающих друг к другу коллимированных рентгеновских пучка и применяют два одинаковых соответственно расположенных детектора. Томографы первого поколения, во многих из которых вычислительные устройства и средства визуализации заменены более совершенными, продолжают оставаться в эксплуатации преимущественно в неврологических клиниках.

Системы второго поколения (рис. 3.1, б) являются естественным развитием первого и позволяют существенно сократить время измерений. В томографах второго поколения источник облучает веерным (угол веера  $3^{\circ}$ –  $30^{\circ}$ ) рентгеновским пучком матрицу из 3-60 детекторов, причем, если одновременно не сканируется два слоя, число детекторов не менее 12. Так как один веерный пучок пересекает только часть трансаксиальной проекции, в таких томографах сохраняются описанные выше функциональные и кинематические решения – линейное и угловое перемещение источника и детекторов. Однако угол поворота рамы изменяется при этом не на  $\sim 1^{\circ}$ , а на величину, равную углу веера, что уменьшает время измерений. Типичный томограф второго поколения с 31 детектором, длительностью линейного перемещения 0,8 с, числом циклов линейного перемещения и 12-градусных поворотов 16 позволяет получить объем измерительных данных 0.25.10<sup>6</sup> отсчетов. Полное время сканирования одного слоя составляет примерно 20 с. На это время многие пациенты могут задержать дыхание, что повышает качество томограмм при обследовании органов грудной клетки и брюшной полости. Системы второго поколения, несмотря на больший вклад рассеянного излучения и большую стоимость, имеют высокие метрологические характеристики при умеренной цене, надежны в работе и допускают сравнительно простую перестройку режима работы. Типичные параметры томографов: размер матрицы изображения 256 × 256 или 512 × 512 элементов, пространственное разрешение от 2 до 0,5 мм, разрешение по плотности от 0,5 до 0,1 %. Отечественный томограф СРТ-1000М снабжен двумя комплектами детекторов по 8 в каждом ряду и позволяет сканировать два слоя одновременно за 40 с.

В системах третьего поколения (рис. 3.1, *в*) используется широкий веерный пучок, перекрывающий все поле изображения (сечение), многоэлементный дугообразный или линейный блок из примерно 300 детекторов и один вид перемещения рамы – непрерывное вращение на угол 360 или более градусов. Типовая система третьего поколения имеет следующие характеристики: число детекторов в блоке 256, угол веерного пучка 42°, длительность импульса рентгеновского излучения 2 мс, число проекций 360, общее число отсчетов 0,92·10<sup>5</sup>, полное время сканирования 4 с. В устройствах четвертого поколения (рис. 3.1, *г*) применяют стационарное кольцо из примерно 500 – 1000 детекторов и непрерывно вращающийся на угол 360° (или более) рентгеновский источник. Например, в английском томографе СТ7070 фирмы EMI Medical число детекторов 1088, число отсчетов 1,5·10<sup>6</sup>, время сканирования одного слоя 3 с.

Устройства третьего и четвертого поколений обладают общими чертами: веерным пучком, охватывающим все сечение; характером движения подвижных частей; близким и небольшим временем сканирования, позволяющим пациенту быть неподвижным и задержать дыхание; большим числом измерительных трактов; аппаратурной сложностью и сильным влиянием рассеянного излучения и разброса характеристик детекторов на качество изображения. Имеются, однако, и существенные различия. Преимущество систем третьего поколения в меньшем числе детекторов, неидентичность которых корректируется одновременно и число поправок не превышает 300. В устройствах четвертого поколения необходимо учитывать полную матрицу сочетаний неидентичностей детекторов в различных каналах коллимации, т.е. вносить примерно 10<sup>6</sup> поправок. Хотя в системах четвертого поколения используется большее число детекторов, но они неподвижны, благодаря чему облегчены требования к электромеханическим узлам, электронным устройствам измерительных каналов и кабельному устройству. Поскольку крайние каналы коллиматоров не перекрываются объектом, оказалось возможным при сканировании дважды корректировать характеристики каждого канала – в начале и в конце зоны облучения. В системах четвертого (а также первого и второго) поколения погрешности, обусловленные неидентичностью каналов, равномерно распределены по всему полю изображения и меньше влияют на его восприятие. В то время как в системах третьего поколения они не скомпенсированы и крайне неприятны, так как локализуются на изображении в виде кольцевых артефактов с высокой плотностью. Поэтому именно в этих системах во многих случаях выбирают ксеноновые детекторы из-за стабильности их параметров. Системы третьего поколения, работающие в импульсном режиме, также в большей степени подвержены влиянию паразитных емкостных связей и наводок, и в них выше уровень электромеханических шумов, вызванных перемещением блока детекторов. В системах четвертого поколения весьма просто осуществляется переход от неврологических к соматическим исследованиям. В этом отношении устройства третьего поколения менее гибки. В некоторых из них для этих целей используют два самостоятельных набора детекторов и коллиматоров. Вместе с тем отмеченные выше относительные недостатки томографов третьего поколения вполне преодолимы, и они широко используются в радиационной медицине, не уступая, а превосходя по распространенности системы четвертого поколения. В СКТ и МСКТ используют практически повсеместно системы третьего поколения, чему способствовало и создание многорядовых детекторов. Возможности повышения быстродействия лучших томографов третьего (2,5-4,8 с) и четвертого (1-3 с) поколений практически исчерпаны.

Значительное повышение скорости сканирования или уменьшение времени получения массивов измерительных данных достигнуто в системах пятого, шестого и седьмого поколений томографов. Отметим, что используемая здесь классификация поколений КТ, начиная с пятого, не является устоявшейся, но объективно отражает развитие PBT и серийное производство КТ.

В пятом поколении (рис. 3.1, *д*) увеличено число излучателей и каналов измерений, не используется последовательный механический принцип сканирования и осуществлен переход к электронным параллельным методам коммутации излучателей и опроса детекторов. Такая идея была запатентована (предложена система, содержащая 28 рентгеновских излучателей и 28 измерительных блоков с весьма большим числом детекторов) и реализована в компьютерном томографе фирмы «Иматрон» (США) СТ-100.

Вольфрамовая мишень (анод) рентгеновской трубки томографа имеет форму дуги окружности примерно в 210°. Сфокусированный пучок электронов из ускорителя электронов посредством вращения системы скрещенных магнитных полей направляется на анод, в результате чего эффективный рентгеновский источник (фокусное пятно) перемещается по аноду. В приборе используют 28 источников и 4 кольцевых мишени. Время сканирования составляет примерно 0,01 с. Это позволяет получать более четкие изображения фаз движения сердца и органов, имеющих обильное кровоснабжение (например, печень) и пульсирующих синхронно с биением сердца.

Казалось, что вследствие большой сложности и высокой стоимости такие томографы не найдут широкого практического применения. Однако фирма «Иматрон» продолжала разработку томографов с использованием электронного пучка (ЕВТ scanner – electron beam tomography), наладила их серийное производство в стационарном и мобильном вариантах, и КТ эффективно используются для диагностики сердца, легких и других органов. Например, ультрабыстрый КТ С-150ХР имеет много- или односрезовую модификацию. В первой (второй) модификации используется 4 (1) фиксированных вольфрамовых кольца радиуса 90 см с углом 210° и фокусным пятном < 1 × 2,4 мм, 2 (1) рядом расположенных детекторных кольца радиусом 67,5 см с углом 216°. Число детекторов типа сцинтилляционный кристалл – кремниевый фотодиод 3456 (1728). Число исследуемых слоев 2, 4, 6, 8 (1) толщиной 7 мм (1,5; 3; 6; 10 мм), пространственное разрешение соответственно в много- и односрезовом режимах измерений 4,5 и 9,5 пар линий на сантиметр при 5 % ФПМ, время сканирования 0,05 (0,1) с. В скобках приведены параметры односрезового КТ.

К шестому поколению томографов могут быть отнесены спиральные сканеры. В этих устройствах вращательное движение системы «источник – детектор» дополняется непрерывным линейным продольным перемещением ложа с пациентом. Впервые геометрия спирального сканирования была использована в спектрометрах излучений человека, но не нашла широкого применения, опередив свое время на несколько десятилетий.

Основное преимущество спиральных сканеров, например, фирм «Тошиба» (TCT-900S) и «Пиккер» (PQ 6000<sup>TM</sup> и MX-8000) заключается в меньшем времени многослойных исследований по сравнению с предыдущими поколениями подобных томографов и одинаковостью пространственного разрешения в поперечном и продольном направлениях. Толщина и время получения одного среза на томографах фирмы «Пиккер» соответственно составляет 0,5 мм и 500 мс, а томограф фирмы «Тошиба» позволяет получить 15 срезов за 15 с. Такие параметры томографов наряду с целым рядом других усовершенствований расширяют возможности и повышают точность диагностики, позволяют уменьшить дозу облучения и количество вводимого контрастного вещества и обеспечить более совершенную трехмерную реконструкцию изображений.

К седьмому поколению томографов, на серийный выпуск которых перешли ведущие в мире фирмы по производству медицинских систем («Сименс», «Тошиба», «Дженерал электрик», «Маркони», «Филипс», «Хитачи» и др.), логично отнести многосрезовые спиральные сканеры (рис. 3.2 и 3.3), снабженные несколькими близко расположенными рядами детекторов.

Многосрезовые КТ фирмы «Маркони» Mx8000 Dual-Slice scanner и Mx8000 Quad-Slice scanner снабжены соответственно 1344 запатентованными детекторами в двух арках и 5376 детекторами в восьми арках.



Рис. 3.2. Траектория сканирования туловища пациента на четырехсрезовом спиральном КТ

Предусмотрены углы сканирования 240, 360 и 420°. Толщина сканируемого слоя может варьироваться от 0,5 до 10 мм, пространственное разрешение 22,0 пар линий на сантиметр при 2 % ФПМ. Время сканирования слоя от 0,3 до 2 с, полное время спирального сканирования 100 с. Каждый из трех параметров сканеров – время исследования, пространственное разрешение и исследуемый объем при постоянстве двух других улучшается в два раза при переходе от одно- к двухсрезовому сканеру и от двух- к четырехсрезовому.

Компьюторно-томографическая система Toshiba Aquiline 16 – многосрезовый КТ, обеспечивающий возможность одновременного получения 16 срезов толщиной 0,5 мм за время полного оборота трубки (детекторов) 0,5 с. Система включает рентгеновскую трубку Megacool 7,5 MHU с высокой скоростью охлаждения и многорядовый высокоэффективный детектор Quantum с числом каналов более чем 35000. Диапазон сканирования равный 180 см и высокая скорость сканирования позволяют проводить исследование всего тела травмированного пациента.

Томограф обеспечивает низкоконтрастное разрешение равное 2 мм при 0,3 % ФПМ и высококонтрастное разрешение равное 0,35 мм по осям x, y и z.



Рис. 3.3. Общий вид современного компьютерного томографа

Современные 40-срезовые и 64-срезовые КТ (SOMATOM Sensation фирмы «Сименс»), оснащенные сверхпроизводительной рентгеновской трубкой Straton (см. раздел 3.3.1), обеспечивают возможность субмиллиметрового сбора данных с пространственным разрешением 0,17 мм при скорости вращения рентгеновской трубки 0,37 с за один оборот.

Основное отличие МСКТ от КТ – возможность существенного улучшения практически всех эксплутационных параметров томографа и в первую очередь уменьшение полного времени многосрезового исследования крупных органов или нескольких органов и тканей пациента и получение высококачественных трехмерных изображений. Новым этапом в развитии PBT стали разработка и внедрение в клиническую практику принципиально новой системы компьютерной томографии Aquilion ONE фирмы «Toshiba» (рис. 3.4).



Рис. 3.4. Компьютерный томограф Aquilion ONE с 320 рядами детекторов

Томограф седьмого поколения Aquilion ONE можно отнести к восьмому поколению. Уникальная детекторная система с 320 рядами детекторов с элементами размером 0,5 мм покрывает область в 16 см.

Это позволяет визуализировать большие объемы (например, всего сердца, головного мозга и других органов) за один оборот трубки (время оборота 0,35 с) без спирального сканирования, обеспечивая трехмерные изображения с изотропным разрешением и размером воксела 0,35 мм.

Кроме того, следует отметить, что новая динамическая объемная томография не имеет никаких ограничений при сканировании всего тела. Любой орган или участок тела можно визуализировать с обычным качеством в режиме многосрезовой спиральной томографии, а длина области исследования ограничивается лишь длиной стола. При объемном динамическом сканировании сердца эффективная доза, получаемая пациентом, составляет 2 – 8 мЗв, т.е. она заметно ниже, чем при использовании других томографов.

## 3.3. Источники рентгеновских фотонов, коллиматоры, фильтры и детекторы

#### 3.3.1. Рентгеновские излучатели

В качестве рентгеновского излучателя, как правило, используют рентгеновскую трубку. Для КТ всегда требовалось излучение со сравнительно высокой энергией и интенсивностью. С появлением спиральных КТ эти требования выросли еще больше. Типичные значения максимальной мощности лежат в диапазоне от 20 до 1000 кВт при напряжении от 80 до 140 кВ. Однако максимальные значения не могут поддерживаться достаточно долго, например, более 30 – 60 с для типичного односпирального КТ. На протяжении трех десятилетий развития РВТ решали проблему перегрева анода путем наращивания его массы и, следовательно, теплоемкости, совершенствования системы вращения анода и теплоотвода. Однако у этих подходов существуют очевидные пределы, обусловленные техническими ограничениями стандартной конструкции рентгеновской трубки. С учетом этого преимущество имеют мультиспиральные томографы из-за существенно меньшего времени томографического исслелования.

Заметный прогресс в конструкции рентгеновских трубок наметился в 2004 г., когда компания «Сименс» применила рентгеновскую трубку Straton (рис. 3.5) с «вращающейся вакуумной камерой» с анодом и катодом в отличие от стандартной конструкции, в которой вращается только анод, удерживаемый единственным подшипником, помещенным в вакуум. Трубка Straton имеет более надежную конструкцию за счет использования двух подшипников и возможность их смазки. Эффективность теплоотвода у нее в 5 - 10 раз выше, чем в стандартной трубке.

В результате диаметр анода удалось снизить до 120 мм (в обычной трубке он составляет от 200 до 300 мм), а скорость вращения увеличить до 2,5 об / с и выше. Трубка компактна и легко умещается на ладони.

В современных рентгеновских трубках, которые применяются в КТ, типичный размер фокусного пятна составляет от 0,5 до 1,2 мм. Кроме того, часто предусматривается возможность выбора фокусного пятна нужного размера. Так, например, в томографе фирмы «Сименс» SOMATOM Sensation 64 с трубкой Straton реализованы следующие варианты:  $0,6 \times 0,7$ ;  $0,8 \times 1,1$  и  $0,7 \times 0,7$  мм.

Фокусное пятно меньшего размера предпочтительнее для выполнения тонких срезов с высоким разрешением, а для томографии обширных областей с целью получения лучшего контрастного разрешения желательно использовать фокусное пятно большего размера и излучение большей мощности.



Рис. 3.5. Рентгеновская трубка Straton

Дополнительные возможности для управления положением фокуса на аноде во время томографии предоставляют трубки с «подвижным» фокусом. Такое конструкционное решение довольно давно использовалось в некоторых моделях томографов с целью удвоения частоты дискретизации в пределах веерного пучка (т.е. по радиусу и по углу). В конструкцию трубки Straton были внесены дополнительные усовершенствования. Форма и положение электронного пучка в трубке управляются магнитным полем, позволяющим перемещать точку фокуса не только в плоскости пучка, но и в направлении продольной оси z (технология z-sharp). Поскольку отклонение фокуса происходит за время порядка нескольких микросекунд, такой подход позволяет удвоить частоту дискретизации по оси z.

В упомянутом КТ SOMATOM Sensation 64 используется матри-

ца из 32 наборов детекторов толщиной 0,6 мм (32 × 0,6 мм), которая позволяет осуществлять сбор данных так же, как матрица из 64 наборов детекторов толщиной 0,3 мм. В результате получаются наборы из 64 перекрывающихся срезов толщиной 0,6 мм, полученных с шагом 0,3 мм (рис. 3.6). Сдвиг точки фокуса в радиальном направлении компенсируется программной коррекцией.



Рис. 3.6. Схема удвоения выборки по продольной оси z (технология «z-sharp»), основанная на подвижном фокусе

#### 3.3.2. Коллиматоры, фильтры и защитные устройства

Компьютерные томографы оснащают коллиматорами, фильтрами и защитными устройствами, которые, обеспечивают фильтрацию рентгеновского излучения, формируют срезы и защищают от рассеянного излучения детекторы, а также пациента и персонал. В различных моделях могут использоваться разные устройства этого типа, но они всегда выполняют одни и те же функции. Сначала коллимация рентгеновского пучка осуществляется вблизи фокуса для придания пучку тех параметров, которые в наибольшей степени соответствуют данному детектору и геометрии измерений. При этом конус излучения ограничивается свинцовым кожухом рентгеновской трубки, апертура которой задает приближенную форму пучка: веерную или конусную. Точная форма пучка формируется на следующем этапе с помощью неподвижного коллиматора. Помимо этого, используется дополнительный регулируемый коллиматор, который доводит параметры пучка до значений, требуемых для измерения одного или нескольких срезов нужной толщины. Последний коллиматор располагается на максимальном расстоянии от фокуса практически вплотную к корпусу гентри и служит для уменьшения зоны полутени, возникающей изза конечного размера фокусного пятна. Коллиматор, размещаемый перед детектором, апертура которого соответствует максимальной ширине коллимированного пучка, предназначен для снижения вклада в сигнал рассеянного излучения. Отдельные компоненты системы служат для дополнительной (помимо самой рентгеновской трубки) фильтрации спектра рентгеновского излучения, например, в виде медных пластин толщиной 0,1 – 0,4 мм. Оптимизация спектра рентгеновского излучения является компромиссом между ужесточением спектра и повышением мощности излучения рентгеновской трубки.

В КТ используют также профилированные фильтры («фильтрыбабочки»), которые практически не влияют на интенсивность излучения в центре пучка, но сильно ослабляют его на периферии. Хорошим материалом для такого фильтра является тефлон, имеющий высокую плотность и низкое атомное число, что сводит к минимуму повышение жесткости излучения и искажение спектра на периферии пучка.

Для высококонтрастной томографии, когда уровень шума не создает помех, в систему коллиматоров, размещаемых рядом с детектором, встраивают «решетку высокого разрешения» для увеличения пространственного разрешения.

## 3.3.3. Детекторы

Детекторы, ключевыми компонентами которых являются определенным образом ориентированные чувствительные элементы, предусилители и АЦП, относится к наиболее важным и сложным компонентам КТ. Они должен удовлетворять широкому набору физических, химических, экологических и эксплутационных качеств. Одно из очевидных требований к электронным компонентам детектора заключается в том, что уровень генерируемых ими помех должен быть существенно ниже, чем случайные вариации регистрируемой интенсивности излучения, обусловленные квантовым шумом.

В КТ широко используются детекторы следующих типов:

ионизационные камеры, заполненные инертным газом (обычно ксеноном) под высоким давлением (10 бар, 25 бар);

 – сцинтилляционные детекторы в виде кристаллов солей (йодид цезия, вольфрамат кадмия) или керамических материалов (оксисульфид гадолиния).

В МСКТ разных компаний используют различные модификации обычно запатентованных многорядных детекторов. Перспективной является возможность использования в МСКТ плоских детекторных панелей, разработанных для цифровой рентгенографии.

## 3.4. Контроль качества изображения

Контроль качества изображения на КТ необходим для гарантии достоверности получаемой при РВТ информации. Он включает приемочные испытания (в соответствии с IEC 61223, ч. 3-5, 2004) и испытания на постоянство параметров (согласно IEC 61223, ч. 2-6, 1994 и ГОСТ Р 51746-2001) томографа. Приемочные испытания являются первой проверкой устройства на соответствие нормативным и паспортным характеристикам. Ее также осуществляют после установки или внесения существенных изменений в комплектацию или программное обеспечение. Результаты приемочных испытаний также служат эталонными для результатов испытаний на постоянство параметров при периодическом контроле (обычно раз в месяц). Для такого контроля разработан ряд методик с использованием соответствующих тест-фантомов. Основными проверяемыми характеристиками при испытаниях на постоянство параметров являются: полный диапазон и линейность шкалы плотностей (КТ-числа), однородность, уровень шума, пространственное разрешение; толщина исследуемого слоя (среза), уровень дозы, точность позиционирования стола. При приемочных испытаниях дополнительно тестируются низкоконтрастное разрешение, световые устройства позиционирования и наклон гентри.

В современных КТ квантовый шум, неоднородность изображения и полный диапазон шкалы плотностей контролируются автоматически. Это осуществляется при проведении ежедневного контроля КТ с помощью специального водного тест-фантома, поставляемого вместе с томографом. Если измеренные параметры не соответствуют указанным в технической документации на томограф, производится автоподстройка томографа или выдается сообщение о его неисправности. Другие характеристики проверяются с помощью специализированных или универсальных тест-фантомов, построенных по модульному принципу. Такие фантомы сложны в изготовлении, выпускаются ограниченным числом фирм и могут не входить в комплект поставки томографа. В России разработан и выпускается измерительный универсальный фантом марки ФРТ-01 (ЗАО «Амико») для контроля качества изображения КТ.

# 3.5. Другие практические аспекты компьютерной томографии

#### 3.5.1. Веерная и конусная геометрия измерений

Все рассмотренные ранее алгоритмы реконструкции изображений были разработаны для параллельных проекций, или проекций, полученных с параллельными пучками. Однако с целью уменьшения времени сбора данных в современных КТ широко используются системы с веерными, а в современных МСКТ даже с конусными пучками фотонов. Используют несколько основных алгоритмов обработки проекций, полученных в веерном пучке.

Первый способ основан на успешной разработке эквивалента преобразования Радона для веерных пучков и быстродействующих сверточных алгоритмов (фильтрованных обратных проекций) реконструкции изображений на его основе. При этом получен алгоритм восстановления равноугольной веерной схемы томографии, используемой в КТ третьего поколения.

Во втором способе используется интерполяция значений в координатном пространстве ( $\xi$ ,  $\theta$ ) для вычисления лучевых сумм на множестве параллельных лучей по измеренным лучевым суммам на веерных лучах. После этой процедуры, называемой повторным разбиением, применяют уже описанные выше алгоритмы для параллельного пучка.

Третий способ реконструкции изображений при веерной схеме томографии, например, в серии высокоскоростных КТ седьмого

поколения фирмы «Дженерал электрик» DX/i, FX/i и LX/i, основан на преобразовании исходных данных таким образом, чтобы они соответствовали параллельной схеме измерений, т.е. на «перепаковке» веерных проекций в параллельные проекции, что представляется весьма привлекательным. На практике метод перепаковки оказывается во многих случаях наиболее удобным алгоритмом реконструкции. Это объясняется его простотой и большой устойчивостью метода обратного проецирования фильтрованных проекций для параллельной схемы измерений. Этот вывод справедлив, несмотря на необходимость процедуры интерполяции по заданной сетке при перепаковке равноугольных веерных данных.

Процесс реконструкции изображений по трехмерным томографическим данным является гораздо более сложным, чем его двумерный аналог. Тем не менее, получена модификация преобразования Радона для трехмерной геометрии измерений и разработаны приближенный и наиболее популярный алгоритм Фельдкампа и несколько модификаций этого алгоритма. Альтернативой этим алгоритмам является перепаковка конусных данных в данные, соответствующие плоской схеме томографии. Существует несколько коммерческих версий алгоритма односрезовой перепаковки для реконструкции конусных данных спиральной РВТ. И, наконец, найдено точное решение задачи трехмерной реконструкции изображений по конусным проекциям, однако имеются определенные ограничения на его практическое применение в РВТ для медицинских целей.

# 3.5.2. Дискретизация измерений

При реальных дискретных измерениях проекция  $p(\xi, \theta)$  определяполученных набора дискретных ется в виле значений  $p(\xi_n, \theta) = p(n\Delta\xi, \theta)$  ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ ). Тогда, например, в методе фильтрованных обратных проекций функция ядра  $h_1(\xi)$  также должна залана в аналогичных дискретных быть виле отчетов  $h_1(\xi_n) = h_1(n\Delta\xi)$ . Приведенная ранее аподизирующая функция в виде прямоугольного импульса, ограниченного по полосе частот, делает фурье-образ  $H_1(\chi)$  ядра  $h_1(\xi)$  равным нулю вне интервала  $[-\chi_0, +\chi_0]$ .

Согласно теореме Котельникова (теоремы отсчетов), непрерывная функция f(x), имеющая отличный от нуля фурье-образ только на интервале  $[-\chi_0, +\chi_0]$ , может быть точно представлена по своим дискретным отсчетам в виде ряда

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{n\pi}{\chi_0}\right) \operatorname{sinc}\left[\chi_0\left(x - \frac{n\pi}{\chi_0}\right)\right].$$

Поэтому для предотвращения потери информации необходимо снимать отсчеты с дискретностью  $\Delta\xi = \pi/\chi_0$ .

Предположим, что имеется точечный рентгеновский источник. В этом случае для детектора прямоугольной формы шириной w в направлении проекции спектр проекции будет промодулирован функцией  $\sin(\pi\rho w)/\pi\rho w$ .

Первый нуль этой функции лежит при  $\rho = 1/w$ . Это значение определяет максимальную частоту  $\rho_0$ , которая воспроизводится без искажений при реконструкции изображения.

Переходя от пространственной круговой частоты  $\chi$  к пространственной частоте  $\rho = \chi/2\pi$ , получим, что для выполнения требования теоремы Котельникова должно выполняться условие  $\Delta \xi \leq \pi/\chi_0 = 1/2\rho_0 = w/2$ . Этот критерий с учетом присутствия частот выше  $\rho_0$  в боковых лепестках функции  $A(\rho)$ , но с существенно меньшими амплитудами, с одной стороны, и наличия других факторов (например, конечных размеров источника, движения пациента), уменьшающих вклад высоких частот, с другой стороны, будет приблизительно удовлетворять условиям дискретизации.

Определим связь между числом радиальных  $N_{\xi}$  и угловых  $N_{\theta}$  отсчетов. Задав диаметр H объекта исследования, найдем число радиальных отсчетов в проекции

$$N_{\varepsilon} \ge H / \Delta \xi = 2\rho_0 H . \tag{3.1}$$

Чтобы изображение имело одинаковое по всем направлениям разрешение, наивысшие пространственные частоты должны иметь

одинаковый шаг дискретизации в радиальном и азимутальном направлениях в окрестности  $\rho_0$  в фурье-пространстве.

Число угловых отсчетов  $N_{\theta}$  выбирается таким образом, чтобы оно было равно числу проекций в области углов  $0 \le \theta \le 180^{\circ}$ . Приравняв интервалы между отсчетами в фурье-пространстве в радиальном  $2\rho_0 \Delta \xi/H$  и азимутальном  $\rho_0 \Delta \theta = \rho_0 \pi/N_{\theta}$  направлениях при  $\rho = \rho_0$ , получим число угловых отсчетов

$$N_{\theta} = (\pi/2)N_{\xi}$$
.

При равномерной выборке данных изображения угол проекции, выраженный в радианах, изменяется с шагом

$$\Delta \theta = 2 / N_{\epsilon}$$

При числе отсчетов в проекции  $N_{\xi} = 256 \div 1024$  необходимое число проекций составит соответственно  $N_{\theta} \approx 400 \div 1600$ , интервал дискретизации по углу  $\Delta \theta = 0.45 \div 0.11^{\circ}$ , а общее число отсчетов получим равным  $N_{\xi}N_{\theta} = (1 \div 16) \cdot 10^{5}$ .

Задав w = 3 мм и H = 420 мм, определим, что  $\rho_0 = 0,33$  мм<sup>-1</sup>,  $N_{\xi} \ge 277, \Delta \xi = 1,5$  мм,  $N_{\theta} = 435, \Delta \theta = 0,41^{\circ}$  и  $N_{\varepsilon}N_{\theta} = 1,2 \cdot 10^{5}$ .

Эти данные примерно соответствуют параметрам серийных томографов.

Для уменьшения искажений (артефактов), связанных с конечной толщиной сечения, в томографах третьего и более высокого поколения проекции часто регистрируют во всем диапазоне углов 360°, и обычно определяется 2  $N_{\rm H}$  проекций.

Этот прием в определенной степени компенсирует, в частности, расходимость рентгеновского пучка в направлении, перпендикулярном зондируемому слою, и эффект так называемого частичного заполнения, когда анатомическая структура пересекает выбранное сечение не под прямым углом, что приводит к неправильному определению плотности (числа Хаунсфилда) в данном элементе изображения (вокселе).
#### 3.5.3. Учет полихроматичности рентгеновского излучения

#### 3.5.3.1. Единицы Хаунсфилда

Рентгеновское излучение состоит из фотонов, не являющихся фотонами гамма-излучения, и включает тормозное и характеристическое излучение, имеющее соответственно непрерывную и дискретную энергию фотонов, много большую, чем фотоны видимого света. Основной вклад в формирование изображения дает тормозное излучение, верхняя граница спектра которого определяется напряжением на рентгеновской трубке. Эффективная энергия фотонов примерно равна 2/3 от энергии ускоренных электронов или анодного напряжения на рентгеновской трубке. При рентгенодиагностических исследованиях используют три способа формирования спектра: изменением напряжения на трубке, схемы ее питания и фильтра излучения (его материала и толщины). Применение фильтра уменьшает малоинформативную низкоэнергетическую часть спектра, дающего заметный вклад в дозу облучения при медицинских применениях. В целом выбор оптимальной энергии фотонов должен обеспечить достижение требуемого уровня чувствительности (порогового контраста) при минимальной дозе облучения. В медицинской компьютерной томографии это достигается, как отмечено ранее, обычно при анодном напряжении 80 – 140 кВ.

Учет полихроматичности излучения приводит к более сложному выражению для интенсивности тонкого луча рентгеновского излучения, прошедшего слой толщиной d и, следовательно, для проекции:

$$p = -\ln\left\{\int_{0}^{E_{\text{max}}} \frac{dN}{dE} E \exp\left[-\int_{0}^{d} \mu(x, E) dx\right] dE / \int_{0}^{E_{\text{max}}} \frac{dN}{dE} E dE\right\}.$$
 (3.2).

Физическая величина µ сама по себе не очень информативна, поскольку зависит не только от материала объекта, но и от энергии излучения *E*. Для компенсации этой зависимости измеряют относительное ослабление излучения по сравнению с водой, имеющей практически одинаковый эффективный атомный номер с мягкими биологическими тканями. В медицинской РВТ в качестве меры относительного ослабления излучения принимают величину

$$H_{x} = k(\mu - \mu_{\rm H_{2}O})/\mu_{\rm H_{2}O}, \qquad (3.3)$$

где k = 1000.

Очевидно, что для воды  $H_x = 0$ , а диапазон изменения  $H_x$  (называемый масштабом чисел, или единиц Хаунсфилда) обычно выбирают примерно от –1000 (для заполненных воздухом полостей) до примерно +(1000 ÷ 3000) (для костной ткани). Абсолютную разность между КТ-числами соседних структур или областей изображений определяют как контраст в РВТ. Погрешность определения чисел Хаунсфилда (КТ-чисел) должна быть порядка долей процента, так как для мягких тканей эти числа близки друг другу и почти равны нулю. Тем не менее, при регистрации проекционных данных с высокой точностью небольшие различия значений  $H_x$  могут быть визуализированы на дисплее выбором ширины окна (диапазона чисел Хаунсфилда в этом контексте) и изменением уровня яркости.

Используют три окна с приведенными (в скобках) границами: костное (+2250 HU, -250 HU), мягкотканное (+150 HU, -250 HU) и легочное (+250 HU, -1450 HU). При отображении томограммы на мониторе и при выводе ее на пленку выбранному диапазону приписывается полный набор оттенков серого цвета.

По мере того, как рентгеновское излучение проходит через биоткань, его низкоэнергетическая составляющая ослабляется более быстро, чем высокоэнергетическая (рис. 3.7).

В результате экспоненциальный закон ослабления излучения нарушается. Полученное нелинейное соотношение между p и  $\mu$ проявляется в форме ложного уменьшения плотности в центре однородного по плотности объекта, а также в форме ложных деталей в изображении вблизи соприкосновения костных и мягких тканей. Отмеченные артефакты создают особые трудности при черепномозговых обследованиях. Кроме того, как уже отмечалось, в круговой веерной геометрии нельзя пренебрегать вкладом рассеянного (вторичного) излучения, и даже для моноэнергетического источника имеет место соотношение (1.14).

Возможности оператора по коррекции подобных артефактов в целом весьма ограничены. Показано, что в томографах третьего поколения возможна определенная компенсация ужесточения спектра фотонов вкладом в результат измерений рассеянных фотонов. При этом ослабление в среде интенсивности излучения с непрерывным спектром для некоторой эффективной энергии и эффективного коэффициента ослабления приблизительно подчиняется закономерностям ослабление в среде интенсивности моноэнергетического излучения.



Рис. 3.7. Спектры рентгеновского излучения до (*a*) и после ( $\delta$ ) прохождения фотонов через слой мягкой биоткани толщиной 18,5 см и костной ткани – 1,5 см. Материал анода – W, постоянное напряжение 100 кВ, фильтр Al толщиной 2,5 мм. Спектры нормированы на одинаковое максимальное число квантов

# 3.5.3.2. Двухэнергетическая визуализация

Двухэнергетическая визуализация осуществляется с использованием двух спектров излучения (получаемых с помощью различных значений напряжения на трубке или с помощью фильтров). Метод основан на зависимости µ от энергии излучения, которая определяется атомным номером. Цель двухэнергетической визуализации заключается в получении селективных изображений, позволяющих с высокой точностью оценить плотность интересующего материала. Метод позволяет, например, получать селективные изображения обызвестлений и мягких тканей, получать «моноэнергетические» изображения, свободные от эффектов, связанных с ужесточением энергетического спектра излучения, и применялся в течение нескольких лет для денситометрии поясничного отдела позвоночника. Соответствующими возможностями обладают томографы Siemens SOMATON DR, выпускавшиеся достаточно долго. В настоящее время из-за технической сложности выполнения PBT при двух диапазонах высоких энергий, повышенной дозе облучения пациентов и отсутствия существенных преимуществ для диагностики подобные томографы не выпускаются, а методика не рекомендуется к применению. Вместе с тем подобные методики продолжают использоваться в технике (неразрушающий контроль, проверка багажа). В медицине интерес к ним остается, что связано со специальными областями, такими как расчет карт электронной плотности при планировании лучевой терапии, в первую очередь протонной, требующей высокой точности.

#### 3.5.4. Квантовый шум

В РВТ в процессе сканирования измеряют лучевые суммы  $p_j$ , которые при условии монохроматичности излучения и отсутствия вклада рассеянного излучения имеют вид

$$p_{j} = \ln(I_{0} / I_{j}) = \ln(N_{0} / N_{j}) = \sum_{i=1}^{n} \mu_{ij} \Delta x, \qquad (3.4)$$

где  $N_0$  и  $N_j$  – соответственно число фотонов до и после ослабления излучения исследуемым объектом, подчиняющихся статистике Пуассона.

Стандартное отклонение этой величины  $S_p$  (индекс *j* опущен) связано со стандартными отклонениями  $S_{N_0}$  и  $S_N$ , обусловленными квантовыми флуктуациями  $N_0$  и N, уравнением

$$S_P = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial N_0}S_{N_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial N}S_N\right)^2} .$$
(3.5)

Пренебрегая фоновым излучением, подставляя значения  $S_{N_0} = \sqrt{N_0}$  и  $S_N = \sqrt{N}$  и учитывая, что в РВТ  $N_0 >> N$ , получим  $S_P = 1/\sqrt{N}$ .

Квантовые флуктуации результатов измерений преобразуются алгоритмами реконструкции изображения во флуктуации  $\mu_{ij}$ , определяемые стандартным отклонением  $S_{\mu_{ij}} = \Delta \mu_{ij}$ . Поэтому, например, объекты с однородной плотностью ( $\mu = \text{const}$ ) будут выглядеть на изображении пятнистыми. Для них отношение сигнал/шум  $\eta$  можно определить как  $\eta = \overline{\mu} / \Delta \mu$ . Необходимая информация будет получена, если  $\eta$  превышает некоторый минимум или порог  $\beta \overline{\mu} / \Delta \mu_{nop}$ , где  $\beta$  определяет вероятность обнаружения минимального относительного изменения линейного коэффициента ослабления,  $\overline{\mu}$  и  $\Delta \mu_{nop}$  – соответственно среднее значение  $\mu$  и пороговое среднеквадратичное отклонение  $\mu$  от  $\overline{\mu}$ .

В рентгенографии, например, выбирают  $\beta = 3$  и  $\beta = 5$ , обеспечивая соответственно вероятность правильной интерпретации изображения 0,93 и 0,99. В работах по РВТ обычно подразумевают  $\beta = 1$ , хотя это часто не оговаривается. Таким образом, при компьютерной томографии также, как и в традиционных системах визуализации, квантовые флуктуации ограничивают различаемость деталей изображения.

Из формулы (3.4) при  $\Delta x = \text{const}$ , используя, как и ранее, соотношение подобное (3.5), можно получить

$$S_p^2 = (\Delta x)^2 n S_{\mu}^2 = (\Delta x)^2 \frac{H}{\Delta x} S_{\mu}^2 = \Delta x H S_{\mu}^2,$$
 (3.6)

где  $\Delta x$  – эффективная ширина элемента матрицы изображения; n – число элементов объекта в направлении луча «источник – детектор»; H – толщина объекта.

В результате найдем

$$\Delta \mu = S_{\mu} = 1 / \sqrt{N \Delta x H} . \qquad (3.7)$$

Следовательно, погрешность измерения µ тем больше, чем меньше доза излучения и меньше размер элемента матрицы изображения. Уровень шума зависит также от алгоритма реконструкции (выбранного ядра свертки или аподизирующей функции, т.е. фильтра), возрастая (в ед. Хаунсфилда) примерно в 1,5 раза при переходе от сильно слаживающего ядра к стандартному ядру и примерно в 3 раза при переходе к ядру высокого разрешения.

У томографа пятого поколения сверхскоростного электроннолучевого КТ C-150XP Ultrafast СТ фирмы «Иматрон» (США) измеренное стандартное отклонение, обусловленное квантовым шумом, в центре 10-дюймового водяного фантома при времени экспозиции 0,05 с и стандартной реконструкции, равно  $\pm 15$  HU, а однородность по сечению этого фантома составляет  $\pm 8$  HU, где HU – числа Хаунсфилда. У компактного томографа шестого поколения SOMA-ТОМ Smile однородность по сечению равна  $\pm 3$  HU, а у многосрезового спирального томографа седьмого поколения Siemens Balance – примерно  $\pm 2$  HU.

На основании предположения, что квантовые флуктуации являются единственным источником шума в изображении, рядом авторов были получены выражения, связывающие основные параметры КТ (шум, дозу и пространственное разрешение), которые могут быть представлены соотношением вида

$$S_{\mu}^{2}(\Delta x)^{3}bX = k_{2}S_{\mu}^{2}(\Delta x)^{4}X = k_{1}, \qquad (3.8)$$

где b – толщина (эффективная толщина) сканируемого слоя объекта; X – величина, определяющая дозу облучения на один срез за полный цикл измерения всех проекций;  $k_1$  – постоянная, зависящая от энергии фотонов, размера (диаметра) объекта, его состава и средней плотности, погрешности определения пространственного разрешения и квантовой эффективности детектора;  $k_2$  – постоянная, определяющая толщину сканируемого слоя в единицах требуемого разрешения, т.е.  $b = k_2 \Delta x$ , где обычно  $k_2 = 2 - 5$ . В качестве X в зависимости от выбора  $k_1$  берут дозу рентгеновского излучения в центре цилиндрического объекта. Верхнее значение  $k_2$  ограничивается возникновением упоминавшегося ранее эффекта неполного заполнения объема. При равенстве толщины среза шагу дискретизации в поперечном сечении  $k_2 = 1$ .

Формулу (3.8) можно рассматривать как соотношение «неопределенности», связывающее и ограничивающее предельные информационные параметры РВТ. Из нее следует, что никакими техническими или математическими средствами при фиксированных условиях измерения нельзя выйти за рамки ограничения (3.8). Можно лишь улучшить одни информационные характеристики за счет ухудшения других. Для увеличения чувствительности к изменению µ, например, снижения S<sub>11</sub> в 2 раза, можно в 1,4 раза снизить пространственное разрешение в плоскости томограммы или в 4 раза увеличить толщину контролируемого слоя или во столько же раз увеличить экспозицию. А, например, повышение пространственного разрешения в 2 раза требует увеличения экспозиционной дозы в 16 раз. Таким образом, улучшение изображения или уменьшение дозы облучения при PBT без ухудшения других характеристик связано с улучшением параметров отдельных блоков (детекторов и др.), регулированием анодного тока в реальном масштабе времени с целью достижения постоянного уровня шума, изменением конструкции КТ, как это сделано, например, в многосрезовых спиральных томографах. Исходя из (3.8), можно сформулировать критерий качества для КТ

$$Q = k_1 / S_{\mu}^2 (\Delta x)^3 b X.$$
 (3.9)

В (3.9) вместо ( $1/\Delta x$ ) в качестве меры разрешения может быть использовано 10-процентное значение функции передачи модуляций (ФПМ),  $\rho_{10\%}$  (мм<sup>-1</sup>). Критерий нагляден, но не универсален, т.к. для разных видов исследований (головной мозг, все тело) могут быть лучше разные томографы, а не какой-то один.

#### 3.5.5. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение, или нерезкость характеризует способность системы визуализировать структуры малого размера. Обычно его определяют при высокой контрастности, чтобы исключить влияние квантового шума. Количественным описанием пространственного разрешения (разрешающей способности) является его предел, граничная пространственная частота, функция распределения (рассеяния) точки, линии, контура, а также наиболее эффективно ФПМ. При этом различают разрешение в аксиальной плоскости томографии (x, y) и вдоль продольной оси тела (z). Комбинация этих значений определяет трехмерное разрешение, кото-

рое обеспечивает решающее преимущество спиральных КТ перед пошаговыми томографами.

### 3.5.5.1. Пространственное разрешение в плоскости среза

Нерезкость изображения приводит к перекрытию мелких деталей тем большему, чем меньше размер деталей, и, следовательно, к снижению контраста. Нерезкость в РВТ обусловлена целым рядом факторов, имеющих место и для обычной рентгеновской визуализации: среди них геометрическая ( $U_F$ ), детекторная ( $U_D$ ) и динамическая нерезкость. Первая главным образом является следствием наличия фокусного пятна конечных размеров на рентгеновской трубке. Детекторная нерезкость связана с принципом получения изображения и параметрами детекторов излучения. Динамическая нерезкость обусловлена движением пациентов во время обследования, а в случае их неподвижности наличием таких движущихся органов, как сердце, и органов, связанных с ним кровоснабжением.

К снижению резкости в РВТ дополнительно приводит непрерывное смещение фокусного пятна ( $U_B$ ) и вклад алгоритма реконструкции ( $U_A$ ). Для определения нерезкости рассмотрим функции, приведенные на рис. 3.8.

При этом

$$\varepsilon_{\pi}(x) = \frac{de(x)}{dx}; \quad e(x) = \int_{-\infty}^{x} \varepsilon_{\pi}(x) dx$$

Нерезкость изображения характеризуют индексом разрешения  $\delta$  (мм), равным ширине кривой  $\varepsilon_{\pi}(x)$  на половине высоты, или пространственной разрешающей способностью  $\lambda = \delta^{-1}$  (мм<sup>-1</sup>).

Индекс разрешения не в полной мере характеризует способность системы визуализации и особенно ее отдельных узлов передавать информацию о сложных реальных объектах. Более подходящей оценкой нерезкости является функция передачи модуляций.



Рис. 3.8. К связи между краевой функцией (а), функцией рассеяния линии (б) и функцией передачи модуляций (в)

Эта функция  $\Phi\Pi M \equiv M(\omega)$  отражает способность системы или любого ее узла воспроизводить синусоидальную миру из сильно ослабляющих фотоны материалов и является отношением пространственно-частотного спектра изображения к пространственно-частотному спектру объекта. Поскольку изготовить такую миру очень трудно, один из способов определения  $\Phi\Pi M$  основан на ее связи с функцией  $\varepsilon_{\pi}(x)$ :

$$M(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\pi}(x) \cos 2\pi \omega x dx / \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\pi}(x) dx. \qquad (3.10)$$

Функцию передачи модуляций представляют в виде кривой ее зависимости от частоты (см. рис. 3.8, *в*), выраженной числом пар линий на мм (см). При этом пространственная разрешающая способность определяется как максимальное количество рентгенопоглощающих полос, разделенных равными им по ширине прозрачными промежутками на единицу длины, которые еще различимы на изображении, т.е. числом пар линий на 1 мм (см), при этом под линией подразумевают сумму ширины полосы и промежутка. Если, например, разрешающая способность равна 2,5 лин./мм, то это означает, что можно увидеть черную полосу шириной 0,2 мм, отделенную от другой черной полосы промежутком такой же ширины, а полосы шириной 0,1 мм уже не будут различимы.

Примером представления может служить проспект КТ C-150XP «Иматрон»: Spatial Resolution: 5% MTF 9.5 line-pairs per cm.

Другой способ определения нерезкости изображения осуществляется с помощью специальных штриховых тест-объектов.

Общее повышение аппаратной нерезкости может быть определено по формуле

$$U = \sqrt{U_{\rm F}^2 + U_{\rm D}^2 + U_{B}^2 + U_{A}^2} \,. \tag{3.11}$$

Фундаментальное ограничение резкости связано с механическими и техническими ограничениями конструкции данного томографа, определяющими максимальную разрешающую способность, которую может обеспечить КТ при достаточно полной выборке данных и использовании оптимизированного по пространственному разрешению алгоритма реконструкции. Возможности оператора по улучшению пространственного разрешения ограничены и сводятся в основном к выбору ядра свертки, т.к. параметры, определяющие пространственное разрешение в соответствии с (3.11), устанавливаются в соответствии с выбранным режимом томографии.

Выражение (3.11) не учитывает размер матрицы изображения, определяющей размер отдельных пикселов. Однако его существенное влияние на пространственное разрешение можно не учитывать лишь при коэффициенте увеличения изображения больше 5 (что и делается в технической документации на КТ, фактически завывающей пространственное разрешение в единицах ФПМ). При реальных для повседневной работы коэффициентах увеличения 1,2-2,0 исключить влияние матрицы изображения, как правило, не удается. Имеют место простые соотношения, связывающие размер пиксела  $d_p$ , их число  $N \times N$ , диаметр поля измерения  $D_{uзм}$ , которое отображается в зависимости от коэффициента увеличения k полностью (k = 1) или частично (k > 1) в виде поля изображения с диаметром  $D_{usof}$ :

$$d_p = D_{u_{300}} / N = D_{u_{3M}} / (kN)$$
. (3.12)

В современных компьютерных томографах  $N \times N = 512 \times 512$  и  $D_{uso\delta} \cong 50$  см. Выбрав для наглядности  $D_{uso\delta} = 51,2$  см, при коэффициентах увеличения 1, 2 и 5 получим соответственно размеры пикселов 1,0; 0,5 и 0,2 мм. Отрицательное влияние матрицы изображения удается в значительной степени исключить при условии

$$d_p \le 0.5 d_{\text{MUH}}, \qquad (3.13)$$

где *d*<sub>мин</sub> – диаметр наименьшей разрешаемой структуры (мм).

Из соотношений (3.11) и (3.12) для выбранных значений диаметра измеряемого поля и матрицы изображения определяется необходимое для достижения требуемого разрешения  $d_{_{MUH}}$  условие (k – безразмерная величина):

$$k > 2/d_{MUH}$$
 (3.13)

Например, для разрешения структур размером 0,4 мм потребуется коэффициент увеличения k > 5.

#### 3.5.5.2. Пространственное разрешение по продольной оси z

Разрешение по оси z в характеристиках КТ обычно не приводится, и оценка разрешения по оси z сводится в основном к указанию толщины среза. Однако в СРВТ и МСРВТ по мере распространения исследования объемных структур и трехмерной визуализации продольному разрешению придается все большее значение, особенно в плане приравнивания его к разрешению в плоскости среза. При стандартной визуализации пространственное разрешение определяют как ширину профиля чувствительности или функции эффективности точки (ПТФЭ) вдоль оси z на уроне 50 % от максимального значения (ПШПМ, FWHM). Значение ПШПМ не содержит информации о форме ПТФЭ. Поэтому в качестве дополнительных критериев предложены такие параметры как ширина ПФЭ на уровне 10 % от максимальной высоты (ПШДМ, FWTM); ширина профиля на уровне прямой, которая делит профиль на части, доля площадей которых составляет соответственно 90 % и 10 % (ПШДП, FWTA), и индекс качества профиля среза (ИКПС, SPQI), равного отношению площади среза с номинальной шириной к площади среза идеальной формы. Если форма профиля соответствует идеальной (прямоугольной), то ИКПС равен 100 %.

Альтернативными вариантами определения пространственного разрешения вдоль оси z являются расчет функции передачи модуляций по результатам измерения ПТФЭ или использование тестобъектов с отверстиями и полосами, которые можно располагать не только в плоскости среза, но и перпендикулярно ей.

Пространственное разрешение (форма ПТФЭ) сильно влияет на качество изображения мелких деталей исследуемого объекта. Контрастность изображения объекта размером меньше чем толщина среза, часть которого попала в объем среза, окажется заниженной и зависит от его положения внутри среза (эффект деления элементарного объема). Для снижения этого эффекта необходимо использовать более тонкие срезы.

Еще бо́льшие артефакты может вызвать даже незначительное отклонение формы ПФЭ от идеальной из-за вклада в изображение выделенного среза от структур, расположенных за его пределами.

Подобные искажения наблюдаются, например, вблизи основания черепа.

# 3.6. Некоторые особенности спиральной РВТ 3.6.1. Методика спиральной РВТ

Для пошаговой PBT действуют два фундаментальных требования, нарушение которых ухудшает качество изображения, – неподвижность пациента во время исследования и абсолютно плоская геометрия каждого среза. В спиральной PBT эти требования принципиально не выполняются: при измерениях плоская геометрия среза не требуется и не реализуется, а пациент перемещается. Хотя отдельные негативные эффекты этих нарушений иногда проявляются, комплекс устоявшихся вычислительных методов и подходов к z-интерполяции (см. дальше) обеспечивает качество изображений, соответствующее требованиям современной диагностики, и спиральная томография имеет достаточно важных преимуществ перед пошаговой.

Фокусное пятно рентгеновской трубки описывает в пространстве окружность, а относительно пациента – спираль, что и дало название методу томографии. Скорость продольного перемещения ложа (стола) с пациентом через апертуру гентри обычно составляет 1 – 20 мм/с для томографа со скоростью вращения трубки 1 об/с, однорядным детектором (СКТ) и переменной толщиной среза 1 – 10 мм. При этом скорость продольного перемещения ложа равна одно-двукратному размеру апертуры коллиматора, деленному на время оборота трубки на 360°. При двукратном повышении скорости вращения трубки и использовании, например, 16 рядов детекторов (МСКТ) скорость перемещения стола можно увеличить в 2 × 16 = 32 раза.

Для спиральной томографии в отличие от пошаговой вводят дополнительные параметры: перемещение (шаг) стола в мм за один оборот трубки (d) и питч (p) – отношение этого перемещения к толщине среза S для СКТ и к общей толщине одновременно получаемых N срезов  $N \cdot S$  для МСКТ.

Питч может быть определен по формулам

$$p = d/(N \cdot S) = R \cdot t_{ep}/(T \cdot N \cdot S) = d' t_{ep}/(N \cdot S), \qquad (3.14)$$

где T – время исследования (сканирования), которое приемлемо для данного диапазона сканирования R, d' = R/T – скорость движения стола и  $t_{sp}$  – скорость оборота трубки.

На практике скорость движения стола выбирается с учетом толщины среза и питча в соответствии с (3.14). Современные МСКТ позволяют достичь высокой скорости объемной томографии для небольшой толщины среза (S < 1 мм) при существенном увеличении скорости стола. Например, на 32-спиральном томографе с толщиной среза 0,6 мм и  $t_{ep} = 0,4$  с скорость движения стола d' составляет 72 мм/с при питче 1,5. Обычно питч выбирают равным p = 1-2 для рутинных исследований и p = 0,2-0,5 (часто 0,2) при кардиологических исследованиях на современных МСКТ. Последнее условие обусловлено тем, что следует выбирать  $p \le f_H t_{rot}$ , где  $f_H$  – частота сердечных сокращений (ЧСС).

Иногда в литературе (проспектах) используют также термин объемный питч  $p^* = d/S$ . От значения питча существенно зависит качество изображения и доза облучения пациента (особенно на односрезовых спиральных КТ).

# 3.6.2. Особенности реконструкции изображений в спиральной РВТ

Реконструкция изображений в СРВТ принципиально не отличается от применяемой в пошаговой РВТ, рассмотренной ранее. Однако для выполнения приведенного выше первого требования РВТ – абсолютно плоской геометрии каждого среза перед заключительным этапом реконструкции (методом фильтрованных обратных проекций) осуществляется дополнительная операция – интерполяция результатов измерений вдоль продольной оси *z* (*z*-интерполяция).

Простой и естественный способ *z*-интерполяции заключается в определении значений проекций для заданного положения стола  $z_R$  путем линейной интерполяции соседних значений в точках спиральной траектории, отстоящих друг от друга на 360° (на рас-

стоянии *d* вдоль оси z). Данная процедура названа «360-градусная линейная интерполяция» (360° LI). Проекция  $p_z(\xi, \theta)$  для угла  $\theta$  в положении  $z_R$  вычисляется по формуле

$$p_{z}(\xi,\theta) = (1-w) p_{j}(\xi,\theta) + w p_{j+1}(\xi,\theta)$$
. (3.15)

Здесь *w* и (1-w) – весовые коэффициенты интерполяции, постоянные для всех каналов ξ-й проекции;  $p_j(\xi, \theta)$  – одна из составляющих проекции, измеренная на *j*-м обороте, ближайшем к требуемой точке  $z_R$ , и соответствующая позиции  $z_j < z_R < z_{j+1}$ ;  $w = (z_R - z_j)/d$  (рис. 3.9, *a*).



Рис. 3.9. Интерполяция данных в спиральной РВТ для произвольно выбранной точки среза  $Z_R$  при использовании алгоритмов 360° LI (*a*) и 180° LI (*б*)

Алгоритм 360° LI (рис. 3.9, а) использовался и позволял получать изображения хорошего качества в первых клинических испытаниях СКТ. Недостатком метода является существенное уширение профиля чувствительности для среза по сравнения с пошаговой томографией из-за необходимости обработки данных, полученных в двух срезах ( $2 \times 360^{\circ}$ ).



Рис. 3.10. Интерполяция данных в многоспиральной PBT с M=4: линейная с использованием пары точек, ближайших к плоскости искомого изображения  $Z_R$  (алгоритм 180° MLI) (а); z-фильтрация (алгоритм 180° MFI) для определения диапазонов данных разного размера с использованием фильтров произвольной формы и коэффициентов взвешивания (б)

В настоящее время используется много вариантов различных алгоритмов *z*-интерполяции для спиральной РВТ. Приоритетной задачей являлось сведение к минимуму диапазона данных, используемых для интерполяции. Общий подход к решению этой задачи основывался на отмеченной ранее избыточности данных при 360-градусной томографии (для реконструкции изображения достаточен угол поворота на 180 градусов для параллельных проекций и (180 + φ) градусов – для веерных проекций, где φ – угол расхождения веерного пучка).

При полном обороте рентгеновской трубки каждая проекция измеряется дважды, вдоль противоположно направленных лучей. При применении процедуры перепаковки данных эта избыточность позволяет вычислить проекцию для произвольного угла на основании проекций, измеренных вдоль противоположно направленных лучей в диапазоне углов 2 $\varphi$ . Повторяя эту процедуру для каждого угла измерения, можно вычислить дополнительный набор проекционных данных, смещенный относительно измеренного набора на 180°.

Этот алгоритм (180° LI) применяется сегодня наиболее широко и основан на линейной интерполяции данных в диапазоне углов от 2 до (180 +  $\varphi$ ) градусов. При этом исходные значения для линейной интерполяции расположены ближе к искомой точке (рис. 3.9,  $\delta$ ), чем при 360-градусной интерполяции (см. рис. 3.9, *a*).

Другое важное преимущество алгоритмов при 180-градусной интерполяцией заключается в возможности увеличения скорости движения стола до двукратной толщины среза за один оборот, т.е. можно увеличить питч до значения p = 2 с сохранением непрерывности выборки вдоль продольной оси. Существуют, как отмечено выше, и другие разновидности 180-градусной интерполяции.

Для мультиспиральных томографов с  $M \le 4$  подходы к zинтерполяции принципиально не различаются. В этом можно убедиться из сравнения рис. 3.9,  $\delta$  (M = 1) и рис. 3.10, a (M = 4).

Для обоих томографов интерполяция для любой проекции выполняется по двум ближайшим точкам, измеренным до и после искомой. Такой алгоритм позволяет максимально сузить профили чувствительности. Подобные методы обычно применяются для двухсрезовых и четырехсрезовых томографов, когда отклонением формы пучка от веерной геометрии можно пренебречь для различных рядов детекторов.

На рис. 3.10, *а* приведены результата, полученные путем перепаковки (алгоритм 180° MLI – линейная z-интерполяция *M* срезов в диапазоне углов 180°). С появлением томографов с большим числом рядов детекторов стал популярным подход, в котором эффективная толщина среза определяется после сканирования выбором соответствующего z-фильтра (рис. 3.10, б).

Таким образом, алгоритм 180° LI позволяет увеличить питч до значения 2 при сохранении интервала выборки вдоль продольной оси сканирования. Второй из наиболее распространенных алгоритмов (180° WI) предусматривает проецирование всех данных по алгоритму 180° LI с дополнительным взвешиванием каждой проекции при процедуре обратного проецирования. Разработана ЭКГ-синхронизированная z-интерполяция данных для кардиологических исследований (180° CD и 180° CI).

Для МСКТ с многорядными детекторами при M > 4 как правило используется подход, при котором эффективная толщина среза, а также пространственное разрешение по оси z и уровень шума на изображении определяется после сканирования выбором соответствующего z-фильтра (алгоритм 180° MFI).

В спиральных томографах с коническим пучком (M = 8-64) успешно используют модернизированный алгоритм однослойной перепаковки (ASSR). При числе спиралей M > 64 стандартным подходом к реконструкции изображений является алгоритм Фельд-кампа. Интенсивно исследуется алгоритм обобщенной параллельной обратной проекции (ЕРВР).

# 3.7. Лучевая нагрузка при РВТ

Лучевая нагрузка при проведении РВТ практически связана со всеми аспектами применения томографов в медицинской практике. Среди них – определение и ограничение доз облучения пациентов; взаимосвязь доз облучения, параметров томографии и качества изображения; возможности снижения дозы; компромисс качества изображения и дозы; радиационная защита и другие. Рассмотрение большинства из перечисленных аспектов томографии выходит за рамки содержания пособия.

В проспектах томографов шестого и седьмого поколений дозы часто приводятся для определенного уровня шумов и низкоконтрастного разрешения. Например, в многосрезовом КТ фирмы «Маркони» Мх8000 измеренная доза в 21,6-см водоэквивалентном фантоме составляет 27 мГр при шуме 0,30 %. В серии высокоскоростных КТ GE Medical Systems – 23 мГр при шуме 0,32 % и в КТ SOMATION Volume Zoom фирмы «Сименс» – 17 мГр при экспозиции 120 мА·с для низкоконтрастной однородности 3 НU в 20-см фантоме. При всей полезности этих данных они не содержат дозовые нагрузки на пациентов при реальных исследованиях.

Хотя PBT составляет незначительную часть всех радиологических исследований, она вносит заметный вклад в общую дозу облучения населения. При доле этих исследований 5 – 8 % в странах Западной Европы и США их вклад в общую дозу, получаемую пациентами при рентгенорадиологических исследованиях, составляет 40 – 60 %.

Поскольку РВТ отнесена к методу «с высокой дозой», в большинстве стран ЕС и США установлены стандартизованные процедуры измерения поглощенных доз с использованием фантомов и расчета эффективных доз облучения при типичных процедурах РВТ.

Разнообразие типов томографов, геометрий и режимов сканирования, используемых фильтров, коллиматоров, компенсационных клиньев, количества оборотов трубки, сканов (срезов) объекта и их толщина, не говоря уже о возрасте и антропометрических особенностях пациента и вида обследования, делает задачу определения эквивалентных и эффективных доз нетривиальной. Она решается широкомасштабными фантомными измерениями и модельными расчетами доз для каждого типа томографа, вида обследования и возрастной группы пациентов.

Распределение поглощенной дозы рентгеновского излучения в теле пациента при проведении медицинского исследования методом РВТ существенно отличается от такового при использовании традиционных методов рентгенографии или рентгеноскопии. При РВТ распределение поглощенной дозы в исследуемом объеме более однородно за счет круговой (спиральной) геометрии облучения. Перепад дозы от края к центру облучаемого объема (для тела человека средних размеров) составляет 2–3 раза, в то время как для традиционных методов рентгенографии или рентгеноскопии перепад дозы может составлять порядки.

Так же как КТ-числа и значение шума, дозу следует измерять в различных точках фантомов различных размеров. Для этой цели используют специально разработанные фантомы CTDI, являющиеся общепризнанным стандартом. Наиболее простая модификация составного фантома – РММА Phantom CTDI<sub>320/160</sub>, моделирующего туловище и голову взрослого условного пациента и туловище ребенка показана на рис. 3.11.

Размеры фантома (из двух частей), изготовленного из полиметилметакрилата РММА, соответственно составляют ø320 × 160 мм и ø160 × 160 мм (фантомы могут быть вложены один в другой для имитации туловища и при транспортировке). Каждый из фантомов имеет по 4 отверстия размером 13,1 мм, расположенных через 90° по окружности и на расстоянии 10 мм от поверхности фантома, для размещения датчиков. Фантом для головы снабжен дополнительным отверстием по центру. В комплектацию каждой части фантома входят стержни для заполнения неиспользуемых для проведения измерений отверстий.



Рис. 3.11. PMMA phantom CTDI<sub>220/160</sub>

К недостатку стандартных фантомов следует отнести их цилиндрическую форму, неточно отражающую форму сечения тела пациента, более близкую к эллиптическому цилиндру. Поэтому, например, стандартные фантомы не позволяют оценить эффекты, связанные с модуляцией анодного тока при использовании современных рентгеновских трубок с целью компенсации вариаций ослабления излучения для разных проекций. Для описания распределения дозы используют показатель (индекс) дозы КТ (СТDI) — отношение профиля дозы D(z) (например, на оси вращения источника) к общей толщине срезов  $M \cdot S$ . Тогда

$$CTDI = (1/M \cdot S) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} D(z) dz . \qquad (3.16)$$

При выполнении практических измерений предлагается использовать величину называемую практическим томографическим индексом дозы (CTDI<sub>100</sub>), отличающимся от теоретического аналога ограниченными пределами интегрирования распределения поглощенной дозы (100 мм):

$$CTDI_{100} = (1/M \cdot S) \cdot \int_{-50}^{+50} D(z) dz$$
 (3.17)

Ограничение интегрирования пределами от -50 мм до +50 мм считалось достаточным для большинства КТ. Это связано также с измерениями  $CTDI_{100}$  и  $CTDI_w$  с помощью 10-сантиметровой ионизационной камеры. Обозначение  $CTDI_w$  (взвешенный  $CTDI_{100}$ ) представляет среднюю дозу излучения в поперечном сечении фантома туловища и головы по измерениям в центре и среднему по 4 измерениям по периферии фантома (см. рис. 3.11):

$$CTDI_{w} = (1/3)CTDI_{c} + (2/3)CTDI_{p}$$
 (3.18)

Эта величина представляет собой очень хорошую меру средней дозы излучения внутри сканируемого объекта для «стандартного» режима сканирования. При спиральном сканировании вводят понятие объемный *CTDI* 

$$CTDI_{vol} = CTDI_w / p, \qquad (3.19)$$

применяемый с раздельными данными при сканировании тела и головы. Значение *CTDI*<sub>vol</sub> – наиболее приемлемый показатель дозы, так как оно может быть прямо выведено на интерфейс пользователя современных КТ. Вывод на экран этого показателя требуют

предписания EC, но за пределами последнего некоторые производители обеспечивают вывод этой информации только по требованию покупателя. Значение  $CTDI_w$  зависит от физико-технических характеристик аппаратуры (напряжения на трубке, фильтрации, толщины скана и др.) и пропорционально значению мА·с.

Эффективная доза  $E_{s\phi\phi}$  может быть определена как процент  $CTDI_{vol}$  по данным для условных пациентов, приведенных в докладе Европейского Союза EUR 16 262. При варьируемой длине сканирования (в зависимости от размеров исследуемых органов) более хорошие оценки эффективной дозы дает произведение нормированного (обычно на значение экспозиции *I* равное 100 мА·с) *СTDI* ( $_nCTDI_{100,vol}$ ) в мГр/(мА·с) на длину сканирования *L* при исследовании соответствующей анатомической секции:

$$DLP =_{n} CTDI_{100,vol} \cdot L =_{n} CTDI_{100,vol} \cdot N \cdot M \cdot S \cdot I, \qquad (3.20)$$

где  $M \cdot S$  – суммарная толщина срезов (мм), N – число оборотов рентгеновской трубки.

Используя значение *DLP*, эффективную дозу  $(E_{3\phi\phi}^{(i)})$  при сканировании любой из двух (индекс *i*) вышеупомянутых анатомических секций тела человека определяют следующим образом:

$$E_{g\phi\phi}^{(i)} = e_{DLP}^{(i)} \cdot DLP^{(i)}, \qquad (3.21)$$

где  $e_{DLP}^{(i)}$  - значение дозового коэффициента в мЗв / (мГр·см) для *i*-той анатомической секции, нормированное на значение  $DLP^{(i)}$ в стандартном дозиметрическом фантоме.

Согласно разделу 5 методических указаний МУК 2.6.1.1797-03 необходимо использовать следующие значения дозовых коэффициентов для взрослых пациентов: 0,0023 мЗв / (мГр·см) при сканировании головы и 0,0081 мЗв / (мГр·см) при сканировании туловища.

Следует отметить, что в документе МУК 2.6.1.1797-03 отсутствует в формуле при определении DLP множитель N (формула (3.20)), что фактически не предусматривает процедуру спирального сканирования и учет значения питча при этих исследованиях. Кроме того, согласно представительным литературным данным сред-

нее значение дозовых коэффициентов для взрослых пациентов:  $e_{DLP}$  равно 0,0162 мЗв / (мГр·см) при сканировании туловища (грудная полость, печень, таз, брюшная полость и таз, грудная и брюшная полость), т.е. вдвое больше рекомендованного в методических указаниях МУК 2.6.1.1797-03. При этом разброс известных значений  $e_{DLP}$  составляет 0,012 – 0,019 мЗв / (мГр·см).

Представляется заниженным в МУК 2.6.1.1797-03 и значение *е*<sub>DLP</sub> при сканировании головы.

Типичные значения эффективных доз при использовании КТ по представительным литературным данным составляют 1,5 – 13 мЗв и не превышают 20 мЗв даже при сканировании всего тела.

Выполненные в России под руководством Р.В. Ставицкого фантомные измерения на томографах первых четырех поколений дают оценочные значения эффективных доз, получаемых пациентами, сопоставимые по порядку величины с приведенными.

Как и при любом исследовании с использованием источников ионизирующего излучения, в РВТ следует строго придерживаться принципа ALARA («разумно достижимой минимальной дозы»).

Возможные меры для снижения дозы при рентгеновской вычислительной томографии приведены в табл. 3.1. Остановимся в пособии лишь на модуляции анодного тока. Обычно анодный ток в ходе традиционного исследования поддерживается постоянным. Хотя технически это самый простой способ управления дозой, он наименее эффективен.

Поскольку тело пациента имеет разную толщину как в зависимости от позиции вдоль оси z, так и от проекционного угла, изменение анодного тока трубки в зависимости от ослабления излучения позволяет эффективнее использовать энергию рентгеновского пучка и ощутимо снизить дозу облучения пациента. Изменение номинального анодного тока в процессе исследования позволяет также достичь постоянного качества изображения. Это целесообразно делать, указывая уровень шума и пространственное разрешение, которых необходимо достичь в конкретном исследовании. Функцию модуляции анодного тока рентгеновской трубки можно выбирать по данным топографии, выполненной на компьютерном томографе перед основным исследованием, либо непосредственно в ходе томографического исследования. Полученные результаты показали, что по этой методике возможно снижение экспозиции мА·с на 10 - 50 % без потери качества изображения. Повышение анодного тока в боковой проекции и его снижение в передней проекции позволяет существенно повысить качество изображения, одновременно снизив дозу.

Реальная доза облучения пациента может снижаться даже сильнее, чем значение мА·с. Это связано с тем, что передние и задние проекции вносят существенный вклад в дозу в центральных областях, поскольку ослабление излучения в этом случае минимально.

Таблица 3.1

Меры, доступные персоналу	Меры, доступные производителю
Проверка медицинских показаний к РВТ и ограничение протяженности исследуемой области	Повышение степени предварительной фильтрации излучения
Подбор параметров томографии, со- ответствующих размерам сечения тела пациента	Модуляция тока рентгеновской трубки в зависимости от величины ослабле- ния излучения телом пациента
Существенное снижение значения экспозиции (мА·с) и напряжения на трубке при исследовании детей	Создание протоколов с низкой дозой для исследования детей и исследова- ний по специальным показаниям
Использование питча <i>p</i> >1 (при од- носпиральной томографии), реконст- рукция перекрывающихся срезов вместо выполнения томографии с пе- рекрывающимися срезами	Автоматическое управление облуче- нием в пошаговой и спиральной РВТ
Выбор подходящих параметров ре- конструкции изображений	Внедрение процедур реконструкции, снижающих уровень шума
Применение z-фильтрации на муль- тиспиральных томографах	Усовершенствование алгоритмов адаптивной и z-фильтрации

#### Возможности снижения доз на КТ

Спиральные компьютерные томографы в наибольшей степени подходят для использования технологии модуляция анодного тока.

Боковые проекции вносят меньший вклад в дозу, так как ослабление излучения в этом случае гораздо сильнее. Вследствие того, что модуляция анодного тока обеспечивает не столько снижение мА·с, сколько выборочное снижение тока в проекциях с низким ослаблением рентгеновского излучения, снижение дозы оказывается более значительным по сравнению со снижением экспозиции.

Эффект снижения дозы при рентгеновской вычислительной томографии иллюстрирует рис. 3.12. Сводка зависимостей дозы от параметров томографии, применимой как в пошаговой, так и спиральной томографии приведена в табл. 3.2. Содержание этой таблицы в основном не требует комментариев, но отметим связь между дозой и качеством изображения, в общем виде иллюстрируемая выражением (3.8). Таким образом, есть взаимозависимость дозы, шума и пространственного разрешения, рассмотренная в разделе 3.5.4 пособия. Более детально эта проблема в пособии практически не рассматривается.

Таблица 3.2

Параметр	Эффект
Напряжение на трубке	Напряжение выбирается в соответствии с попе-
	речными размерами тела пациента; простой за-
	висимости между напряжением и дозой облуче-
	ния пациента нет
Фильтрация излучения	Предпочтительнее более высокая степень
	фильтрации
Анодный ток	Доза линейно зависит от значения анодного
	тока
Время томографии	Доза линейно зависит от времени томографии
Толщина среза, S	Доза почти линейно увеличивается с толщиной
	среза для пошаговой томографии
Объем томографии, V	Доза почти линейно увеличивается с увеличе-
	нием сканируемого объема

Влияние параметров томографии на дозу облучения пациента

В завершение этой главы приведем характерные примеры высокоинформативных изображений органов пациентов, полученных на 4-срезовом спиральном КТ фирмы TOSHIBA ASTETION SUPER 4 (рис. 3.13) и 16-срезовом спиральном компьютерном томографе фирмы «Сименс» СТ SOMATION Sensation 16 (рис. 3.14). Изображения столь высокого качества характерны и для других многосрезовых спиральных компьютерных томографов ведущих фирм мира («Хитачи», «Дженерал Электрик», «Филипс» и др.)



Рис. 3.12. Зависимость дозы (X-ray dose) от позиции слоя (Slice position) при сканировании: с постоянным током (прямая линия), основанной на топографии (белая плавная линия) и на угловой модуляции в реальном времени (темная многопиковая линия). На нижнем рисунке слева приведены значения тока в мА Приведенные изображения выглядят еще более впечатляюще в цветном представлении.



Рис. 3.13. Примеры изображений органов и тканей человека, полученных на КТ фирмы «Toshiba» ASTENION SUPER 4



Рис. 3.14. Примеры изображений органов и тканей человека, полученных на КТ фирмы «Сименс» СТ SOMATION Sensation 64

# Глава 4

# МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ И КОНТРОЛЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ГАММА-ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

# 4.1. Историческая справка

Краткую хронологию развития эмиссионных методов получения изображений в радиационной медицине можно представить в виде:

1896 г.	_	открытие радиоактивности А. Беккерелем;
1898 г.	_	открытие α-, β- и γ-излучений
		М. Кюри-Склодовской;
1913 г.	_	применение радиоактивных индикаторов
		для научных исследований;
1917 г.	_	открытие преобразования Радона;
1927 г.	_	использование радиоактивных веществ
		с диагностической целью;
1934 г.	_	получение искусственных радионуклидов;
1940 г.	_	систематическое использование РФП;
1948 г.	_	централизованное производство и
		поставки РФП в СССР и США;
1950 г.	_	разработка сканера;
1951 г.	_	начало серийного производства сканеров;
1952 г.	_	начало разработки гамма-камеры;
1960 г.	_	получение генераторных РФП;
1961 г.	_	разработка новых алгоритмов обращения
		преобразования Радона;
1963 г.	_	разработка аналоговых томографов
		для поперечной и продольной томографии;
1964 г.	-	серийное производство гамма-камер;
1970 г.	-	разработка и производство томокамер
		с вращающимся коллиматором;
1972 г.	-	применение кодирующих коллиматоров
		в виде ЗПФ в гамма-камерах;
1975 г.	_	применение кодирующих многопинхольных
		коллиматоров в гамма-камерах;

1975 г.	_	серийный выпуск фирмой Searle
		многоплановых томосканеров;
1976 г.	_	разработка специализированных
		интроскопов для ОФЭВТ;
1978 г.	_	комплектация гамма-камер семипинхольными
		коллиматорами некоторыми фирмами;
1979 г.	_	разработка универсальных гамма-камер
		для ОФЭВТ и планарной сцинтиграфии;
1979–81 г.	_	разработка аналитических методов обращения
		экспоненциального преобразования Радона;
1989 г.	_	разработка отечественной томографической
		гамма-камеры ГКС-301Т;
2002 г.	_	производство универсальных
		трехдетекторных гамма-камер для ОФЭВТ,
		ПЭВТ и планарной сцинтиграфии и гамма-
		камер с твердотельными модулями.

По-видимому, первым серийным прибором для визуализации распределения гамма-излучающего радиофармацетического препарата (РФП) в органах и тканях человека был сканер. В настоящее время основным прибором для радионуклидной диагностики является сцинтилляционная гамма-камера Ангера. Ее основное преимущество по сравнению со сканером заключается в быстродействии, обусловленном получением информации о распределении РФП одновременно по всему полю изображения (во всем интересующем органе пациента).

Методы однофотонной эмиссионной томографии (ОФЭТ) начали активно развиваться с начала 60-х годов ХХ в., а методы ОФЭВТ – с конца 70-х, когда были разработаны аналитические алгоритмы обращения экспоненциального преобразования Радона. Эти алгоритмы, по сути, распространяют некоторые подходы, реализованные в РВТ, на ОФЭВТ. Поэтому соответствующие разделы пособия тесно взаимосвязаны и представлены в едином ключе.

В Советском Союзе разработка эмиссионных компьютерных томографов (ЭКТ) осуществлялась сначала во ВНИИМП на базе отечественных гамма-камер ГКС-301Т и ГКС-201Б, а затем совместно ВНИИМП и РПЗ «Оризон» на базе ГКС-301Т. К решению этой задачи с конца 80-х годов был подключен СНИИП. После

распада СССР модернизированный вариант ГКС-301Т с 1997 г. изготавливают на Украине в СКБТ «Оризон» и Институте монокристаллов (г. Харьков).

В настоящее время отечественный ЭКТ ГКС-301Т (ВНИИМП), оснащенный компьютерной системой «Сцинти» (НПО «Гелмос»), продолжает или до недавнего времени продолжал успешно применяться в клинической практике. Например, в режимах планарной сцинтиграфии и ОФЭВТ он позволяет с высокой чувствительностью и специфичностью выполнять исследования миокарда с <sup>199</sup>Т1 и <sup>99т</sup>Tс-MIBI для диагностики ишемической болезни сердца.

В СССР потребность медицинских учреждений в ЭКТ оценивалась в 50 шт. в 1990 г. и в 500 шт. в 2005 г., а сейчас в России имеется примерно 200 действующих гамма-камер различной модификации и три позитронных компьютерных томографа (возможно несколько больше). Однако около 80 % гамма-камер нуждаются в модернизации или замене, а потребность в однодетекторных гамма-камерах общего назначения составляет не менее 300 шт., а в двухдетекторных ЭКТ – 200 шт.

В последнее время гамма-камеры используют также для исследований с позитронно-излучающими РФП, применяя для этих целей установки как уже находящиеся в эксплуатации в подразделениях радионуклидной диагностики, так и предусматривая такую возможность в проектируемых гамма-камерах. Например, на установках, снабженных специализированными коллиматорами аннигиляционного излучения с энергией 511 кэВ, можно осуществлять планарную сцинтиграфию и ОФЭВТ. На двух- и трехдетекторных ЭКТ предусматривается возможность выполнения ПЭВТ без коллиматоров в режиме совпадений сигналов от двух ПЧД, одновременно регистрирующих два разлетающихся в противоположных направлениях аннигиляционных фотона. Первоначально большее развитие получили однофотонные методы регистрации с позитронно-излучающими РФП, а в последнее время двухфотонные методы. Большим достоинством двухфотонных методов является высокое пространственное разрешение, сравнимое с разрешением специализированных позитронных компьютерных томографов (ПЭТ).

При этом модернизированные ЭКТ для ПЭВТ существенно дешевле, чем специализированные ПЭТ, и сохраняют свою основную

функцию – возможность работы с РФП, меченными не позитронными излучателями.

За 2001 г. в учреждениях здравоохранения РФ было выполнено 17 млн радионуклидных исследований, что составляет примерно 10,5 % от всех диагностических рентгенорадиологических исследований.

# 4.2. Принцип работы и комплектация медицинских гамма-камер

Медицинская радионуклидная интроскопия (МРИ) позволяет решать различные диагностические задачи на основании частичного или полного in vivo определения параметров трехмерного пространственно-временно́го распределения РФП в теле пациента. Одним из первых и наиболее распространенных методов МРИ был и в меньшей степени продолжает оставаться метод получения двумерных продольных проекционных изображений (гамма-топография) трехмерного пространственного распределения РФП в органах и тканях человека.

До недавнего времени для гамма-топографии использовали два основных типа устройств: с подвижным детектором (сканер) и непозиционно-чувствительным подвижным детектором (гаммакамеру). Оба прибора позволяют получить проекционное изображение объекта исследования «в гамма-лучах» (рис. 4.1), и процедура измерений может быть определена термином сканирование, хотя этот термин в большей степени соответствует процессу измерений на сканере, чем на гамма-камере. В отличие от ситуации в PBT традиционная планарная сцинтиграфия и вычислительная томография практически выполняются на одних и тех же по принципу работы установках – гамма-камерах. Различие в основном заключается в степени комплектации, системе механического перемещения блока детектирования и математическом обеспечении. Несмотря на почти сорокалетний срок, прошедший с начала ее серийного выпуска, основным прибором РНД остается сцинтилляционная гамма-камера Ангера (H. Anger) (далее гамма-камера), совершенствование которой продолжается.

Классическая гамма-камера относится к ПЧД аналогового типа со сбором заряда на резисторных цепях. Детектором гаммакамеры (рис. 4.2) служит сравнительно тонкий (толщиной 3/8'' или примерно 10 мм) кристалл NaI(Tl) круглой с диаметром примерно 250 - 400 мм или прямоугольной формы с линейными размерами примерно  $360 \times 500$  мм, находящийся в оптическом контакте со световодом и системой ФЭУ.



Рис. 4.1. Два способа получения изображений при традиционной гамматопографии: *a* – сканер; *б* – гамма-камера

Оптимизационные расчеты показывают, что для получения хороших характеристик прибора сбор света со световода должен быть максимальным. Это достигается при мозаичной гексагональной системе расположения торцов ФЭУ у поверхности световода (рис. 4.3).

При этом число фотоэлектронных умножителей цилиндрического детектора должно принимать одно из значений N = 1 + 3n(n + 1), где n = 1, 2, .... Тогда N = 7; 19; 37, 61.

В прямоугольных детекторах для этих целей помимо плотной упаковки основных фотоэлектронных умножителей добавляют ФЭУ меньшего диаметра (рис. 4.4).

Первоначально в гамма-камерах применяли сбор заряда на резисторных цепях. При попадании в сцинтилляционный кристалл гамма-кванта возникает световая вспышка (сцинтилляция), под воздействием которой все ФЭУ благодаря наличию световода вырабатывают одновременно электрические импульсы. Амплитуды импульсов тем выше, чем ближе соответствующий ФЭУ расположен к точке возникновения сцинтилляции. Сигналы с ФЭУ усиливаются зарядочувствительными предусилителями и поступают на резисторную матрицу через ее сопротивления, величина которых определяет вклад данного ФЭУ в суммарный сигнал.



Рис. 4.2. Поперечный разрез блока детектирования гамма-камеры Ангера: *1* – объект, излучающий гамма-кванты; *2* – коллиматор; *3* – сцинтиллятор; *4* – выходное окно сцинтиллятора; *5* – световод; *6* – фотоэлектронные умножители; *7* – электрические сигналы; *8* – светозащитный кожух



Рис. 4.3. Расположение ФЭУ на световоде круглого детектора



Рис. 4.4. Расположение ФЭУ на световоде прямоугольного детектора

Упрощенно, совокупность этих сигналов в узле линейного суммирования позиционных сигналов и в других узлах электронного тракта перерабатывается в два координатных (*X*, *Y*) сигнала и один нормирующий (*Z*) сигнал. Последний сигнал получают суммированием сигналов всех ФЭУ с равными весами.

Приборная форма линии ПЧД гамма-камеры принципиально не отличается от приборной формы линии радионуклидного сканера и сцинтилляционного гамма-спекторметра (рис. 4.5).



Рис. 4.5. Приборная форма линии (энергия фотонов *E* = 411 кэВ) детектора с кристаллом NaI(Tl): *I* – пик полного поглощения; *2* – комптоновская часть спектра; *3* – пик обратного рассеяния

Нормирующие Z-сигналы поступают в дифференциальный амплитудный анализатор, который пропускает только те из них, амплитуда которых находится в области пика полного поглощения. Визуализация распределения радионуклида осуществляется на электронно-лучевой трубке (ЭЛТ). С этой целью координатные сигналы подаются на отклоняющую систему ЭЛТ, и одновременно вырабатывается сигнал засветки Z, модулирующий яркость луча.

Таким образом, каждый акт взаимодействия гамма-кванта в сцинтилляторе, соответствующий пику полного поглощения, высвечивается на ЭЛТ в виде точки. Окончательное изображение получается интегрированием потока событий на ЭЛТ, например фотокамерой с открытым затвором.

Современные гамма-камеры снабжены, как правило, вычислительными системами обработки и представления информации на основе микропроцессоров и ЭВМ. Аналоговые координатные сигналы преобразуются АЦП в цифровую форму, и изображения накапливаются в памяти дисплейного процессора вычислительной системы в виде чисел зарегистрированных отсчетов, расположенных в матрице размером от 64×64 до 512×512 элементов, адреса которых кодируются значениями координатных сигналов.

Одним из основных параметров ПЧД, определяющих качество изображения, является пространственное разрешение (см. раздел 4.3). Рассмотренный выше традиционный способ формирования координатных сигналов широко распространен, но не оптимален и не обеспечивает теоретически возможное пространственное разрешение. Это связано с тем, что вклад в общий сигнал ФЭУ, далеко отстоящих от точки сцинтилляции, относительно велик, хотя содержащаяся в сигналах удаленных ФЭУ информация о координатных сигналах незначительна.

В 1970 г. на основе теоретической оптимизации позиционной арифметики гамма-камеры был предложен, а затем реализован на практике принцип временно́го формирования координатных сигналов с использованием линий задержки. При этом конструкция детектора, способ формирования Z-сигнала, система представления информации не отличались от используемых в классической гамма-камере. Новый способ получения координатной информации основан на использовании линий задержек и суммировании специально сформированных биполярных импульсов, поступающих от ФЭУ с задержкой, пропорциональной их координате, и с последующим выделением интервала от начала результирующего сигнала до момента пересечения им нулевой линии. Пространственное разрешение гамма-камер такого типа оказалось, как и следует из теоретической оценки, примерно в 1,5 раза лучше, чем у гамма-камер классического типа.

Однако гамма-камеры с задержкой сигналов имеют большое мертвое время. Этот недостаток, органически присущий системе с временным формированием координатных сигналов, приводит к тому, что максимальная скорость счета у гамма-камер такого типа не превышает  $5 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ . В классической гамма-камере скорость счета достигает ( $15 \div 20$ ) $\cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ . При этом быстродействие гамма-камеры ухудшается с увеличением поля изображения (размеров ПЧД).

Для формирования изображения гамма-камеры снабжены сменными высокоразрешающими и высокоэффективными коллиматорами для гамма-квантов различных энергий. Традиционные коллиматоры гамма-камеры показаны на рис. 4.6.



Рис. 4.6. Коллимация в гамма-камерах: пинхол (а) и многоканальный коллиматор (б)

Геометрическая эффективность є и пространственное разрешение пинхола и многоканального коллиматора с прямыми параллельными каналами (см. рис. 4.6) к точечному источнику соответственно даются выражениями:

$$\begin{split} \varepsilon_{\Pi} &= \Omega / 4\pi \cong d^2 \cos^3 \theta / 16 l_1^2; \\ \delta_{\Pi} &= d(1 + 1 / M); \\ \varepsilon_{MK} &= \left[ \eta \cdot 4r^2 / h_{\mathrm{s}\varphi\varphi}(2r + s) \right]^2; \\ \delta_{MK} &= 2r(h_{\mathrm{s}\varphi\varphi} + l_1 + l) / h_{\mathrm{s}\varphi\varphi}, \end{split}$$

где  $\Omega$  – телесный угол, под которым точечный источник «видит» апертуру; d – диаметр пинхола;  $M = l/l_1$ ;  $h_{3\phi\phi}$  – эффективная толщина многоканального коллиматора, которая меньше фактической на  $\Delta h = 2/\mu$  из-за конечной проницаемости коллиматора для гамма-квантов с коэффициентом линейного ослабления  $\mu$  в материале коллиматора;  $\eta$  – коэффициент, зависящий от формы сечения отверстий и их размещения на площади коллиматора.

# 4.3. Основные физические характеристики медицинских гамма-камер

Физические характеристики медицинских гамма-камер, определяющие информативность и эффективность их диагностического использования, подразделяют на системные и собственные. Системные характеристики определяются для гамма-камер в рабочем режиме измерений, т.е. вместе с коллиматором. Поскольку гаммакамеры комплектуются несколькими сменными коллиматорами, параметры которых, с одной стороны, существенно различаются, а с другой, практически не изменяются от времени, рассматривают, наряду с системными, собственные характеристики гамма-камер, измеряемые без коллиматора.

Терминология и методы измерения системных и собственных характеристик гамма-камер регламентируются стандартами (их не менее семи), содержащими как рекомендации для изготовителей (например, NEMA), так и для рутинного клинического применения (например, HPA). При этом содержание стандартов Национальной электротехнической комиссии США NEMA (National Electrical Manufacturers Association) и Accoциации медицинских физиков Великобритании HPA (Hospital Physicists' Association) хорошо согласуется. В NEMA рассмотрены следующие характеристики: собственные – пространственное и энергетическое разрешение, однородность и линейность изображения, характеристика скорости счета, многооконное пространственное смещение; системные – пространственное разрешение с учетом и без учета рассеяния и чувствительность.

Принимая во внимание повсеместное использование гаммакамер в РНД и важность контроля их характеристик во времени, рассмотрим в стандарте NEMA эти характеристики, начав с системных. Характеристики определяют для полезного поля изображения (ППИ), центрального поля изображения (ЦПИ) гамма-
камеры или для обоих полей изображения одновременно. Диаметр ЦПИ составляет 75 % диаметра ППИ.

Системное пространственное разрешение (system spatial resolution) характеризует способность гамма-камеры точно идентифицировать локализацию гамма-источника на плоскости (*X-Y* плане), и может быть определено как наименьшее расстояние между двумя параллельными линейными источниками, при котором на изображении они воспринимаются раздельно. Измеряемые величины и схема измерений даны на рис. 4.7.



Рис. 4.7. Схема определения системного пространственного разрешения, где  $1 - \Pi 4 Д$ , 2 - линейные источники (*a* $); <math>\Pi Л \Phi Э$  двух источников с положениями максимумов  $a_1$  и  $a_2$  ( $\delta$ )

В зависимости от принятого критерия раздельного восприятия источников на изображении системное пространственное разрешение может характеризоваться разными числовыми показателями. Изменение скорости счета, наблюдаемой на изображении линейного источника в направлении, перпендикулярном его оси, называется пространственной линейной функцией эффективности (ПЛФЭ), или функцией размытия линии (ФРЛ).

В стандарте NEMA пространственное разрешение гаммакамеры определяется как усредненная по ЦПИ полная ширина ПЛФЭ на половине максимальной высоты (ПШПМ), показанная на рис. 4.7, *б*, или полная ширина ПЛФЭ на одной десятой максимальной высоты (ПШДМ), выраженные в миллиметрах. Системное пространственное разрешение является функцией расстояния от входной поверхности коллиматора до плоскости, в которой расположен линейный источник.

Системное пространственное разрешение измеряется при помощи двух линейных источников, расположенных на расстоянии z = 100 мм от коллиматора и расстоянии l = 50 мм друг от друга, в геометрии, показанной на рис. 4.7. Источники представляют собой капиллярные трубки с внутренним диаметром 1 мм, наполненные радиоактивным раствором. Для визуализации ПЛФЭ используют двухмерный анализатор импульсов. При измерении системного разрешения с учетом влияния рассеивающей среды применяют имитаторы рассеивающей среды в виде дисков из оргстекла высотой 100 мм (между коллиматором и источниками) и 50 мм (над источниками) и с диаметром, равным диаметру ППИ. Определение системного пространственного разрешения проводится, как правило, для гамма-излучения <sup>99m</sup>Tc (E = 140 кэВ).

Системная чувствительность (system sensitivity) характеризует способность гамма-камеры эффективно регистрировать падающие фотоны. Системной чувствительностью называют отношение наблюдаемой скорости счета к активности плоского источника, расположенного по центру на поверхности коллиматора перпендикулярно к его оси ( $c^{-1} \cdot Bk^{-1}$ ). При определении системной чувствительности рекомендуется использовать жидкие источники в кювете диаметром 100 мм и высотой 3 мм <sup>99m</sup>Tc, <sup>203</sup>Hg и <sup>131</sup>I в зависимости от типа коллиматора, выбирать энергетическое окно регистрации 20 % и скорость счета не более 10<sup>4</sup> имп./с.

Собственное пространственное разрешение (intrinsic spatial resolution) характеризует способность гамма-камеры без коллиматора точно идентифицировать локализацию гамма-источника на плоскости (*X-Y* плане). Определение собственного пространственного разрешения полностью совпадает с данным ранее определением системного пространственного разрешения. По стандарту NEMA для его измерения используется свинцовая маска (фантом), полностью закрывающая входное окно сцинтилляционного кристалла и имеющая прямолинейные параллельные щели шириной 1 мм через каждые 30 мм (рис. 4.8).



Рис. 4.8. Схема измерения собственного пространственного разрешения и линейности изображения: *а* – щелевая маска; *б* – геометрия измерений (*1* – источник; *2* – щелевая маска; *3* – ПЧД); *в* – ПЛФЭ отдельной щели маски; *г* – ПЛФЭ системы щелей маски

Детектор с наложенной на него маской облучается точечным неколлимированным источником  $^{99m}$ Tc, отнесенным от него на расстояние не менее пяти диаметров ППИ. Получение ПЛФЭ и расчет собственного пространственного разрешения, усредненного по ЦПИ и ППИ, аналогичны приведенным для системного пространственного разрешения. Расчетами и экспериментами обосновано, что квадрат значения системного пространственного разрешения гамма-камеры есть сумма квадратов значений ее собственного разрешения коллиматора.

Собственное энергетическое разрешение (intrinsic energy resolution) характеризует способность гамма-камеры идентифицировать события, относящиеся к области фотопика ПФЛ (см. рис. 4.5).

Эта характеристика определяет способность прибора разделять вклад в регистрируемый сигнал моноэнергетических первичных и полиэнергетических вторичных фотонов. Как и для сканера, отношение полной ширины кривой пика полного поглощения на половине высоты к энергии фотопика амплитудного распределения энергетического спектра на выходе детектора гамма-камеры, выраженное в процентах, называется энергетическим разрешением. Энергетическое разрешение – собственная характеристика гамма-камеры, и измеряется без коллиматора с помощью точечного источника <sup>99m</sup> Tc или <sup>57</sup>Co (энергия гамма-квантов 122 кэВ).

Энергетическое разрешение может быть измерено с помощью точечного коллимированного источника гамма-излучения, помещенного непосредственно на входное окно сцинтилляционного кристалла. Измеренное таким образом значение является локальной характеристикой гамма-камеры и зависит от местоположения точечного источника на поверхности ПЧД. Для общей характеристики спектрометрических свойств детектора гамма-камеры, согласно стандарту, используется значение энергетического разрешения, измеренное при общем облучении входного окна сцинтилляционного кристалла (ППИ) неколлимированным точечным источником, отнесенным на расстояние не менее пяти диаметров ППИ гамма-камеры.

Собственная однородность (неоднородность) изображения (intrinsic flood field uniformity) характеризует вариабельность скорости счета гамма-камеры при ее облучении гомогенным потоком фотонов. Неоднородность изображения – специфические искажения, присущие гамма-камере. Они объясняются тем, что на непрерывной поверхности сцинтилляционного кристалла ФЭУ образуют лишь кусочно-непрерывный фотокатод.

Для измерения собственной однородности изображения используется неколлимированный точечный источник, удаленный от входного окна сцинтилляционного кристалла на расстояние, превышающее в 5 или более раз диаметр ППИ, энергетическое окно регистрации – 20 %, скорость счета – не более  $3 \cdot 10^4$ . Числа отсчетов накапливаются на матрице размерности  $64 \times 64$  с набором импульсов в каждом канале (пикселе) не менее  $4 \cdot 10^3$ . Несмотря на то, что при этом накапливается около  $1,2 \cdot 10^7$  отсчетов, для устранения влияния статистических флуктуаций необходимо сгладить полученное изображение при помощи цифрового квадратичного фильтра.

Показатель собственной интегральной неоднородности U подсчитывается по формуле:

$$U = \frac{n_{\rm MAKC} - n_{\rm MUH}}{n_{\rm MAKC} + n_{\rm MUH}} \ 100\%,$$

где *n*<sub>макс</sub> и *n*<sub>мин</sub> — соответственно максимальное и минимальное значение скорости счета по ЦПИ и ППИ детектора.

По той же формуле определяется дифференциальная неоднородность, показывающая максимальное изменение скорости счета в области 5 пикселов во всех строках и столбцах.

Можно определить системную однородность изображения, характеризующую различие в скорости счета, наблюдаемой на отдельных участках поля изображения гамма-камеры при визуализации плоского однородного источника <sup>99m</sup>Tc, расположенного параллельно поверхности коллиматора. Показатель системной неоднородности определяется по той же формуле, что и собственной неоднородности.

Собственная пространственная линейность (нелинейность) изображения (intrinsic spatial linearity) характеризует значение позиционного отклонения зарегистрированных фотонов, облучавших детектор. Пространственная нелинейность изображения гаммакамеры определяется геометрическими искажениями, возникающими при визуализации прямоугольной решетки линейных источников гамма-излучения, расположенных в плоскости, параллельной чувствительной поверхности детектора.

Геометрические искажения изображения количественно оцениваются показателем собственной пространственной нелинейности, определяемым как абсолютное максимальное отклонение изображения щели маски (см. рис. 4.8) от прямой линии, выраженное в миллиметрах. Для измерения показателя нелинейности используются данные, полученные при измерении собственного пространственного разрешения. По изображению каждой щели фантома путем осреднения положений максимумов ПЛФЭ по длине щели определяют положение идеальной прямой, от которой отсчитывается абсолютное отклонение изображения отдельно для ЦПИ и ППИ.

Поскольку недеформированный коллиматор не влияет на линейность изображения, значение показателя системной нелинейности совпадает с показателем собственной нелинейности.

Зависимость собственной наблюдаемой скорости счета от истинной (intrinsic count rate performance) характеризует способность гамма-камеры к точному воспроизведению истинной скорости счета вблизи ее максимума. Этот параметр важен для получения качественного изображения, например, при динамических исследованиях в условиях высокой интенсивности гамма-излучения. Верхняя граница воспроизводимой скорости счета определяется быстродействием электронного тракта гамма-камеры. Быстродействие гамма-камеры характеризуется разрешающим («мертвым») временем и воспроизводимой скоростью счета.

Разрешающим временем  $\tau$  называется наименьшее значение временно́го интервала между двумя последовательными сцинтилляциями в кристалле, которое необходимо для их раздельного восприятия и обработки электронным трактом гамма-камеры. Истинной скоростью счета  $c_{\rm H}$  называется скорость счета, которая наблюдалась бы при  $\tau = 0$ . Зависимость наблюдаемой скорости счета  $c_{\rm H}$  от истинной скорости счета  $c_{\rm H}$  называют характеристикой скорости счета.

Мертвое время определяют по известной методике с использованием результатов трех измерений с двумя источниками <sup>99m</sup>Tc примерно одинаковой активности, размещаемых поочередно и со ПЧД с коллиматором при помощи цилиндрического флакона, заполняемого жидким радиоактивным препаратом, имеющим калиброванную активность. Системную характеристику скорости счета получают, регистрируя скорость счета, наблюдаемую для различных значений активности радионуклида, содержащегося во флако вместно на расстоянии 1 м от поверхности детектора. Собственную характеристику скорости счета измеряют при облучении детектора гамма-камеры без коллиматора точечным источником, отнесенным на расстояние  $H \ge 1,5$  м от чувствительной поверхности детектора. Интенсивность гамма-излучения изменяют с помощью набора медных поглощающих пластин толщиной 2,5 мм с заранее известным коэффициентом ослабления у-излучения используемого радионуклида. Схема измерений и типичный вид характеристики скорости счета приведены на рис. 4.9.

В качестве количественных показателей быстродействия используются две характерные точки характеристики скорости счета: максимальная наблюдаемая скорость счета, соответствующая максимуму кривой, и наблюдаемая скорость счета при 20 % просчетов.

Можно определить системную характеристику скорости счета не. Для измерений используют радионуклид <sup>99m</sup>Tc или <sup>57</sup>Co.



Рис. 4.9. Схема измерений (*a*) и характеристика скорости счета (б): *1* – источник; 2 – медные пластины; 3 – защитный контейнер

**Многооконное пространственное смещение** (multiple window spatial registration) характеризует пространственные отклонения в изображении в зависимости от энергии первичных фотонов. Измерение этой характеристики проводят с цилиндрическим источником  $^{67}$ Ga, размещенном в защитном контейнере на высоте 6 мм от его дна. Контейнер, имеющий снизу цилиндрический канал диаметром 3 мм для выхода излучения, последовательно размещают в четырех точках ПЧД, расположенных под углом 90° друг к другу, на краях ЦПИ. При величине энергетических окон 20 % для энергий первичных фотонов 93,3; 185 и 300 кэВ определяют положения максимальных значений ПТФЭ при числе зарегистрированных отсчетов в максимуме ПТФЭ не менее  $10^4$ . Пространственное смещение выражают максимальной разницей (в миллиметрах) между положениями максимумов ПТФЭ в зависимости от энергии фотонов.

Рассмотренные характеристики называют в рекомендуемой литературе метрологическими характеристиками гамма-камер.

В заключение этого раздела отметим, что качественную оценку пространственного разрешения гамма-камеры часто получают с помощью трансмиссионных и эмиссионных фантомов. Первые представляют собой набор свинцовых полос или свинцовый лист с отверстиями, которые помещают в корпус из оргстекла. При оценке пространственного разрешения их облучают однородным пучком фотонов. Примерами таких фантомов могут служить:

 а) квадратный бар-фантом с четырьмя группами свинцовых полос, расположенных в четырех одинаковых по площади квадрантах, причем толщина и зазор между полосами одинаковые в пределах одного квадранта, но разные в разных квадрантах (рис. 4.10);



Рис. 4.10. Квадратный бар-фантом



Рис. 4.11. Фантом Уильямса (срез печени)

б) квадратный эквидистантный бар-фантом с вписанным кругом, содержащим набор параллельных одинаковых по толщине и зазору между ними свинцовых полос в пределах всего круга;

в) фантом Ангера в виде свинцового листа, в шести секторах которого расположены отверстия одинакового диаметра в пределах одного сектора и разного диаметра в разных секторах.

Эти фантомы можно использовать для оценки как собственного, так и системного пространственного разрешения.

Эмиссионные фантомы делают из оргстекла, в котором располагают полости, заполненные радиоактивным раствором, с набором горячих (с повышенной активностью) и холодных (с пониженной активностью) очагов разного диаметра. Примерами являются фантом Пиккера щитовидной железы, фантом Уильямса печени (рис. 4.11) и фантом в виде круга Шелла. Эмиссионные фантомы не коллимируют излучение, и их можно использовать только для оценки системного пространственного разрешения.

#### 4.4. Радиофармацевтические препараты

Радиофармацевтические препараты (РФП) – меченые радионуклидами соединения, которые вводят пациенту в целях диагностики, терапии или научного медицинского исследования. Кроме обязательного содержания радионуклида, они отличаются от обычных фармацевтических средств еще одной важной особенностью – отсутствием фармакологического эффекта.

Это достигается содержанием в них основного вещества (химического соединения) в достаточно малых количествах. Поэтому термин «радиофармацевтический препарат» хотя и общепринят, не совсем корректен. Свойства РФП определяются, с одной стороны, радионуклидом, а с другой, – его химической формой. Радиофармацевтика включает разработку, производство и контроль качества РФП.

Радиофармпрепараты, предназначенные для решения клиникодиагностических задач, должны отвечать большому набору требований: медицинских, химических, биологических, диагностических, физических, дозиметрических и экономических (деление на которые отчасти условное). К медицинским требованиям следует отнести отсутствие химической и радиационной токсичности, стерильность, апирогенность (при внутривенном введении) и приемлемый уровень химической, радиохимической и радионуклидной чистоты. Химическим является требование прочного удержания радионуклида в молекулах химического соединения. К биологодиагностическому требованию относится планируемый характер поведения РФП в теле пациентов, хотя он во многом является и физической основой РНД. С этих позиций можно выделить: РФП транзита, проходящие транзитом через исследуемый орган в ходе измерений; РФП удержания, накапливающиеся в исследуемом органе за тот же интервал времени; РФП, остающиеся (после их введения в организм) в кровеносном русле при проведении измерений; РФП, проходящие через гематотканевой барьер за тот же интервал времени; РФП, накапливающиеся в патологических («горячих») очагах; РФП, накапливающиеся только в нормальных тканях и образующие «холодные» очаги в патологических тканях.

Для реализации клинической целевой функции исследования с учетом сказанного выше используются РФП с широким диапазоном физико-химических свойств, в том числе в виде: 1) ионов, например  $^{99m}$ TcO<sub>4</sub>,  $^{123}$ I; 2) отдельных атомов, например  $^{133}$ Xe,  $^{13}$ N,  $^{15}$ O; 3) отдельных молекул, например  $^{67}$ Ca-цитрата,  $^{99m}$ Tc-дифосфоната; 4) отдельных микрочастиц, например  $^{99m}$ Tc-микросфер альбумина,  $^{99m}$ Tc-макроагрегата; 5) отдельных клеток, например меченных  $^{99m}$ Tc эритроцитов,  $^{131}$ I-моноклональных антител и т.д.

Физическим и дозиметрическим требованиям (необходимому для эффективной регистрации виду и энергии излучения; достаточно высокому радиационному выходу фотонов; относительно небольшому периоду полураспада; минимальной дозе на единицу вводимой активности и некоторым другим) должна удовлетворять схема распада радионуклида. Например, энергия фотонного излучения радионуклида должна обеспечить оптимальное сочетание чувствительности и пространственного разрешения при визуализации распределения РФП в организме. При использовании гаммакамеры оптимальный энергетический диапазон фотонов составляет 100 – 200 кэВ. Желательно, чтобы радионуклид был моноэнергетическим излучателем. В противном случае конкурирующие гаммалинии должны иметь низкий радиационный выход и более низкую энергию, чем фотоны основной линии. Для диагностических РФП желательно также отсутствие или минимум других, кроме фотонного, видов излучения, увеличивающих дозу, получаемую пациентом. Период полураспада радионуклида не должен быть слишком большим, чтобы не увеличивать лучевую нагрузку на пациента. С другой стороны, он не должен быть очень маленьким во избежание необходимости введения при обработке результатов поправки на радиоактивный распад в процессе измерений и значительных непроизводительных потерь активности за интервал времени от момента изготовления РФП до момента его использования. И, наконец, к экономическим требованиям следует отнести простоту приготовления и использования РФП, его стоимость и доступность для РНД, в целом, и для конкретной клиники, в частности.

Основные источники получения радионуклидов медицинского назначения следующие: ядерный реактор (облучение мишеней нейтронами и продукты деления), циклотрон и радионуклидный генератор.

Облучение в ядерном реакторе стабильных элементов низкоэнергетическими нейтронами, приводящее к реакции  $(n, \gamma)$  – наиболее важный метод получения искусственных радионуклидов. Этот тип реакции обеспечивает получение большинства радионуклидов. Например,

<sup>31</sup> P(n,  $\gamma$ ) <sup>32</sup> P, <sup>58</sup> Fe(n,  $\gamma$ ) <sup>59</sup> Fe, <sup>74</sup> Se(n,  $\gamma$ ) <sup>75</sup> Se; <sup>98</sup> Mo (n,  $\gamma$ ) <sup>99</sup> Mo  $\xrightarrow{\beta^-}$  <sup>99m</sup> Tc, <sup>112</sup> Sn (n,  $\gamma$ ) <sup>113</sup> Sn  $\xrightarrow{\beta^-}$  <sup>113m</sup> In, <sup>130</sup> Te(n,  $\gamma$ ) <sup>131</sup> Te  $\xrightarrow{\beta^-}$  <sup>131</sup> I.

Образовавшиеся непосредственно в результате  $(n, \gamma)$ -реакций нуклиды являются изотопами элемента мишени, поэтому их химическое выделение невозможно. Так, полученный <sup>32</sup>Р содержит носитель – стабильный фосфор, и его удельная активность обычно относительно невелика.

Реже получают радионуклиды для РФП, используя реакции на быстрых нейтронах. Например,

$${}^{14}N(n,p) {}^{14}C$$
,  
 ${}^{6}Li(n,\alpha) {}^{3}H$ .

В результате этих реакций образуются радионуклиды, которые не являются изотопами элемента мишени, поэтому возможно их выделение в свободном от носителя виде.

Другой источник реакторных РФП – продукты деления урана. Известно более 60 первичных продуктов деления, большинство из которых радиоактивны. Долгоживущие радионуклиды могут быть выделены в больших количествах из использованных топливных стержней. Короткоживущие нуклиды обычно получают облучением в реакторе урановых мишеней, обогащенных <sup>235</sup>U. Таким способом, например, получают <sup>99m</sup>Tc, <sup>131</sup>I, <sup>132</sup>I, <sup>133</sup>Xe.

Облучение мишеней заряженными частицами на циклотроне – другой важный метод получения радионуклидов. Для проникновения в ядро атома с последующим его превращением положительно заряженная частица должна обладать достаточной энергией, чтобы преодолеть электростатическое отталкивание. Для этого необходима энергия в несколько мегаэлектронвольт. Чаще всего для ускорения частиц до требуемой энергии используют циклотрон. Во всех случаях продукт облучения является изотопом другого элемента и для его выделения из мишени приемлемы химические методы. Вследствие этого одной из характерных особенностей циклотронных радионуклидов является отсутствие у них носителя. Другая важная их характеристика – наличие дефицита нейтронов, поэтому они распадаются путем позитронного излучения, электронного захвата или одновременно по обоим типам распада. Поэтому этот метод получения РФП важен для функционирования ПЭВТ, основанной на применении позитронных излучателей и регистрации аннигиляционных фотонов, и для использования, получившего развитие в последнее время, этих же радионуклидов в ОФЭВТ. По реакции (d, n) могут быть получены гамма-излучающие нуклиды трех очень важных элементов (являющихся элементами тканей человека) - углерода, азота и кислорода, имеющих относительно короткие периоды полураспада (табл. 4.1):

<sup>14</sup>N(*d*,*n*) <sup>15</sup>O; <sup>12</sup>C(*d*,*n*) <sup>13</sup>N; <sup>10</sup>B(*d*,*n*) <sup>11</sup>C.

Примерами реакций иного типа являются

<sup>16</sup>O(
$$\alpha$$
, pn) <sup>18</sup>F;  
<sup>121</sup>Sb( $\alpha$ ,2n) <sup>123</sup>I; <sup>65</sup>Cu( $\alpha$ ,2n) <sup>67</sup>Ga; <sup>109</sup>Ag( $\alpha$ ,2n) <sup>111</sup>In.

После облучения необходимо выделить радионуклид из мишени и провести дальнейшую его очистку. Если при облучении в реакторе обычно используют мишени в твердом состоянии; то в ускорителях возможны также газообразные или жидкие мишени. Большинство методов выделения радионуклидов включают растворение мишени с последующим отделением и очисткой с помощью экстракции, ионообменной или жидкостной хроматографии, дистилляции и пр. В табл. 4.1 приведены РФП, поступающие в подразделения РНД в готовом виде. Введение в клиническую практику в середине 60-х годов <sup>99m</sup> Tc оказало большое влияние на радионуклидную диагностику. В настоящее время <sup>99m</sup> Tc занимает уникальное положение благодаря удачному сочетанию целого ряда достоинств: с его помощью можно приготовить до 200 различных радиофармацевтических препаратов; он имеет практически оптимальные период полураспада (около 6 ч) и единственную гамма-линию с энергией 140 кэВ; у него отсутствует бета-излучение и т.д. Хотя физические характеристики делают его почти идеальным для многих медицинских методик, <sup>99m</sup> Tc не получил бы столь широкого применения, не будь он доступен для учреждений, расположенных вдали от реактора и циклотрона. Эта доступность стала возможной в результате разработки генераторного метода получения радионуклидов.

**Генераторная система** любого вида отвечает основному требованию, заключающемуся в том, что она содержит интересующий короткоживущий дочерний и относительно долгоживущий материнский радионуклид, от которого дочерний может быть отделен с помощью физических или химических методов.

Наличие в генераторе относительно долгоживущего материнского радионуклида позволяет снять требование о необходимости создания единого территориального комплекса из реактора, ускорителя и отделения радионуклидной диагностики при применении короткоживущих РФП.

При использовании генераторной системы радиофармпрепараты изготавливают непосредственно в подразделениях радионуклидной диагностики, которые могут быть территориально значительно удалены от ускорителя и реактора.

Основные элементы любого генератора – колонка, система коммуникаций и защитный кожух (рис. 4.12). Колонка содержит сорбент, на котором фиксируется материнский радионуклид. Используются как органические (ионообменные смолы), так и минеральные (оксид алюминия, оксид циркония) сорбенты.

Образующийся в результате распада материнского дочерний радионуклид вымывают (элюируют) из генератора. Обычно это производят путем пропускания (для чего служит система коммуникаций) элюента через колонку. Элюирование осуществляют с использованием положительного или отрицательного давления для пропускания элюента.

К перечисленным ранее достоинствам РФП на основе <sup>99m</sup>Тс следует добавить сравнительно невысокую стоимость изготовления и



Рис. 4.12. Типичное устройство радионуклидного генератора: *1* – сорбент; *2* – защита (свинцовый экран); *3* – устройство (игла) для введения радиоактивного раствора; *4* – устройство (игла) для отбора элюата; *5* – фильтр, *6* – корпус

эксплуатации генераторов для получения <sup>99m</sup>Tc, доступность этих генераторов для любых подразделений РНД благодаря налаженной системе регулярных поставок и простую технологию получения элюата <sup>99m</sup>Tc из генератора. В табл. 4.2 приведена информация, подобная приведенной в табл. 4.1, для генераторных радионуклидных систем, позволяющих изготавливать РФП непосредственно в подразделениях РНД.

Приведенные в табл. 4.1 и 4.2 РФП не исчерпывают все их классы. К ним следует добавить еще два класса, которые отвечают различным требованиям к качеству контроля. Первый – РФП лабораторного приготовления, т.е. продукты, получаемые из радиоактивного или нерадиоактивного сырья непосредственно в медицинских учреждениях. Они включают радионуклиды, производимые на циклотронах и ускорителях (например, позитронные излучатели), и РФП, приготовляемые в лабораториях, например коллоиды.

Второй – аутологические РФП, производимые посредством радиоактивной метки веществ, взятых у пациента в целях последующего введения ему же (например, эритроциты, меченые  $^{51}$ Cr, или метаболические соединения).

	Период	Фотонное	излучение	Области		
Радионуклид	полураспада	<i>Е</i> , кэВ	Выход <i>n</i> , %	применения в РНЛ		
<sup>11</sup> C	20,38 мин	20,38 мин 511 200		ПЭВТ		
<sup>13</sup> N	9,97 мин	511	200	ПЭВТ		
<sup>15</sup> O	2,04 мин	511	200	ПЭВТ		
<sup>18</sup> F	109,8 мин	511	200	ПЭВТ		
<sup>51</sup> Cr	27,7 сут	320	9,83	ПС, ОФЭВТ		
<sup>58</sup> Co	70,8 сут	511	30	ПЭВТ, ПС,		
50		811	99,4	ОФЭВТ		
<sup>59</sup> Fe	44,5 сут	1099	56,1	ПС		
67		1292	43,6			
°'Ga	78,26 ч	93,3	38,3	ПС, ОФЭВТ		
		185	20,9			
		300	16,8			
750	110.9 av	393,5	4,/			
50	119,0 Cy1	265	59.4	ПС, 0ФЭВТ		
		203	25.2			
85 C -	64.9 avm	514	08	ПС		
51 85mxr	04,8 CyT	514	98			
Kr	4,48 ч	151	/5,5	ПС, ОФЭВТ		
<sup>111</sup> In	2,83 сут	171	90,5	ПС, ОФЭВТ		
		245	94			
<sup>123</sup> I	13,2 ч	159	82,8	ПС, ОФЭВТ		
<sup>131</sup> I	8, 04 сут	364	81,2	ПС, ОФЭВТ		
<sup>133</sup> Xe	5,25 сут	81	37,4	ПС, ОФЭВТ		
<sup>169</sup> Yb	32 сут	63	41,6	ПС, ОФЭВТ		
		110	17,4			
		130	11,5			
		177	22,3			
100		198	35,9			
<sup>199</sup> Tl	7,42 ч	70,8	45,8	ПС, ОФЭВТ		
		208	12,2			
<sup>201</sup> Tl	3,04 сут	68,9	27,2	ПС, ОФЭВТ		
		70,8	46,2			
		167	10.0			

# Основные параметры некоторых не генераторных радионуклидов для РФП

Таблица 4.2

Мате-	Период	Дочерний	Период	Фоте	оны	Области
ринский нуклид	полу- распада	нуклид	полу- распада	<i>Е</i> , кэВ	<i>n</i> , %	применения в РНД
<sup>47</sup> Ca	4,53 сут	<sup>47</sup> Sc	3,35 сут	159	68	ПС, ОФЭВТ
<sup>52</sup> Fe	8,28 ч	<sup>52m</sup> Mn	21,1 мин	511	193	ПЭВТ
<sup>68</sup> Ge	288 сут	<sup>68</sup> Ga	68,0 мин	511	178	ПЭВТ
<sup>82</sup> Sr	25 сут	<sup>82</sup> Rb	1,25 мин	511	191	ПЭВТ
<sup>99</sup> Mo	66 ч	<sup>99m</sup> Tc	6,02 ч	140	88,9	ПС, ОФЭВТ
<sup>113</sup> Sn	115 сут	<sup>113m</sup> In	1,66 ч	392	64,2	ПС, ОФЭВТ

#### Основные параметры некоторых генераторных радионуклидов для РФП

### 4.5. Однофотонная эмиссионная томография

Различают два основных метода ОФЭТ: поперечную томографию (рис. 4.13), при которой исследуемый слой перпендикулярен продольной оси тела, и продольную томографию (рис. 4.14), когда реконструируется сечение, параллельное продольной оси тела. Можно различать методы ОФЭТ по способу приборной реализации: с помощью сканеров или гамма-камер. Однако более существенное различие лежит в сфере ограничения данных, получаемых при продольной томографии из-за ограниченного диапазона углов по сравнению с поперечной томографией. При последней (получении трансаксиальных сечений) данные обычно могут быть собраны в полном угловом диапазоне 180°– 360°. Таким образом, эти два метода различаются как по способу и объему собираемых данных, так и по математическим методам реконструкции изображений.

Рис. 4.13. Поперечная томография со сканером, осуществляющим комбинированное линейное и вращательное перемещение (*a*), и с гамма-камерой при ее вращательном перемещении (б)



Рис. 4.14. Продольная томография со сканирующей гаммакамерой с фокусирующим коллиматором (a) и с гамма-камерой, снабженной вращающимся коллиматором с параллельными наклонными каналами ( $\delta$ )



Начиная с 1963 г. были разработаны и затем серийно выпускались различные модели эмиссионных интроскопов для продольной и поперечной томографии как на основе реализации принципов регистрации, показанных на рис. 4.13 и 4.14, так и других. Эти эмиссионные томографы сыграли положительную роль в осуществлении и дальнейшем развитии медицинской радионуклидной визуализации и предшествовали современным эмиссионным вычислительным томографам. Однако в настоящее время эти установки представляют скорее исторический интерес, серийно не выпускаются, и их функции (хотя и не всегда в полном объеме) на более высоком уровне выполняют современные универсальные гаммакамеры в режимах планарной сцинтиграфии и ОФЭВТ.

### 4.6. Интегрально-кодовая томография

# 4.6.1. Принцип получения продольных томограмм при использовании интегрально-кодовых систем измерений

Разработаны методы интегрально-кодовой эмиссионной томографии с использованием кодирующих коллиматоров. Общая интегрально-кодовая система измерений (ИКСИ) для получения изображения плоского двумерного источника или продольных томограмм трехмерного источника приведена на рис. 4.15 (для определенности изображены плоский источник и кодирующий многопинхольный коллиматор). Кроме многопинхольных коллиматоров с различным (регулярным, геометрическим, минимально избыточным, случайным, троичным, псевдослучайным, расширенным, обобщенным псевдослучайным и самоподдерживающимся) расположением пинхолов известны кодирующие коллиматоры в виде зонной пластины Френеля (ЗПФ) и ее различных модификаций (ЗПФ мозаичная; инверсная с увеличивающейся при удалении от центра шириной зон; спиральная и гиперболическая, или модифицированный растр Жирара).



Рис. 4.15. Две возможные интегрально-кодовые схемы измерений: *первая*: 1 – источник фотонов; 2 – кодирующий коллиматор; 3 – проекция коллиматора на ПЧД; *вторая*: 1 – источник фотонов; 2 – мозаичный кодирующий коллиматор; 3 – ПЧД; 4 – проекция коллиматора на плоскость ПЧД от точечного источника

Известны также такие кодирующие коллиматоры как нефренелевская зонная пластина; одномерные и двумерные щелевые коллиматоры с размерами щелей, промодулированными по ЗПФ; коллиматоры в виде двух перпендикулярных решеток; в виде тонкой кольцевой щели и фурье-апертуры.

Функции пропускания идеализированных традиционных коллиматоров – пинхола и многоканального с узкими параллельными каналами есть соответственно  $\delta$ -функция и гребенка Дирака (сумма  $\delta$ -функций), поэтому декодирование изображений, полученных с их применением, не требуется. При использовании кодирующих коллиматоров наблюдаемые изображения имеют мало общего с действительным распределением источников, и необходимо декодировать результаты измерений, для чего могут быть использованы как аналоговые, так и численные методы.

Первоначальной мотивацией использования ИКСИ были их исключительные помехоподавляющие и шумоподавляющие свойства, т.е. резкое снижение случайной погрешности результатов измерений, обусловленной этими факторами. Дальнейшие исследования показали, что для некоторых типов кодирующих устройств может быть оптимизировано их среднее пропускание с целью минимизации различных функционалов, определяющих общие погрешности результатов измерений, связанные с квантовой статистикой полезного кодируемого сигнала и не кодируемых фонового сигнала и шумов. При томографических исследованиях на первый план выходят фокусирующие свойства кодирующих коллиматоров, зависящие от их типа, размерности и других параметров.

Обзор по применению кодирующих коллиматоров разных типов выходит за рамки пособия и приведен в рекомендуемой литературе. Наибольший интерес представляют ИКСИ с двумерными планарными кодирующими коллиматорами, расположение каналов в которых соответствует положению единиц в выбранной псевдослучайной таблице (ПСТ) или расширенной (см. раздел 4.6.5) псевдослучайной таблице (РПСТ) из 1 и 0.

Общий принцип получения томографических изображений радиоактивного объекта в планарной геометрии измерений иллюстрирует рис. 4.16. Плоский ПЧД располагается перпендикулярно оси z в точке z = 0. Параллельно ПЧД в точке z = L располагается кодирующий коллиматор с функцией пропускания h(x, y).



Рис. 4.16. Геометрия измерений при использовании плоских кодирующих коллиматоров (детектор расположен в плоскости z = 0, коллиматор – в плоскости z = L)

Идеальному однопинхольному коллиматору, расположенному в точке  $(x_{ph}, y_{ph})$ , соответствует, как уже отмечено ранее,

$$h(x, y) = \delta(x - x_{ph}) \,\delta(y - y_{ph}),$$

где  $\delta(\bullet) - \delta - \phi$ ункция Дирака.

Пусть трехмерное распределение радионуклида в объеме V характеризуется функцией f(x, y, z), определяющей число  $\gamma$ -квантов, испущенных из единицы объема около точки (x, y, z) за время измерений в телесный угол  $4\pi$ . Тогда для числа  $\gamma$ -квантов  $g(x_2, y_2)$ , падающих на единицу площади детектора около точки  $(x_2, y_2)$ , получим

$$g(x_2, y_2) = \iiint_V \frac{f(x_0, y_0, z_0)h(x_1, y_1)\cos\theta dx_0 dy_0 dz_0}{4\pi((x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_0^2)}, \quad (4.1)$$

где

$$\cos \theta = z_0 / \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + z_0^2},$$
  
$$x_1 = x_2 - L(x_2 - x_0) / z_0, \quad y_1 = y_2 - L(y_2 - y_0) / z_0.$$

Пренебрегая статистическими флуктуациями измеряемых величин, поглощением  $\gamma$ -квантов в среде и их наклонным падением на детектор (фактор  $\cos^3 \theta$ ), для двумерного источника излучения  $f(x_0, y_0, z_0) = \varphi(x_0, y_0) \delta(z_0 - z_p)$  в области *S*, расположенной в плоскости  $z = z_p$ , получим вместо уравнения (4.1) уравнение типа свертки:

$$g(x_2, y_2) = (1/4\pi z_p^2) \iint_{S} \varphi(x_0, y_0) h(x_3, y_3) dx_0 dy_0 , \qquad (4.2)$$

где

$$x_3 = x_2 - L(x_2 - x_0)/z_p$$
,  $y_3 = y_2 - L(y_2 - y_0)/z_p$ .

Определив двумерные преобразования Фурье от обеих частей уравнения (4.2), найдем

$$G(u,v) = \frac{1}{2(z_p - L)^2} \Phi\left(\frac{-uL}{z_p - L}, \frac{-vL}{z_p - L}\right) H\left(\frac{uz_p}{z_p - L}, \frac{vz_p}{z_p - L}\right), \quad (4.3)$$

где  $G(u,v), \Phi(u,v)$  и H(u,v) — соответственно фурье-образы функций  $g(x,y), \phi(x,y)$  и h(x,y). Например,

$$G(u,v) = (1/2\pi) \iint g(x,y) \exp[-i(ux+vy)] dxdy$$

Из уравнения (4.3) получим оценку искомого пространственного двумерного распределения активности источника

$$\widetilde{\varphi}(x,y) = \frac{(z_p - L)^2}{\pi} \iint \frac{G(-u(z_p - L)/L, -v(z_p - L)/L)}{H(-uz_p/L, -vz_p/L)} \times \exp[i(ux + vy)] du dv .$$
(4.4)

Таким образом, для определения двумерного распределения радионуклида на плоскости достаточно одного измерения с любым «хорошим» кодирующим коллиматором, т.е. с коллиматором, функция пропускания которого имеет модуль фурье-образа достаточно гладкий и без близких к нулю значений. Кодирующие коллиматоры, как правило, удовлетворяют этому условию. Если же это условие не выполняется, подынтегральное выражение в (4.4) умножают на аподизирующую функцию.

Рассмотренная схема измерений с кодирующим коллиматором, функция пропускания которого не изменяется во времени, называется схемой с пространственной модуляцией излучения. Как уже было отмечено ранее, ИКСИ может быть оптимизирована с целью минимизации определенного функционала (обобщенной, суммарной, максимальной или выбранной дисперсии отдельного элемента), характеризующего погрешность результатов измерений, вариацией среднего пропускания излучения коллиматором.

Обобщив (4.4) на произвольные значения z вместо фиксированного  $z_p$ , определим оценку  $\tilde{f}(x, y, z)$  всей трехмерной функции распределения f(x, y, z):

$$\widetilde{f}(x, y, z) = \frac{(z-L)^2}{\pi} \iint \frac{G(-u(z-L)/L, -v(z-L)/L)}{H(-uz/L, -vz/L)} \times \exp[i(ux+vy)] dudv, \qquad (4.5)$$

которая при  $z = z_p$  совпадает с (4.4). При любом фиксированном *z* формула (4.5) дает сфокусированное изображение источника (томограмму) в плоскости параллельной плоскостям детектора и коллиматора.

В соответствии с (4.5) по результатам одного измерения можно сделать оценку трехмерного распределения радионуклида по набору томограмм, полученных вариацией *z* при декодировании результатов измерений. Однако, как и для томографов, описанных в пре-

дыдущем разделе, мешающее влияние нефокусных плоскостей на изображения в плоскостях фокуса заметно ухудшает качество результатов, а радикальное улучшение изображений (например, решением обратной задачи) невозможно из-за недостаточности исходной информации.

К другим недостаткам таких томографов следует отнести: 1) разный масштаб декодированных изображений для разных плоскостей объекта; 2) необходимость плавного, а не кратного двум изменения линейных размеров элементов матрицы оцифровывания ПЧД (например, гамма-камеры); 3) дополнительные артефакты при применении мозаичных (см. далее) кодирующих коллиматоров; 4) сложности использования немозаичных кодирующих коллиматоров, для применения которых требуются ПЧД существенно большего размера, чем в традиционных системах измерений.

Преодоление главной проблемы – недостаточности исходной информации и некоторых других, перечисленных выше, не может быть осуществлено без увеличения числа измерений. Их увеличение в продольной томографии возможно, по крайней мере, двумя способами: 1) перемещением системы «кодирующий коллиматор – ПЧД», представленной на рис. 4.1 и 4.2, в направлении, перпендикулярном к выбранным плоскостям объекта; 2) применением временной модуляции излучения (полезного сигнала).

Первый способ базируется на методе фокусных плоскостей (МФП). При использовании этого метода выполняется несколько измерений, в каждом из которых в фокусе последовательно находится одна из плоскостей, параллельных плоскости детектора, на которые условно разбивается объект с трехмерным распределением у-излучающего нуклида.

Метод свободен от большинства недостатков, перечисленных выше, и позволяет решением обратной задачи получать набор томограмм с уменьшенным вкладом нефокусных плоскостей в изображения в фокусных плоскостях.

При временной модуляции производится *v* измерений с кодирующим(и) коллиматором(ами), функция пропускания которого(ых) изменяется при каждом измерении, и возможны разные технические решения.

В принципе для реализации обоих методов могут быть использованы разные кодирующие коллиматоры. Однако к наиболее «хорошим», удобным в практическом применении и исследованным относятся многопинхольные коллиматоры, построенные на основе псевдослучайных и расширенных псевдослучайных таблиц.

### 4.6.2. Периодические (0, 1)-псевдослучайные последовательности и таблицы и кодирующие устройства на их основе

Псевдослучайная последовательность из 1 и 0 может быть определена как строка  $(v,k,\lambda)$ -матрицы-циркулянта, которой называется квадратная (0, 1)-матрица  $\hat{A}$  порядка v, удовлетворяющая условию

$$\hat{A}\hat{A}^{\mathrm{T}} = (k-\lambda)\hat{I} + \lambda\hat{J}, \qquad (4.6)$$

где т — знак транспонирования матрицы;  $\hat{I}$  и  $\hat{J}$  — квадратные матрицы порядка *v*: единичная диагональная и матрица из единиц.

Из (4.6) следует, что k и  $\lambda$  – целые числа, причем k равно количеству единиц, а (v-k) – количеству нулей в каждой строке и в каждом столбце  $(v,k,\lambda)$ -матрицы. Необходимым условием существования  $(v,k,\lambda)$ -матрицы является выполнение соотношения

$$\lambda = k(k-1)/(v-1).$$
 (4.7)

Обратная (декодирующая) матрица имеет простой вид

$$\hat{A}^{-1} = k^{-1} (k - \lambda)^{-1} (k \hat{A}^{\mathrm{T}} - \lambda \hat{J}).$$
(4.8)

Заметим также, что (0, 1)-матрицы-циркулянты с одной единицей или (v-1) единицами в каждой строке могут быть отнесены к вырожденным  $(v, k, \lambda)$ -матрицам.

Первая матрица – единичная диагональная матрица  $\hat{I}$ , которая одновременно является вырожденной (v,1,0)-матрицейциркулянтом. Такая матрица описывает традиционный эксперимент, например, с гамма-камерой, снабженной однопинхольным коллиматором. Вторая матрица – это матрица  $(\hat{J} - \hat{I})$ , которая также является вырожденной (v, v - 1, v - 2)-матрицей-циркулянтом. Она описывает кодирующее устройство, в котором все каналы, кроме одного, открыты.

Ассоциированной с любой  $(v, k, \lambda)$  -матрицей является инверсная матрица, в которой единицы заменены нулями, а нули – единицами. Для получившейся после такой простой процедуры  $(v', k', \lambda')$  -матрицы сохраняются все свойства первоначальной матрицы. Параметрами новой матрицы будут v' = v k' = v - k и  $\lambda' = (v - k)(v - k - 1)/(v - 1)$ . Поэтому для определения ПСП с k > v/2 достаточно знать ПСП с k < v/2. Большинство известных ПСП объединены в семейства, классификация которых приведена в рекомендуемой литературе.

Для построения кодирующего устройства достаточно определить соответствующую матрицу, являющуюся матрицей плана эксперимента. Если выбрана, например,  $(v, k, \lambda)$ -матрица-циркулянт, то любая ее строка или столбец описывает функцию пропускания одномерного КУ.

Двумерное кодирующее устройство строится по тому же принципу, но на основе псевдослучайной таблицы (ПСТ).

Известны два способа (построчный и диагональный) преобразования одномерной псевдослучайной последовательности длиной  $v = m \times n$  в двумерную псевдослучайную таблицу размерности  $m \times n$ , образующую базовую часть коллиматора, и два вида соответствующих им мозаик (рис. 4.17).

Аналогично могут быть построены ПСТ размерности  $n \times m$ . Примеры мозаичных устройств (например, коллиматоров) приведены на рис. 4.18.

Проиллюстрируем целесообразность использования удвоенных псевдослучайных последовательностей для одномерного сканирования и практически учетверенных мозаичных псевдослучайных таблиц для двумерного сканирования объекта.

Для исключения потери информации результат любого измерения должен отвечать одной из полных срок  $(v,k,\lambda)$ -матрицыциркулянта. Это может быть реализовано при пространственной модуляции излучения двумя способами (рис. 4.19).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15

_ 2
- 24
_

1	2	3	4	5
6	7	8	9	10
11	12	13	14	15

1	7	13	4	10
11	2	8	14	5
6	12	3	9	15

~
6
.,
~

В

1	2	3	4	5	6	7	8	9
6	7	8	9	10	11	12	13	14
11	12	13	14	15	1	2	3	4
1	2	3	4	5	6	7	8	9
6	7	8	9	10	11	12	13	14

-
-

1	7	13	4	10	1	7	13	4
11	2	8	14	5	11	2	8	14
6	12	3	9	15	6	12	3	9
1	7	13	4	10	1	7	13	4
11	2	8	14	5	11	2	8	14

Д

Рис. 4.17. Построение ПСТ размерности  $m \times n$  и соответствующих мозаик размерности  $(2m-1) \times (2n-1)$  из ПСП длиной  $m \times n$  (построение выполнено для  $m \times n = 5 \times 3 = 15$ ): а – исходная ПСП; б – построчная ПСТ (ПСТ-П); в – диагональная ПСТ (ПСТ-Д); г – мозаичная ПСТ-П; д – мозаичная ПСТ-Д

В первой схеме измерений при фиксированном поле изображения необходимо применять базовый коллиматор и ПЧД с линейными размерами, практически вдвое превышающими его размеры при использовании традиционных коллиматоров.

Во второй схеме применяют мозаичный КК, линейные размеры которого вдвое больше размеров базового коллиматора.

Обе схемы измерений предотвращают потерю информации для источников, расположенных не в центре поля изображения установки (например, гамма-камеры).



Рис. 4.18. Расположение открытых и закрытых ячеек мозаичных кодирующих устройств размерности 17×19, построенных на основе ПСТ-П (а) и ПСТ-Д (б)

Таким образом, они обеспечивают реализацию цикличности матрицы  $\hat{A}$  и, следовательно, возможность простого декодирования результатов измерений.



Рис. 4.19. Две схемы измерений при пространственной модуляции излучения:

a — с ПЧД большой площади и коллиматором на основе ПСТ размерности  $m \times n$ ;

 $\delta$  – с ПЧД обычного размера и мозаичным коллиматором на основе ПСТ размерности  $(2m-1) \times (2n-1)$ .

Обозначения: 1 – источник излучения, 2 – КК, 3 – проекция КК на детектор, 4 – ПЧД

В первом способе необходимо в процессе декодирования просуммировать по определенному алгоритму данные в дополнительных ячейках ПЧД с данными в ячейках ПЧД, соответствующих центральной проекционной геометрии. Во втором способе восстановление цикличности происходит автоматически уже в процессе формирования изображения на детекторе. Поэтому второй способ предпочтительнее, так как стоимость ПЧД существенно возрастает с увеличением его размеров и сама возможность изготовления некоторых типов ПЧД большой площади, необходимой для визуализации крупных объектов, проблематична. Кроме того, не нужны дополнительные вычисления, связанные с дополнительными ячейками детектора, а увеличение стоимости мозаичного коллиматора по сравнению со стоимостью базового практически не скажется на стоимости установки в целом.

### 4.6.3. Метод фокусных плоскостей

Рассмотрим матричный способ представления результатов измерений и их декодирования для ИКСИ, приведенной на рис. 4.16. Так как такая схема измерений – томографическая, введем понятие фокусной плоскости и осуществим дискретизацию. Пусть ПЧД состоит из набора  $m \times n$  квадратных элементарных ячеек со стороной D, базовая часть кодирующего коллиматора представляет собой набор  $m \times n$  квадратных ячеек со стороной d и источник в фокусной плоскости содержит  $m \times n$  элементарных ячеек со стороной  $\Delta$ .

Для фокусной плоскости при идеализированных условиях измерений (практически точечный пинхол в элементе (пикселе) КК или точечный источник в пикселе плоскости исследуемого объекта) должны выполняться следующие соотношения:

$$f = LD/(D-d); \qquad \Delta = dD/(D-d), \qquad (4.9)$$

где f – расстояние от плоского источника или от фокусной плоскости объемного источника до детектора (фокусное расстояние) и L – расстояние от коллиматора до детектора.

Соотношения (4.9) отражают, например, условие точного проецирования любым пинхолом конечных размеров точечного источника, расположенного в центре пиксела фокусной плоскости, в элемент ПЧД. При этом точечные источники, находящиеся в соседних пикселах плоскости фокуса, проецируются в соседние элементы (ячейки) ПЧД.

Продолжив дискретизацию, представим трехмерное распределение источника излучения набором из M условных плоскостей с двумерным распределением. Присвоив каждой плоскости определенный порядковый номер i (i = 1, 2, ..., M), определим для i-й фокусной плоскости дискретный аналог соотношения (4.2):

$$\vec{\Psi}_{f}^{(i)} = \hat{A}\vec{\xi}^{(i)},$$
 (4.10)

где  $\vec{\xi}^{(i)} = (\xi_j^{(i)}, j = 1, 2, ..., v)$  – дискретный аналог распределения источников излучения в фокусной плоскости;  $\vec{\psi}_f^{(i)} = (\psi_{fj}^{(i)}, j = 1, 2, ..., v)$  – вектор измерений, учитывающий только излучение от фокусной плоскости;  $\hat{A} = (a_{jj'}, j, j' = 1, 2, ..., v)$  – матрица плана, элементы которой  $a_{jj'}$  описывают число импульсов, зарегистрированное j-м пикселом детектора от излучения j'-го пиксела источника.

Для рассматриваемых идеализированных схем измерений элементы матрицы  $\hat{A}$  могут принимать значения +1 и 0. Соотношение, заменяющее (4.4), можно записать в виде

$$\tilde{\vec{\xi}}^{(i)} = \hat{A}^{-1} \vec{\psi}_f^{(i)},$$
 (4.11)

где  $\hat{A}^{-1}$  – матрица, обратная матрице  $\hat{A}$ .

Для плоского источника, расположенного в плоскости фокуса, при идеализированных условиях измерений (4.11) даст точное решение для дискретной версии изображения, а для объемного объекта на изображение в плоскости фокуса дадут вклад нефокусные плоскости.

При исследовании трехмерного объекта методом фокусных плоскостей производится M измерений, в каждом из которых в фокусе последовательно находится одна из плоскостей, параллельных плоскости детектора, на которые условно разбивается объект, т.е. последний сканируется в направлении, перпендикулярном плоскости детектора. Осуществив M последовательных перемещений измерительной системы относительно объекта или объекта относительно измерений для выбранных плоскостей объекта. При малом шаге сканирования можно говорить об информационной достаточности измерений (равенстве числа неизвестных и экспериментальных данных). Так как при каждом измерении на его результат влияют излучения не только фокусной плоскости, но и всех нефокусных плоскостей, система уравнений, описывающая МФП, примет более сложный вид:

$$\vec{\Psi}^{(i)} = \hat{A}\vec{\xi}^{(i)} + \sum_{\substack{i'=1\\i'\neq i}}^{M} \hat{B}^{(ii')}\vec{\xi}^{(i')}, \quad i = 1, 2, ..., M.$$
(4.12)

Здесь  $(\vec{\psi}^{(i)})^T = (\psi_1^{(i)}, \psi_2^{(i)}, ..., \psi_v^{(i)})$  – вектор измерений, учитывающий излучение от всех плоскостей;  $\hat{B}^{(ii')} = \left\| b_{jj'}^{(ii')} \right\|$  – матрица, определяющая вклад *i'*-й нефокусной плоскости в *i*-е измерение, причем элементы этой матрицы определяются чисто геометрически из исходной матрицы  $\hat{A}$ ; *j*, *j'* = 1, 2, ..., *v*.

В соответствии с МФП томографические изображения  $\tilde{\xi}^{(i)}$  каждой фокусной плоскости получают, используя (4.11), умножением результатов измерений на матрицу  $\hat{A}^{-1}$ , аналитический вид которой известен.

Метод фокусных плоскостей позволяет улучшить сфокусированные изображения решением системы уравнений (4.12), что является следствием большей информативности полученных экспериментальных данных. Другое достоинство МФП – пространственное выравнивание масштаба по всем фокусным плоскостям, на которые разбивается трехмерное распределение, и простота использования мозаичного коллиматора.

### 4.6.4. Аппаратная функция ИКСИ

Аппаратная функция позволяет определить основные параметры томографа и сравнивать их, например, в зависимости от типа, размерности и других параметров используемых коллиматоров. Определим аппаратную функцию ( $A\Phi$ )  $\varepsilon(x, y, z, x_0, y_0, z_0)$  как полученное по формуле (4.5) изображение точечного источника, расположенного в точке ( $x_0, y_0, z_0$ ).

Для заданного пространственного распределения источников  $f(x, y, z) = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0)$  получим

$$\varepsilon(x, y, z, x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{(z-L)^2}{(z_0-L)^2} \iint \frac{\exp[i(ux+vy)]}{\exp\left[i(ux_0+vy_0)\frac{z-L}{z_0-L}\right]} \times \frac{H\left(-u\frac{z_0(z-L)}{L(z_0-L)}, -v\frac{z_0(z-L)}{L(z_0-L)}\right)}{H(-uz/L, -vz/L)} dudv.$$
(4.13)

Так как в плоскости  $z \neq z_0$  истинное изображение точечного источника, расположенного в плоскости  $z = z_0$ , равно тождественно нулю, достаточно рассмотреть максимальное отклонение  $A\Phi$  от нуля:

$$\varepsilon_1(z, x_0, y_0, z_0) = \max_{x, y} \left\{ \left| \varepsilon(x, y, z_0, x_0, y_0, z_0) \right| \right\}.$$
(4.14)

Целесообразно найти дискретное представление АФ в МФП и более детально исследовать ее свойства.

Пусть точечный источник располагается в  $i_0$ -й плоскости в  $j_0$ -й точке:  $\vec{\xi}^{(i)} = \delta_{ii_0} \vec{\xi}_{j_0}$   $(i, i_0 = 1, 2, ..., M)$ ,  $\vec{\xi}^{(i)}_{J_0} = ((\xi_{J_0})_1, (\xi_{J_0})_2, ..., (\xi_{J_0})_v)$  и  $\vec{\xi}_{j_0} = \delta_{jj_0}$  (j = 1, 2, ..., v), где  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера. Тогда для результатов измерений можно записать

$$\vec{\Psi}^{(i)} = [\delta_{ii_0} \hat{A} + (1 - \delta_{ii_0}) \hat{B}^{(ii_0)}] \vec{\xi}_{j_0}, \quad i = 1, 2, \dots, M$$

а для восстановленного изображения

$$\widetilde{\vec{\xi}}^{(i)} = A^{-1} \vec{\psi}^{(i)} = \delta_{ii_0} \vec{\xi}_{j_0} + (1 - \delta_{ii_0}) \hat{A}^{-1} \hat{B}^{(ii_0)} \vec{\xi}_{j_0}, \quad i = 1, 2, \dots, M$$

По определению дискретное представление АФ есть

$$\varepsilon(j,i,j_0,i_0) = \widetilde{\xi}_j^{(i)} = \delta_{ii_0} \delta_{jj_0} + (1 - \delta_{ii_0}) \sum_{j'=1}^{\nu} a_{jj'}^{-1} b_{j'j_0}^{(ii_0)}, \qquad (4.15)$$
$$i,i_0 = 1,2,...,M; \ j,j_0 = 1,2,...,\nu.$$

Индексы *j* и *j*<sub>0</sub> задают двумерные координаты элементарной ячейки в плоскости восстановленного изображения и исходного источника соответственно.

Так как фокусное расстояние при измерениях в методе фокусных плоскостей остается неизменным, аппаратная функция  $\varepsilon(j,i,j_0,i_0)$  будет зависеть только от разности  $(i-i_0)$ . Приняв, что сканирование в перпендикулярном к плоскости детектора направлении происходит с одинаковым шагом h, можно записать

$$\varepsilon(j,i,j_0,i_0) = \varepsilon(j,j_0,\Delta z), \qquad (4.16)$$

где  $\Delta z = h(i - i_0)$  – расстояние между плоскостью восстановленного изображения и плоскостью исходного источника.

Так как в плоскости  $i \neq i_0$  истинное изображение точечного источника, расположенного в плоскости  $i = i_0$ , равно тождественно нулю, достаточно рассматривать максимальное отклонение аппаратной функции от нуля:

$$\varepsilon_1(j_0, \Delta z) = \max_j \{ \varepsilon(j, j_0, \Delta z) \}.$$
(4.17)

Томографические качества ИКСИ для произвольного расположения точечного источника можно характеризовать с помощью верхней и нижней границ аппаратных функций:

$$\varepsilon_{1}^{(\theta)}(\Delta z) = \max_{\substack{j_{0} \\ j_{0}}} \{\varepsilon_{1}(j_{0}, \Delta z)\};$$

$$\varepsilon_{1}^{(\mu)}(\Delta z) = \min_{\substack{j_{0} \\ j_{0}}} \{\varepsilon_{1}(j_{0}, \Delta z)\}.$$
(4.18)

Средняя (усредненная) аппаратная функция равна

$$\varepsilon_1^{(cp)}(\Delta z) = (1/\nu) \sum_{j_0=1}^{\nu} \varepsilon_1(j_0, \Delta z).$$
(4.19)

Приведенные выражения для AФ соответствуют идеальным условиям измерений: точечному источнику, находящемуся в центре пиксела, и пинхолу, занимающему всю элементарную ячейку коллиматора.

Аппаратные функции ИКСИ практически невозможно рассчитать аналитически, поэтому они были исследованы компьютерным моделированием. При этом определялся вклад в плоскость фокуса каждого из точечных источников в отдельности, расположенных в центрах условных пикселов плоскостей объекта, представляющего собой параллелепипед с размерами  $mD \times Dn \times s$ , где s – высота (толщина) объекта. При расчетах приведенных результатов полагали: сторона ячейки детектора D = 8 мм, коллиматора d = 4 мм, расстояние между коллиматором и детектором L = 20 см, фокусное расстояние f = 40 см. Таким образом, фокусная плоскость располагалась на расстоянии 20 см от коллиматора, и толщина s объекта не могла превысить 20 см. Чтобы получить результаты для других идеализированных условий измерений, достаточно выполнить масштабный пересчет в соответствии с основными соотношениями МФП. Примеры АФ приведены на рис. 4.20 и 4.21.

Фокусирующие свойства ИКСИ во многом определяются такими параметрами как глубинное разрешение  $\delta_z$ , равное ширине АФ на половине высоты около плоскости фокуса, и максимальная амплитуда ложных пиков  $t_z$ , вычисляемая как отношение максимального значения АФ в области ложных пиков к ее значению при  $\Delta z = 0$ . Параметр  $t_z$  характеризует максимальное влияние нефокусных плоскостей на изображение в плоскости фокуса. Параметры  $\delta_z$  и  $t_z$  рассчитывали отдельно для верхних и нижних границ и средних аппаратных функций ИКСИ (соответственно  $\delta_z^{(e)}$ ,  $t_z^{(e)}$ ,  $\delta_z^{(n)}$ ,  $t_z^{(n)}$ ,  $\delta_z^{(cp)}$ ,  $t_z^{(cp)}$ ).

Инверсные таблицы дают АФ, совпадающие с АФ для основных таблиц, несмотря на то, что количество открытых пинхолов, или среднее пропускание коллиматоров могут сильно отличаться.

Результаты модельных расчетов показывают, что формула

$$\delta_z^{(t)} \cong 4dDL/[(D-d)^2(m+n)]$$
 (4.20)

хорошо описывает глубинное разрешение  $\delta_z^{(cp)}$ , определенное по усредненной АФ (рис. 4.22).



Рис. 4.20. Аппаратные функции ИКСИ с многопинхольными коллиматорами, построенными на основе ПСТ-29 × 31-Д (сверху), ПСТ 31 × 33-Д (посредине) и ПСТ-63 × 65-Д с учетом углового фактора (снизу); фокусное расстояние равно 40 см; глубина – расстояние между точечным источником и фокусной плоскостью



Рис. 4.21. Аппаратная функция ИКСИ с многопинхольным КК с низким коэффициентом пропускания излучения (1,56 %), построенным на основе ПСТ 73 × 57-Д. Фокусное расстояние равно 40 см; глубина – расстояние между точечным источником и фокусной плоскостью



Рис. 4.22. Глубинное разрешение  $\delta_z^{(cp)}$ , определенное по усредненным АФ, полученным моделированием (**■**), и по формуле (4.20) (сплошная линия)

Эта формула получена в предположении, что глубинное разрешение (ширина главного пика на половине высоты) определяется расстоянием между плоскостями источника, для которых проекции коллиматора от точечного источника различаются на одну ячейку ПЧД по сравнению с фокусной плоскостью. Таким образом, глубинное разрешение ИКСИ улучшается с увеличением размерности таблицы, но аналогичного изменения параметра  $t_z$  не наблюдается.

К ИКСИ с хорошей или удовлетворительной АФ можно ориентировочно отнести системы, для которых  $t_z^{(6)} \le 0.75$  и  $t_z^{(cp)} \le 0.55$ . Однако при решении СЛАУ методом направленного расхождения в МФП большее влияние на улучшение результатов оказывает уменьшение среднего пропускания КК, но такая возможность при использовании коллиматоров на основе ПСП ограничена, так как  $(v,k,\lambda)$ -матрицы существуют не для всех значений v, не все из них циркулянты, а для некоторых неизвестен явный вид матрицы.

Кроме того, крайне ограничен набор значений *k* для выбранного значения *v* и набор *v*, удовлетворяющих условию  $v = m \times n \cong m \times m$ , необходимому для построения прямоугольных ПСТ, близких к квадратным. Для  $v \le 5183$  существует всего 52 значения *v*, являющегося составным числом, для которого известна ПСП. Но только для 18 из них выполняется желательное для практики условие  $m \cong n$ :  $15 = 3 \times 5$ ,  $35 = 5 \times 7$ ,  $40 = 5 \times 8$ ,  $63 = 7 \times 9$ ,  $121 = 11 \times 11$ ,  $143 = 11 \times 13$ ,  $156 = 12 \times 13$ ,  $255 = 15 \times 17$ ,  $323 = 17 \times 19$ ,  $400 = 20 \times 20$ ,  $899 = 29 \times 31$ ,  $1023 = 31 \times 33$ ,  $1763 = 41 \times 43$ ,  $3599 = 59 \times 61$ ,  $3906 = 62 \times 63$ ,  $4095 = 63 \times 65$ ,  $4161 = 57 \times 73$  и  $5183 = 71 \times 73$ .

Для этих значений можно построить 18 построчных и 16 диагональных (кроме v = 121 и v = 400) ПСТ. Фактически их еще меньше, так как ПСТ небольших размерностей не представляют интереса для практики. И только 6 из этих 18 ПСТ имеют k < (v-1)/2: (v, k) = (40, 13); (121, 40); (156, 31); (400, 57); (3906, 781) и (4161, 65).

# 4.6.5. Расширенные псевдослучайные последовательности и двумерные кодирующие коллиматоры на их основе

На кафедре 1 МИФИ был предложен новый обширный класс двоичных последовательностей из 1 и 0, названных расширенными псевдослучайными последовательностями (РПСП) и построенных на их основе двоичных кодирующих таблиц (ДКТ), названных расширенными псевдослучайными таблицами (РПСТ). Найденные РПСП имеют практически те же свойства, что и ПСП и полностью решают проблему выбора КК с низкими коэффициентами пропускания.

Алгоритм построения РПСП заключается в добавлении к каждому элементу ПСП любого одинакового числа нулей b(b = 1, 2, ...). Например, с использованием такого алгоритма при b = 1, 2, 3 из ПСП с v = 3 и k = 2, имеющей вид 110 и коэффициент пропускания 66,7%, получим РПСП: 101000; 100100000; 100010000000 соответственно длиной V = 6, 9 и 12 с коэффициентами пропускания  $\rho = 33,3\%$ , 22,2%, 16,7%.

При этом количество возможных ДКТ и соответствующих им кодирующих коллиматоров, построенных на основе РПСП с размерностью только от 7 до 99, возрастает с 57, 46 и 276 для построчного, диагонального и самоподдерживающегося способов построения ДКТ соответственно до 75234, 37764 и 51681. Увеличение количества РПСТ и следовательно возможных двумерных КК настолько велико, что, по-видимому, решает многолетнюю проблему поиска новых кодирующих последовательностей и таблиц. Таким образом, каждой исходной ПСП можно сопоставить бесконечное семейство расширенных последовательностей длины V = v(b+1) (b = 1, 2, 3, ...), причем количество единиц (k) в каждом семействе будет постоянным. Расширенную последовательность, образованную вставлением b нулей после каждого элемента ПСП, будем называть РПСП порядка b.

Следует отметить, что количество РПСП, подходящих для оптимизации эксперимента и планарной томографии, еще больше увеличивается по сравнению с построенными только из классических ПСП с  $1 \le k \le (v+1)/2$  при использовании инверсных ПСП с k' = v - k, где k' > (v+1)/2, и вырожденных ПСП с k = v - 1.

При этом вырожденные ПСП будет уже невырожденными РПСП с k < V/2.

Матрица плана  $\hat{C}_{V}$  ИКСИ с КК, построенным построчным или диагональным способом на основе РПСП порядка *b*, является прямым произведением матриц: (*v*, *k*,  $\lambda$ ) и единичной диагональной
$$\hat{C}_{V} = \hat{C}_{v} \otimes \hat{I}_{b+1}, \qquad (4.21)$$

где V = v(b+1).

Тогда

$$\hat{C}_{V}\hat{C}_{V}^{T} = \left((k-\lambda)\hat{I}_{v} + \lambda\hat{J}_{v}\right) \otimes \hat{I}_{b+1} = (k-\lambda)\hat{I}_{V} + \lambda\hat{J}_{v} \otimes \hat{I}_{b+1}, \quad (4.22)$$

Для обратной матрицы выполняется соотношение

$$\hat{C}_{V}^{-1} = \hat{C}_{v}^{-1} \otimes \hat{I}_{b+1} = \left( k \, \hat{C}_{v}^{T} \otimes \hat{I}_{b+1} - \lambda \hat{J}_{v} \otimes \hat{I}_{b+1} \right) / k \left( k - \lambda \right).$$
(4.23)

На рис. 4.23 показана хорошая АФ ИКСИ с КК, построенным построчным образом из РПСП. Приведенные на рис. 4.24 аппаратные функции ИКСИ практически одинаковы (с учетом увеличения размерности КК, приводящей к улучшению пространственного разрешения) у традиционного КК (20×20-П) и КК на основе РПСП (остальные приведенные размерности). Таким образом, существуют ИКСИ с КК на основе РПСТ (РПСП) с аппаратными функциями, которые, по крайней мере, не хуже АФ классических ИКСИ.



Рис. 4.23. Аппаратная функция ИКСИ с КК 60 × 60-РП:  $1 - \varepsilon_1^{(e)}(\Delta z)$ ,  $2 - \varepsilon_1^{(n)}(\Delta z)$ ,  $3 - \varepsilon_1^{(cp)}(\Delta z)$ ; глубина (мм) – расстояние между точечным источником и фокусной плоскостью; фокусное расстояние равно 20 см

Реальные физические факторы: угловой фактор падения излучения на КК и ПЧД ( $\cos^3 \theta$ ) и распределенность элементарного источник внутри пиксела или воксела объекта ухудшают пространственное разрешение.



Рис. 4.24. Усредненные АФ ИКСИ  $\varepsilon_1^{(cp)}(\Delta z)$ : 1 – 20 × 20-П, 2 – 40 × 40-РП, 3 – 60 × 60-РП, 4 – 80 × 80-РП (П и РП таблицы на основе ПСП и РПСП); глубина (мм) – расстояние между точечным источником и фокусной плоскостью; f = 20 см

Если пренебречь собственным пространственным разрешением детектора, а источники равномерно распределены в пикселах, глубинное разрешение с учетом линейных размеров пинхолов  $d_p$  ( $d_p \leq d$ ) достаточно хорошо описывается формулой

$$\delta_{z}^{(t)} = 4dDL\sqrt{d^{2} + d_{p}^{2}} / \left[ (D - d)^{2} (m + n)d \right].$$
(4.24)

Новый класс расширенных псевдослучайных последовательностей на основе классических ПСП позволяет на несколько порядков увеличить количество возможных двумерных кодирующих таблиц и соответствующих им кодирующих коллиматоров. Это дает возможность эффективно оптимизировать радиационнофизический эксперимент и позволяет получать более качественную томографическую информацию об излучающем объекте.

## Глава 5

# ТРАНСАКСИАЛЬНАЯ ОДНОФОТОННАЯ ЭМИССИОННАЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТОМОГРАФИЯ

#### 5.1. Экспоненциальное преобразование Радона

В настоящем разделе будет определено экспоненциальное преобразование Радона, связывающее результаты измерений при круговой геометрии в ОФЭВТ с пространственным распределением гаммаизлучающего инкорпорированного источника (РФП) в трансаксиальном сечении объекта, и показаны методы обращения (решения) этого преобразования относительно распределения источника.

Рассмотрим задачу восстановления двумерного распределения источников излучения в трансаксиальном сечении трехмерного объекта. Без ограничения общности можно считать, что объект, в котором распределены источники (рис. 5.1), целиком расположен в области ослабления излучения, характеризующейся линейным коэффициентом ослабления (функцией)  $\mu(x, y)$ . Для рассматриваемой задачи могут быть использованы соотношения (1.10) – (1.12).

Упрощенно процесс измерений осуществляется следующим образом. Гамма-камера, снабженная многоканальным коллиматором с параллельными каналами, вращается вокруг объекта по окружности радиуса *R*. Благодаря коллиматору каждый элемент ПЧД регистрирует фотоны, испущенные источниками, лежащими на линии проецирования, перпендикулярной чувствительной поверхности детектора и проходящей через этот элемент. Набор отсчетов, зафиксированных элементами ПЧД, как и при РВТ, определяет проекцию. Поскольку ПЧД, как правило, является двумерным, берутся либо отсчеты тех элементов ПЧД, которые лежат в интересующей плоскости сечения объекта, либо восстанавливается сразу трехмерное распределение в виде набора независимых параллельных плоскостей с использованием всех отсчетов ПЧД. Затем система «коллиматор-детектор» поворачивается относительно объекта на некоторый малый угол  $\theta$ , и регистрируется новый набор отсчетов, определяющий следующую проекцию. Такие измерения повторяются, пока система «коллиматор-детектор» не повернется на угол  $\geq 2\pi$ .



Рис. 5.1. Круговая геометрия измерений в ОФЭВТ

По полученному набору одномерных проекций (для одной секущей плоскости в объекте) необходимо восстановить двумерное распределение источников излучения s(x, y). Поскольку используется коллиматор с параллельными каналами, обеспечивающими параллельность линий проецирования, проекции называют параллельными. Так как система «коллиматор-детектор» вращается вокруг объекта, схема измерений, как и в РВТ, может быть названа круговой геометрией измерений. Обозначим:  $s_{\theta}(\xi, \zeta)$  – распределение источников излучения в системе координат  $(\xi, \zeta)$ , повернутой относительно неподвижной системы координат (x, y) на угол  $\theta$ ;  $\mu_{\theta}(\xi, \zeta)$  – распределение линейного коэффициента ослабления в этой же системе координат:

$$s_{\theta}(\xi,\zeta) = s(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) = s(\xi\cos\theta - \zeta\sin\theta, \xi\sin\theta + \zeta\cos\theta),$$
  
$$\mu_{\theta}(\xi,\zeta) = \mu(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) = \mu(\xi\cos\theta - \zeta\sin\theta, \xi\sin\theta + \zeta\cos\theta).$$

Очевидно, что  $s_{\theta=0}(\xi,\zeta) = s(x,y)$  и  $\mu_{\theta=0}(\xi,\zeta) = \mu(x,y)$ . Тогда для проекции получим:

$$p(\xi,\theta) = \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{s_{\theta}(\xi,\zeta)}{4\pi(R-\zeta)^2} \left( \exp\left(-\int_{\zeta}^{L_2} \mu_{\theta}(\xi,\zeta')d\zeta'\right) \right) d\zeta \,. \tag{5.1}$$

При этом учтено, что линия проецирования пересекает область, в которой распределены источники излучения, в точках

 $\ell_1 = \ell_1(\xi, \theta)$  и  $\ell_2 = \ell_2(\xi, \theta)$ , а ослабляющую излучение среду – в точках  $L_1 = L_1(\xi, \theta)$  и  $L_2 = L_2(\xi, \theta)$ .

Приняв R = 30 см,  $|-l_1| = l_2 = |-L_1| = L_2 = 15$  см и  $\mu = 0,15$  см<sup>-1</sup> для фотонов с энергией E = 140 кэВ и положив (для выбранной проекции)  $s_{\theta}(\xi, \zeta) = C =$  const, можно оценить, что зависимостью фактора геометрического ослабления от  $\zeta$  по сравнению с ослаблением излучения средой можно пренебречь. Вернувшись к (5.1) и опустив практически постоянный фактор геометрического ослабления, получим:

$$p(\xi,\theta) = \int_{\ell_1}^{\ell_2} s_{\theta}(\xi,\zeta) \exp\left[-\int_{\zeta}^{L_2} \mu_{\theta}(\xi,\zeta') d\zeta'\right] d\zeta .$$
 (5.2)

При  $\mu(x, y) \equiv 0$  уравнение (5.2) превращается в преобразование Радона относительно s(x, y), к которому применимы все алгоритмы решений, рассмотренных для РВТ. Если  $\mu(x, y)$  – неизвестная или произвольная, но известная функция (например, по данным РВТ), задача определения s(x, y) в интегральной форме становится достаточно сложной для решения. Поэтому будем считать, что эта функция известна и равна  $\mu(x, y) \equiv \mu = \text{const. Тогда}$ 

$$p(\xi,\theta) = \int_{\ell_1}^{\ell_2} s_{\theta}(\xi,\zeta) \exp\left[-\mu(L_2-\zeta)\right] d\zeta.$$
 (5.3)

Если конфигурация ослабляющей излучение области (этой областью обычно является исследуемый объект) известна, каждую проекцию можно скорректировать на постоянный для нее множитель  $\exp(-\mu L_2)$ , и уравнение (5.3) примет вид

$$p(\xi,\theta) = \int_{\ell_1}^{\ell_2} s_{\theta}(\xi,\zeta) \exp(\mu\zeta) d\zeta .$$

Вне интервала  $[\ell_1, \ell_2]$  источников нет, т.е. там  $s_{\theta}(\xi, \zeta) = 0$ , и пределы интегрирования можно продолжить до бесконечности:

$$p(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_{\theta}(\xi,\zeta) \exp(\mu\zeta) d\zeta = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x(\xi,\zeta,\theta), y(\xi,\zeta,\theta)) \exp(\mu\zeta) d\zeta =$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} s(\xi\cos\theta - \zeta\sin\theta, \xi\sin\theta + \zeta\cos\theta) \exp(\mu\zeta) d\zeta.$$
 (5.4)

Выражение (5.4) называется экспоненциальным преобразованием Радона. Его с помощью δ-функции Дирака, так же как и преобразование Радона, можно переписать в другом виде:

$$p(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x,y) \,\delta(\xi - x\cos\theta - y\sin\theta) \times \\ \times \exp[\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)] \,dxdy.$$
(5.5)

Так как точные методы обращения экспоненциального преобразования Радона были разработаны значительно позже методов обращения преобразования Радона, именно последние первоначально применяли в ОФЭВТ с использованием приближенных алгоритмов коррекции ослабления излучения.

# 5.2. Приближенные методы обращения экспоненциального преобразования Радона

Основой этих методов является применение к скорректированным проекциям математического аппарата, разработанного для обращения преобразования Радона. При этом коррекция ослабления излучения заключается в получении из исходных проекций таких скорректированных проекций, которые совпадают с проекциями, полученными в отсутствие поглощающей среды. Приближенные методы коррекции ослабления излучения основываются обычно на использовании оппозитных (полученных на детекторах, расположенных друг против друга) проекций, т.е. проекций  $p(\xi, \theta)$  и  $p(-\xi, \theta + \pi)$ .

Обозначим  $s_{\theta}(\xi, \zeta) = f(\zeta)$  и в соответствии с (5.3) напишем выражения для прямой  $p(\xi, \theta)$  и оппозитной (противоположной)  $p(-\xi, \theta + \pi)$  проекций:

$$p(\xi,\theta) = \int_{\ell_1}^{\ell_2} f(\zeta) \exp\left[-\mu(L_2-\zeta)\right] d\zeta, \qquad (5.6)$$

$$p(-\xi, \theta + \pi) = \int_{-\ell_2}^{-\ell_1} f(-\zeta') \exp\left[-\mu(-L_1 - \zeta')\right] d\zeta' =$$
$$= \int_{\ell_1}^{\ell_2} f(\zeta'') \exp\left[\mu(L_1 - \zeta'')\right] d\zeta''.$$
(5.7)

Простые методы коррекции ослабления излучения основаны на вычислении произведений или суммировании оппозитных проекций. К первому приему относятся коррекция по среднему геометрическому оппозитных проекций, эффективная лишь для случая, когда на линии проецирования находится не более одного источника, и коррекция с помощью гиперболического синуса (sh-коррекция), эффективная при близком к равномерному распределению источника вдоль линии проецирования. Два других известных метода используют не произведение, а сумму оппозитных проекций. При этом подынтегральный множитель в этой сумме, зависящий от µ, заменяется некоторой константой. Различие между методами (коррекция по среднему арифметическому максимального и минимального значений подынтегрального выражения и по его интегральному среднему) заключается в способе выбора этой константы. Дополнительных предположений о распределении источников излучения вдоль линии проецирования во втором приеме не делается. Для краткости рассмотрим лишь коррекцию по среднему геометрическому, а для других методов приведем окончательные формулы.

Коррекция по среднему геометрическому. Пусть на линии проецирования находится только один точечный источник, т.е.  $f(\zeta) = C\delta(\zeta - \zeta_0)$ . Тогда в отсутствие поглощающей среды:

$$p(\xi, \theta)\Big|_{\mu=0} = p(-\xi, \theta + \pi)\Big|_{\mu=0} = C$$
,

а при ее наличии:

$$p(\xi,\theta)\Big|_{\mu\neq 0} = C \exp\left[-\mu(L_2 - \zeta_0)\right],$$
$$p(-\xi,\theta + \pi)\Big|_{\mu\neq 0} = C \exp\left[\mu(L_1 - \zeta_0)\right]$$

Легко определить, что выражением для скорректированной проекции  $\tilde{p}(\xi, \theta)$ , совпадающей с проекцией, полученной в отсутствие поглощающей среды, является среднее геометрическое значение оппозитных проекций, умноженное на известный множитель:

$$\widetilde{p}(\xi,\theta) = \widetilde{p}(-\xi,\theta+\pi) = \sqrt{p(\xi,\theta)p(-\xi,\theta+\pi)}\exp(\mu(L_2-L_1)/2).$$

Существенно, что скорректированная проекция не зависит от позиции точечного источника на линии проецирования.

Коррекция с помощью sh (sh-коррекция). Допустив равномерное распределение источников излучения на линии проецирования, т.е.  $f(\zeta) = C$ , получим для скорректированной проекции следующее выражение:

$$\widetilde{p}(\xi,\theta) = \widetilde{p}(-\xi,\theta+\pi) = \frac{\mu(\ell_2-\ell_1)\exp\left[\mu(L_2-L_1)/2\right]}{2sh\left[\mu(\ell_2-\ell_1)/2\right]} \times \sqrt{p(\xi,\theta)p(-\xi,\theta+\pi)}.$$

Коррекция по минимуму и максимуму. Определив максимальное и минимальное значения подынтегрального множителя в сумме оппозитных проекций (5.6) и (5.7), получим выражение для скорректированной проекции

$$\widetilde{p}(\xi,\theta) = \widetilde{p}(-\xi,\theta+\pi) = \frac{2[p(\xi,\theta)+p(-\xi,\theta+\pi)]}{1+\exp[-\mu(L_2-L_1)/2]+2\exp[-\mu(L_2-L_1)/2]}.$$

Коррекция по интегральному среднему. Если заменить подынтегральный множитель на его интегральное среднее, получим другое выражение для скорректированной проекции:

$$\widetilde{p}(\xi,\theta) = \widetilde{p}(-\xi,\theta+\pi) = \frac{\mu(L_2-L_1)[p(\xi,\theta)+p(-\xi,\theta+\pi)]}{4\exp[-\mu(L_2-L_1)/2]sh[\mu(L_2-L_1)/2]}$$

Фактически рассмотренные методы коррекция являются геометрическим или арифметическим средним двух измерений, преимущества и недостатки которых были исследованы при спектрометрии излучений человека и ОФЭВТ. Улучшая результаты, эти методы коррекции работают недостаточно эффективно и не решают в целом проблему компенсации поглощения излучения средой, если неизвестен характер распределения источника, т.е. искомая информация. Более хорошие результаты следовало ожидать от итерационных алгоритмов компенсации ослабления излучения в среде.

Метод корректирующей матрицы. Действительно, лучшие результаты среди приближенных методов коррекции ослабления излучения в среде, по-видимому, были получены при использовании корректирующей матрицы. Метод корректирующей матрицы базируется на следующем соображении. Рассмотрим точечный источник, находящийся в точке  $(x_0, y_0)$ :

$$s(x, y) = C\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)$$

Перепишем (5.3) для проекции в виде

$$p(\xi,\theta) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} s(x,y) \delta(\xi - x\cos\theta - y\sin\theta) e^{-\mu(L_2 + x\sin\theta - y\cos\theta)} dx dy =$$
$$= \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} C \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(\xi - x\cos\theta - y\sin\theta) e^{-\mu(L_2 + x\sin\theta - y\cos\theta)} dx dy =$$
$$= C \delta(\xi - \xi_0) e^{-\mu\ell_0}, \qquad (5.8)$$

где  $\ell_{\theta} = L_2 + x_0 \sin \theta - y_0 \cos \theta$ ,  $\xi_{\theta} = x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta$ .

Применив к проекциям (5.8) метод фильтрованных обратных проекций для РВТ с фильтром Рамачандрана и Лакшминарайянана, получим

$$f(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi_0,\theta) h_1(\xi - \xi_0) d\xi_0 =$$
  
=  $\int_{0}^{\infty} p(\xi_0,\theta) \frac{\chi_0^2}{\pi} \left\{ \operatorname{sinc}[\chi_0(\xi - \xi_0)] - \operatorname{sinc}^2 \left[ \frac{\chi_0(\xi - \xi_0)}{2} \right] \right\} d\xi_0 =$   
=  $C \frac{\chi_0^2}{\pi} \left\{ \operatorname{sinc}[\chi_0(\xi - \xi_0)] - \frac{1}{2} \operatorname{sinc}^2 \left[ \frac{\chi_0(\xi - \xi_0)}{2} \right] \right\} \exp(-\mu l_{\theta}).$ 

Выполнив операцию обратного проецирования, в точке (x<sub>0</sub>, y<sub>0</sub>) найдем:

$$\hat{s}(x_0, y_0) = \hat{s}(x, y) \bigg|_{\substack{x=x_0 \ y=y_0}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta) d\theta \bigg|_{\substack{x=x_0 \ y=y_0}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\xi_{\theta}, \theta) d\theta = C \frac{\chi_0^2}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \exp(-\mu l_{\theta}) d\theta.$$

Определим элементы корректирующей матрицы  $c(x_0, y_0)$  следующим образом:

$$c(x_0, y_0) = \frac{\hat{s}(x_0, y_0)}{\hat{s}(x_0, y_0)} \Big|_{\mu \neq 0} = \left[\frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \exp(-\mu l_{\theta}) d\theta\right]^{-1}.$$

В дискретизированном виде можно записать

$$c(x_0, y_0) = \left[ (1/M) \sum_{i=1}^{M} \exp(-\mu l_{\theta_i}) \right]^{-1},$$

где M – общее количество проекционных лучей, проходящих через точку  $(x_0, y_0)$ .

Использование корректирующей матрицы выглядит следующим образом. Сначала восстанавливается нулевое приближение  $s_0(x, y)$  к искомой функции при помощи методов РВТ. Затем с использованием элементов корректирующей матрицы находят первое приближение

$$s_1(x, y) = c(x, y)s_0(x, y).$$

По найденному приближению вычисляют проекционные данные  $p_1(\xi, \theta)$  и определяют их отклонение по формуле

$$p_{e1}(\xi,\theta) = p(\xi,\theta) - p_1(\xi,\theta)$$

По этому отклонению находят отклонение распределения  $s_{el}(\xi, \theta)$ , также используя методы РВТ.

Второе приближение  $s_2(\xi, \theta)$  с учетом отклонения  $s_{e1}(\xi, \theta)$  определяется формулой

$$s_2(x, y) = s_1(x, y) + c(x, y) s_{e1}(x, y).$$

Затем процесс коррекции повторяется. Как показали исследования, такой итерационный процесс сходится очень быстро, за 1 – 2 итерации. Кроме того, применение корректирующей матрицы не только компенсирует ослабление излучения в веществе, но и снижает разброс результатов при плохой статистике измерений. Далее будут рассмотрены точные методы обращения экспоненциального преобразования Радона с учетом сделанных ранее ограничений – пренебрежения геометрическим фактором ослабления излучения и неоднородностью среды.

## 5.3. Метод фурье-синтеза

Обобщим метод фурье-синтеза, рассмотренный в PBT, на экспоненциальное преобразование Радона. Запишем выражение для проекции (5.5) в полярных координатах:

$$p(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x,y) \delta(\xi - x\cos\theta - y\sin\theta) e^{\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)} dx dy =$$
$$= \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} s(r,\phi) \delta[\xi - r\cos(\phi - \theta)] e^{\mu r\sin(\phi - \theta)} r dr d\phi.$$

Найдем одномерный фурье-образ  $P(\chi, \theta, \mu)$  проекции  $p(\xi, \theta)$  по переменной  $\xi$ , указывая в явном виде зависимость от коэффициента ослабления  $\mu$ , так как представляет интерес взаимосвязь  $P(\chi, \theta, \mu)$  и  $P(\chi, \theta, \mu = 0)$ :

$$P(\chi, \theta, \mu) = F_1\{p(\xi, \theta)\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty p(\xi, \theta) e^{-i\xi\chi} d\xi =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\infty s(r, \phi) \delta[\xi - r\cos(\phi - \theta)] e^{\mu r\sin(\phi - \theta)} e^{-i\xi\chi} r dr d\phi d\xi =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} s(r, \phi) e^{\mu r\sin(\phi - \theta)} e^{-i\chi r\cos(\phi - \theta)} r dr d\phi.$$

Аналогично

$$P(\chi, \theta, \mu = 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s(r, \varphi) \delta[\xi - r\cos(\varphi - \theta)e^{-i\xi\chi}rdrd\varphi d\xi =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} s(r, \varphi)e^{-i\chi r\cos(\varphi - \theta)}rdrd\varphi.$$

Определим такие значения аргументов  $\chi'(\chi, \theta)$  и  $\theta'(\chi, \theta)$ , чтобы выполнялось равенство:

$$P(\chi',\theta',\mu) = P(\chi,\theta,\mu=0).$$
 (5.9)

Будем искать функции  $\chi'(\chi, \theta)$  и  $\theta'(\chi, \theta)$  среди комплексных функций:

$$\chi'(\chi,\theta) = \chi'_1(\chi,\theta) + i\chi'_2(\chi,\theta), \theta'(\chi,\theta) = \theta'_1(\chi,\theta) + i\theta'_2(\chi,\theta),$$

где  $\chi'_1$ ,  $\chi'_2$ ,  $\theta'_1$ ,  $\theta'_2$  – вещественные функции вещественных аргументов.

При этом достаточно найти хотя бы один набор таких функций. Равенство (5.9) выполняется, если

$$\mu r \sin(\varphi - \theta') - i\chi' r \cos(\varphi - \theta') = -i\chi r \cos(\varphi - \theta),$$

или

$$\mu r \sin[\varphi - (\theta_1' + i\theta_2')] - i(\chi_1' + i\chi_2')r \cos[\varphi - (\theta_1' + i\theta_2')] = -i\chi r \cos(\varphi - \theta).$$

С использованием известных соотношений

$$\sin(\theta_1 + i\theta_2) = \sin\theta_1 \cosh\theta_2 + i\cos\theta_1 \sinh\theta_2,$$
  
$$\cos(\theta_1 + i\theta_2) = \cos\theta_1 \cosh\theta_2 - i\sin\theta_1 \sinh\theta_2$$

разделим действительную и мнимую части:

$$\mu \sin(\varphi - \theta_1')ch\theta_2' + \chi_2' \cos(\varphi - \theta_1')ch\theta_2' + \chi_1' \sin(\varphi - \theta_1')sh\theta_2' = 0,$$

$$-\mu\cos(\varphi-\theta_1')sh\theta_2' + \chi_2'\sin(\varphi-\theta_1')sh\theta_2' - \chi_1'\cos(\varphi-\theta_1')ch\theta_2' =$$
$$= -\chi\cos(\varphi-\theta).$$

Из первого равенства получим

 $(\mu ch\theta'_2 + \chi'_1 sh\theta'_2) \sin(\varphi - \theta'_1) = (-\chi'_2 ch\theta'_2) \cos(\varphi - \theta'_1).$ 

Так как ф может быть произвольным, для выполнения этого равенства необходимо выполнение условий:

$$\chi'_2 ch\theta'_2 = 0,$$
  
$$\chi'_1 sh\theta'_2 + \mu ch\theta'_2 = 0.$$

Следовательно,  $\chi_2'=0~$  и  $~\mu=-\,\chi_1'sh\theta_2'\,/ch\theta_2'$  . Из второго равенства следует

$$-\chi_1'\cos(\varphi-\theta_1')=-\chi\cos(\varphi-\theta)ch\theta_2'.$$

Чтобы исключить из последнего соотношения  $\phi$ , которое может быть произвольным, достаточно положить  $\theta'_1 = \theta$ . Тогда решение примет вид:

$$\begin{split} \chi_1' &= \sqrt{\chi^2 + \mu^2} \,, \qquad \qquad \theta_1' = \theta, \\ \chi_2' &= 0; \qquad \qquad \theta_2' = - \operatorname{arsh}(\mu/\chi) \,, \end{split}$$

где arsh(•) – арксинус гиперболический.

Таким образом

$$P\left(\sqrt{\chi^2 + \mu^2}, \theta - i \operatorname{arsh}(\mu/\chi), \mu\right) = P(\chi, \theta, \mu = 0). \quad (5.10)$$

Соотношение (5.10) является основным функциональным уравнением в методе фурье-синтеза для ОФЭВТ. Далее с использованием соотношений, полученных в методе фурье-синтеза для РВТ, можно записать

$$s(x,y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} F_2^{-1} \left\{ P(\sqrt{\rho^2 + \mu^2}, \psi - i \operatorname{arsh}(\mu/\rho), \mu) \right\},$$

где  $\rho$  и  $\psi$  – полярные координаты в двумерном фурьепространстве.

В результате, метод фурье-синтеза после соответствующей модификации позволяет обратить экспоненциальное преобразование Радона. При реализации этого метода некоторое затруднение может вызвать получение значений  $P(\chi, \theta, \mu)$  при комплексных значениях аргумента  $\theta$ , которое может быть преодолено следующим образом. Рассмотрим аналитическую функцию  $\Phi(\theta) = P(\chi, \theta, \mu)$  при фиксированных значениях  $\chi$  и  $\mu$ . Так как  $\Phi(\theta)$  – периодическая функция с периодом  $2\pi$ , ее можно разложить в ряд Фурье:

$$\Phi(\theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_k \exp(ik\theta) ,$$

где

$$q_k = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} \Phi(\theta) \exp(-ik\theta) d\theta.$$

Тогда при комплексных значениях  $\theta = \theta_1 + i\theta_2$ 

$$\Phi(\theta_1 + i\theta_2) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_k \exp(-k\theta_2) \exp(-ik\theta_1)$$

и, следовательно,

$$P\left[\sqrt{\rho^2 + \mu^2}, \psi - i \operatorname{arsh}(\mu/\rho), \mu\right] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_k \exp(k \operatorname{arsh}(\mu/\rho) \exp(ik\psi)).$$

Необходимо отметить, что при суммировании встретятся слагаемые с большими значениями первого экспоненциального множителя (при k > 0), что может привести к большим вычислительным погрешностям. Однако физическая природа проекций помогает решить эту проблему. Так как в отсутствие ослабления излучения справедливо равенство

$$P(\xi, \theta) = P(-\xi, \theta + \pi)$$

можно записать

$$P(\chi, \theta, \mu = 0) = P(-\chi, \theta + \pi, \mu = 0) = P^*(\chi, \theta + \pi, \mu = 0)$$

(\* - знак комплексного сопряжения).

Далее

$$P(\rho, \psi, \mu = 0) = P\left[\sqrt{\rho^2 + \mu^2}, \psi - i \operatorname{arsh}(\mu/\rho), \mu\right] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_k e^{k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{ik\psi}$$

$$P^{*}(\rho, \psi + \pi, \mu = 0) = P^{*}\left[\sqrt{\rho^{2} + \mu^{2}}, \psi - i \operatorname{arsh}(\mu/\rho) + \pi, \mu\right] =$$
$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_{k}^{*} e^{k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{-ik(\psi+\pi)} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^{k} q_{k}^{*} e^{k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{-ik\psi}.$$

Из сравнения полученных выражений следует вывод, что

$$q_k e^{k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} = (-1)^k q_{-k}^* e^{-k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)},$$

и поэтому

$$P\left[\sqrt{\rho^{2} + \mu^{2}}, \psi - i \operatorname{arsh}(\mu/\rho), \mu\right] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} q_{k} e^{k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{ik\psi} =$$
  
$$= q_{0} + \sum_{k=1}^{\infty} q_{k} e^{k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{ik\psi} + \sum_{k=1}^{\infty} q_{-k} e^{-k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{-ik\psi} =$$
  
$$= q_{0} + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k} q_{-k}^{*} e^{-k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{ik\psi} + \sum_{k=1}^{\infty} q_{-k} e^{-k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{-ik\psi} =$$
  
$$= q_{0} + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k} q_{-k}^{*} e^{-k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{ik\psi} + \sum_{k=1}^{\infty} q_{-k} e^{-k \operatorname{arsh}(\mu/\rho)} e^{-ik\psi}.$$

Теперь ряд может быть просуммирован без больших вычислительных погрешностей.

## 5.4. Метод фильтрованных обратных проекций

Рассмотрим метод фильтрованных обратных проекций (метод одномерной фильтрации) для экспоненциального преобразования Радона. Запишем выражение для отфильтрованной проекции  $f(\xi, \theta)$  в следующем виде:

$$f(\xi,\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi_0,\theta) h_1^{\mu}(\xi-\xi_0) d\xi_0.$$
 (5.11)

В этом выражении одномерная функция ядра свертки  $h_1^{\mu}(\xi)$  пока неизвестна и подлежит определению. На втором шаге, как и при обращении преобразования Радона, необходимо выполнить операцию обратного проецирования. Модифицируем определение обратной проекции таким образом, чтобы в определенной мере скомпенсировать ослабление излучения в среде. Для этого умножим обратную проекцию на экспоненциальный множитель:

$$b(x,y,\theta) = f(x\cos\theta + y\sin\theta,\theta)e^{-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)}$$
.

Будем определять  $h_1^{\mu}(\xi)$  из условия, что полученное суммарное изображение должно быть оценкой искомого распределения s(x, y):

$$s(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} b(x,y,\theta) d\theta =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} f(x\cos\theta + y\sin\theta, \theta) e^{-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)} d\theta.$$
(5.12)

Подставив в (5.12) выражения для проекции и обратной проекции, получим

$$s(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} p(\xi_{0},\theta) h_{1}^{\mu} (x\cos\theta + y\sin\theta - \xi_{0}) \times \\ \times \exp[-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)] d\xi_{0} = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h_{1}^{\mu} (x\cos\theta + y\sin\theta - \xi_{0}) d\xi_{0} e^{-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)} \times \\ \times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x_{0},y_{0}) \delta(\xi_{0} - x_{0}\cos\theta - y_{0}\sin\theta) dx_{0} dy_{0} e^{\mu(-x_{0}\sin\theta + y_{0}\cos\theta)} \right] = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x_{0},y_{0}) dx_{0} dy_{0} \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} h_{1}^{\mu} ((x-x_{0})\cos\theta + (y-y_{0})\sin\theta) \times \\ \times \exp[-\mu(-(x-x_{0})\sin\theta + (y-y_{0})\cos\theta)] d\theta,$$
(5.13)

т.е. должно выполняться соотношение

$$\frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} h_{1}^{\mu} \left( x \cos \theta + y \sin \theta \right) e^{-\mu \left( -x \sin \theta + y \cos \theta \right)} d\theta = \delta(x) \delta(y) .$$
 (5.14)

Как и в РВТ, будем искать фурье-образ  $H_1^{\mu}(x)$  функции  $h_1^{\mu}(\xi)$ . Представим  $h_1^{\mu}(\xi)$  через обратное одномерное преобразование Фурье функции  $H_1^{\mu}(\chi)$ , а  $\delta(x)\delta(y)$  – через обратное двумерное преобразование Фурье:

$$h_1^{\mu}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} H_1^{\mu}(\chi) e^{i\chi\xi} d\chi,$$
  
$$\delta(x)\delta(y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} e^{i\rho(x\cos\psi + y\sin\psi)} \rho d\rho d\psi.$$

Подставим полученные выражения в равенство (5.14), положив  $H_1^{\mu}(x)$  четной функцией:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\infty} H_{1}^{\mu}(\chi) e^{i\chi(x\cos\theta + y\sin\theta)} e^{-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)} d\chi d\theta =$$
$$= \frac{1}{(2\pi)^{2}} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} e^{i\rho(x\cos\psi + y\sin\psi)} \rho \, d\rho \, d\psi.$$

Перейдем от декартовых координат (x, y) к полярным координатам  $(r, \phi)$ :

$$\int_{0}^{2\pi} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\infty} H_{1}^{\mu}(\chi) e^{\mu r \sin(\theta - \phi) + i\chi r \cos(\theta - \phi)} d\chi d\theta =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} e^{i\rho r \cos(\psi - \phi)} \rho d\rho d\psi$$

и проинтегрируем полученное выражение по  $\theta$  и  $\psi$ , использовав связь между функцией  $J_0$  и модифицированной функцией  $I_0$  Бесселя нулевого порядка:

$$J_0(ix) = I_0(x),$$

а также известным соотношением

$$\int_{0}^{2\pi} e^{a \sin x + ib \cos x} dx = 2\pi I_0 \left( \sqrt{a^2 - b^2} \right).$$

В результате получим

$$\frac{4\pi}{\sqrt{2\pi}} \left[ \int_{0}^{\mu} H_{1}^{\mu}(\chi) I_{0} \left( r\sqrt{\mu^{2} - \chi^{2}} \right) d\chi + \int_{\mu}^{\infty} H_{1}^{\mu}(\chi) J_{0} \left( r\sqrt{\chi^{2} - \mu^{2}} \right) d\chi \right] =$$
$$= \int_{0}^{\infty} J_{0}(r\rho) \rho \, d\rho.$$

Для выполнения этого равенства достаточно взять в качестве фурье-образа функции фильтра функцию (рис. 5.2):

$$H_{1}^{\mu}(\chi) = \begin{cases} 0 & \text{при } |\chi| < \mu, \\ \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} |\chi| & \text{при } |\chi| > \mu. \end{cases}$$
(5.15)

Тогда первое слагаемое в левой части равенства исчезает, а второе, после замены переменных, совпадает с правой частью. Таким образом, функция ядра в фурье-пространстве дается формулой (5.15), а для функции ядра в координатном пространстве можно дать интегральное представление:

$$h_1^{\mu}(\xi) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\chi| e^{i\chi\xi} d\chi = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu}^{\infty} \chi \cos(\chi\xi) d\chi.$$





Так же, как и в PBT, в полученную формулу можно подставить выбранную аподизирующую функцию  $A_1(\chi)$ :

$$h_1^{\mu}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu}^{\infty} \chi \cos(\chi \xi) A_1(\chi) d\chi.$$

Приведем в качестве примера аналог фильтра Рамачандрана и Лакшминарайянана, рассмотренного в РВТ, с аподизирующей функцией:

$$A_1(\chi) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \le \chi \le \chi_0, \\ 0 & \text{при } \chi > \chi_0. \end{cases}$$
(5.16)

Подставив эту функцию в выражение для фильтра, получим

$$h_{1}^{\mu}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu}^{\infty} \chi \cos(\chi\xi) A_{1}(\chi) d\chi = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu}^{\chi_{0}} \chi \cos(\chi\xi) d\chi =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{\chi_{0} \sin(\chi_{0}\xi) - \mu \sin(\mu\xi)}{\xi} + \frac{\cos(\chi_{0}\xi) - \cos(\mu\xi)}{\xi^{2}} \right] =$$
$$= \frac{\chi_{0}^{2}}{2\pi} \left[ \operatorname{sinc}(\chi_{0}\xi) - \frac{1}{2} \operatorname{sinc}^{2} \left( \frac{\chi_{0}\xi}{2} \right) \right] - \frac{\mu^{2}}{2\pi} \left[ \operatorname{sinc}(\mu\xi) - \frac{1}{2} \operatorname{sinc}^{2} \left( \frac{\mu\xi}{2} \right) \right].$$

#### 5.5. Метод двумерной фильтрации

В завершение этой главы следует обратить внимание на возможность в РВТ при восстановлении изображений по проекционным данным осуществить порядок действий, обратный приведенному в разделе 5.4. Сначала для каждой проекции  $p(\xi, \theta)$  находится обратная проекция  $b(x, y, \theta) = p(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta)$  и суммарное изображение, получаемое наложением всех обратных проекций:

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} b(x, y, \theta) d\theta.$$

Затем для определения  $\mu(x, y)$  решают уравнение двумерной свертки  $g(x, y) = \mu(x, y) \otimes \otimes h_2(x, y)$ , с известным ядром

$$h_2(x, y) = 1/\pi \sqrt{x^2 + y^2}$$
.

В ОФЭВТ может быть выполнен аналогичный порядок действий с модифицированной для компенсации в какой-то мере ослабления излучения в среде обратной проекцией. Для этого умножим обратную проекцию на экспоненциальный множитель с обратным знаком:

$$b(x,y,\theta) = p(x\cos\theta + y\sin\theta,\theta)\exp\left[-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)\right].$$

Далее, повторив выкладки, аналогичные выполненным для реализации этого метода в PBT, определим

$$g(x,y) = s(x,y) \otimes \otimes h_2^{\mu}(x,y),$$

где

$$h_2^{\mu}(x,y) = ch(\mu\sqrt{x^2 + y^2})/\pi\sqrt{x^2 + y^2}$$
.

Здесь для решения свертки нельзя воспользоваться теоремой о свертке, так как преобразования Фурье полученного ядра не существует, потому что функция  $h_2(x,y)$  возрастает слишком быстро. Это обусловлено следствием замены конечных пределов интегрирования в (5.3) бесконечными пределами.

Таким образом, реализовать метод  $\rho$ -фильтрации в ОФЭВТ так, как это сделано в РВТ, не удается. Тем не менее, два других метода, развитых для РВТ, допускают, как показано в этой главе, обобщение на ОФЭВТ.

## Глава б

## ПРАКТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭМИССИОННОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТОМОГРАФИИ

#### 6.1. Медицинские гамма-камеры

Современные сцинтилляционные гамма-камеры хотя принципиально и не отличаются от классической гамма-камеры Ангера, рассмотренной в главе 4, имеют существенные конструктивные и функциональные особенности и более высокий уровень характеристик. Основные изменения, произошедшие в конструкции и функциональной схеме современной гамма-камеры, следующие: применение световодов с переменной оптической плотностью, коренным образом усовершенствованных ФЭУ и пороговой схемы формирования координатных сигналов; наличие встроенной микропроцессорной системы коррекции неоднородности и нелинейности изображений; использование средств вычислительной техники для автоматизации сбора данных, представления, обработки и архивации изображений; применение двух или даже трех детекторов; многофункциональность (универсальность).

В результате функциональной специализации исторически сложились следующие основные модификации гамма-камер, имеющие существенные конструктивные различия: стационарные, сканирующие все тело человека, передвижные и томографические гамма-камеры. Последние обычно являются универсальными.

Стационарные гамма-камеры. Основными конструктивными элементами стационарной сцинтилляционной гамма-камеры являются блок детектирования, штатив и контрольно-измерительный пульт. Помимо этих основных элементов в комплект гамма-камеры входят сменные коллиматоры, устанавливаемые на подвижных тележках, кровать-каталка для укладки пациента, видеомонитор для контроля правильности укладки и другие вспомогательные приспособления (рис. 6.1).

Блок детектирования включает ПЧД и радиационную защиту с установленным коллиматором. Радиационная защита препятствует попаданию в блок детектирования гамма-излучения помимо отверстий коллиматора. Коллиматор состоит из корпуса, служащего лобовой защитой блока детектирования, и коллимирующей вставки, закрепленной в корпусе. В табл. 6.1 приведены в качестве примера параметры сменных коллиматоров гамма-камеры с диаметром полезного поля изображения 25,6 см фирмы Searle.



Рис. 6.1. Внешний вид отечественной стационарной гамма-камеры ГКС-2

Таблица 6.1

Параметры коллиматоров гамма-камеры фирмы Searle

	Энергия	Высота	Размер	Толщина	Число
Тип коллиматора	фотонов,	<i>h</i> , мм	отверстий	септы	каналов
	кэВ		2 <i>г</i> , мм	<i>S</i> , MM	$m_0$
Высокоразрешающий	70 - 140	29	1,52	0,25	39200
Высокоэффективный	70 - 140	16	1,52	0,25	39200
Для средних энергий	280	50	1,3	1,3	9600
Для высоких энергий	400	60	1,6	2,0	1200
Пинхол	70 - 400		4,7		1

Более современные гамма-камеры, например ZLS 370 и ZLS 750, могут комплектоваться 12 сменными коллиматорами.

Внутри радиационной защиты детектора располагаются сцинтилляционный кристалл, световод, фотоэлектронные умножители, предусилители, резисторная матрица, сумматоры позиционных и энергетического сигналов, элементы механического крепления детектора, светозащита ФЭУ и кристалла. Масса блока детектирования составляет 400 – 500 кг. Блок детектирования подвижно закрепляется на штативе гамма-камеры. В конструктивных элементах штатива размещаются электродвигатели, редукторы и блоки питания привода, а также высоковольтный источник питания ФЭУ детектора. В верхней части колонны обычно размещают видеомонитор для контроля правильности укладки пациента. Управление перемещениями блока детектирования осуществляется с помощью выносного малогабаритного пульта. Общая масса штатива с блоком детектирования составляет обычно 800-1200 кг. Стандартная гамма-камера имеет полезное поле изображения 250 -400 мм, энергетический диапазон 50-511 кэВ и является универсальным прибором радионуклидной диагностики, ориентированным на широкий круг исследований. Другие характеристики гамма-камер приведены в гл. 4 и рекомендуемой литературе.

Гамма-камеры, сканирующие все тело человека, применяют для визуализации скелета. Они имеют полезное поле изображения 350-450 мм и снабжены устройством перемещения блока детектирования вдоль тела и системой синхронного перемещения изображения относительно фотоматериала, на которой осуществляется регистрация изображения. В различных модификациях применяется как перемещение штатива с блоком детектирования относительно ложа пациента, так и перемещение специального стола, на котором расположен пациент относительно неподвижного блока детектирования. Гамма-камеры первого типа представляют собой стандартную гамма-камеру, дополненную системой для перемещения всего штатива относительно ложа пациента и синхронизации изображения. Такие системы включают направляющие для перемещения, электропривод и электронные блоки. Достоинством гамма-камер этого типа является небольшая площадь, необходимая для их размещения. К недостаткам следует отнести необходимость конструктивных изменений штатива стандартной гамма-камеры, а также трудность обеспечения равномерного движения штатива с блоком детектирования из-за их значительной массы. Гаммакамеры второго типа представляют собой стандартную гаммакамеру, дополненную системой, состоящей из специального стола и электронных блоков для равномерного и синхронного с изображением перемещения пациента относительно неподвижного блока детектирования. Достоинством гамма-камер второго типа являются относительная простота и малая требуемая мощность электромеханических узлов, возможность использования стандартной гаммакамеры без каких-либо конструктивных изменений. К относительному недостатку следует отнести примерно вдвое большую рабочую площадь, необходимую для их функционирования.

Передвижные гамма-камеры применяют при обследовании нетранспортабельных больных, например для кардиографии в палатных послеоперационных условиях. По метрологическим характеристикам они, как правило, не уступают стационарным гаммакамерам. Исключением является меньший диапазон возможных энергий фотонов, верхний передел которого обычно ограничивают энергией 200 кэВ, и меньший размер поля изображения (примерно 200 × 200 мм), что объясняется необходимостью максимального снижения массы (за счет уменьшения толщины свинцовой защиты детектора) и габаритов передвижной гамма-камеры. Но это практически не снижает диагностических возможностей передвижных гамма-камер, так как в большинстве случаев их используют с низкоэнергетическими РФП (например, содержащими <sup>99m</sup>Tc). Важны также такие эксплуатационные характеристики, как легкость управления при передвижении и маневрировании с различными скоростями, время подготовки к работе, число степеней свободы детектора, легкость манипулирования с ним и его фиксации, удобство расположения электронно-измерительного пульта при установке детектора над больным и т.д. Последние три свойства очень важны, так как при обследовании тяжелобольных крайне нежелательно, а часто невозможно, придавать пациенту положение, удобное для обследования. Передвижные гамма-камеры могут быть снабжены электроприводом для их перемещения или (при массе примерно 400 кг) могут перемещаться вручную.

Продолжаются разработки по повышению пространственной разрешающей способности мобильных гамма-камер и уменьшению их массы. Имеются данные о блоках детектирования на основе матрицы из сцинтилляционных кристаллов размером 0,6 – 2,0 мм, сопряженных с позиционно-чувствительными ФЭУ или фотодиодной сборкой. Фирма Digirad (США) разработала портативную мо-

бильную гамма-камеру Digirad 2020tc Imager с креслом Digirad SPECTour Chair с позиционно-чувствительным полупроводниковым детектором на основе CdTeZ (рис. 6.2).



Рис. 6.2. Гамма-камера Digirad 2020tc Imager с креслом

Блок детектирования гамма-камеры состоит из набора твердотельных запатентованных модулей, содержащих детектирующие элементы размером  $3 \times 3$  мм и толщиной 6 мм, и универсального низкоэнергетического коллиматора. Общее число элементов  $64 \times 64 = 4096$ , поле изображения  $21 \times 21$  см, собственное разрешение 3 мм, системное разрешение 7,2 мм, максимальная скорость счета  $2,5 \cdot 10^5$  с, вес блока детектирования 193 кг. Предусматривается также возможность использования дивергентного коллиматора, входящего в комплект поставки.

Гамма-камера надежна, мобильна, удобна в работе, имеет хорошие технические данные и превосходит по качеству изображения, за исключением меньшего размера ППИ, гамма-камеру Ангера. При использовании твердотельной гамма-камеры совместно с вращающимся креслом SPECTOUR возможно осуществлять высококачественную ОФЭВТ, особенно удобную и информативную для кардиологических исследований. Стоимость гамма-камеры с креслом и руководством для оператора составляла 575 тыс. дол. в 2003 г. Фирма планировала дальнейшее усовершенствование и улучшение характеристик гамма-камер такого типа.

Разработана и прошла технические и клинические испытания российская мобильная гамма-камера «МиниСкан» (рис. 6.3) с щелевым коллиматором и подвижным кодирующим устройством (КУ) на основе ПСП (временная модуляция сигнала), экранирующим различные 31 из 63 щелевых каналов коллиматора при каждом измерении в соответствии с позициями нулей в ПСП или ее циклическом сдвиге (v = 63, k = 32). После цикла линейных перемещений КУ, блок детектирования поворачивается на небольшой угол и процедура измерений повторяется. Чередование линейного движения КУ и вращение блока детектирования над объектом осуществляется до полного набора проекций (поворот на угол 180° или 360°). Для получения планарных сцинтиграмм по набору проекций используются томографический алгоритм реконструкции обратного проецирования фильтрованных проекций. Особенностью этой гамма-камеры является использование обычного детектора, а не ПЧД, ее чувствительность лучше чем 1.10<sup>-3</sup> имп. / Бк. собственное пространственное разрешение 1,6 мм, общий вес около 150 кг.

В классической гамма-камере Ангера предлагается использовать свинцовое стекло в качестве выходного окна сцинтилляционного детектора, что позволит снизить массу радиационной защиты блока детектирования, общий вес которого при поле изображения 180 × 240 мм не превысит 25 кг.



Рис. 6.3. Отечественная гамма-камера МиниСкан

Томографические гамма-камеры предназначены для получения трансаксиальных проекций в круговой геометрии измерений. С этой целью конструкция штатива томографической гаммакамеры, или эмиссионного компьютерного томографа (ЭКТ) обеспечивает перемещение блока детектирования по замкнутой траектории (круговой, эллиптической или тангенциальной) вокруг продольной оси тела пациента, располагаемого на специальном консольном ложе. Полезное поле изображения ЭКТ составляет 380 мм и более. Визуализация реконструированных срезов осуществляется на цифровом графическом дисплее. Так как ЭКТ позволяет одновременно получить 32 – 64 и более параллельных сечений объекта, можно осуществить трехмерную визуализацию распределения РФП в теле пациента. Эта возможность особенно важна в тех случаях, когда местоположение патологии в теле пациента заранее неизвестно.

Другим важным достоинством ЭКТ является его универсальность. При неподвижном детекторе ЭКТ позволяет проводить все статические двумерные исследования, как и обычная гамма-камера с широким полем изображения. Благодаря наличию вычислительной системы обработки данных можно осуществить любые динамические исследования, проводимые на обычных гамма-камерах, сопряженных с клиническим компьютером. Сочетание возможностей двумерной статической и динамической сцинтиграфии с возможностью трехмерной визуализации распределения радиофармпрепарата в организме пациента делает ЭКТ наиболее универсальным и широко применимым прибором в арсенале современной радионуклидной диагностики. Общий вид томографической гаммакамеры приведен на рис. 6.4.

Наиболее ответственным и сложным узлом ЭКТ является штативно-поворотное устройство (гентри), которое обеспечивает как вращение детектора (томографический режим), так и линейное сканирование (режим сканирования всего тела). Последнее, как отмечено ранее, достигается двумя способами: перемещением всего штативно-поворотного устройства по направляющим рельсам в направлении, перпендикулярном оси вращения детектора, или перемещением пациента, расположенного на подвижном томографическом столе вдоль оси вращения детектора.

Примерами ЭКТ первого типа являются ZLC 370 и ZLC 750 фирмы «Сименс» (Германия), GCA-90В фирмы «Тошиба» (Япония) и Отеда 500 фирмы «Техникэйр» (США). При конструировании таких установок на первый план выступают сложности обеспечения равномерного движения штативно-поворотного устройства, масса которого с детектором может превышать 2000 кг.



Рис. 6.4. Общий вид гамма-камеры ZLS 750 в комплекте со специальным столом

Примеры сцинтиграмм всего тела и отдельных органов человека, полученных на томографической гамма-камере в планарном режиме измерений, приведены на рис. 6.5.

К ЭКТ второго типа относятся Rota Camera фирмы «Сименс» (Германия), Dyna Scan фирмы «Пиккер» (США) и некоторые другие. Для этих гамма-камер томографический стол подвижно закрепляется на штативно-поворотном устройстве и может линейно перемещаться вдоль оси вращения, проходя через отверстие в опоре штативно-поворотного устройства.

Конструкция и материал томографического стола играют важную роль для качества томографических изображений. Стол должен иметь консольную конструкцию с выносом ложа от опоры на 1,5 – 1,8 м, что требует от материала ложа высокой прочности. С другой стороны, ложе должно иметь малую толщину и изготовляться из материала с низким поглощением фотонов. При таких противоречивых требованиях выбор материала является не простой задачей. В настоящее время лучший материал – карбоноволокнистые пластмассы, имеющие высокую прочность и незначительное поглощение фотонов (примерно 7 % для фотонов с энергией 140 кэВ). Для большей жесткости ложу придают вогнутый профиль. При сканировании всего тела площадь круглого сцинтилляционного кристалла используется не полностью.



Рис. 6.5. Сцинтиграммы костей скелета с  $^{99m}$ Tc-полифосфатом (555 МБк,  $10^6$  имп./12 мин) и печени с  $^{99m}$ Tc-серным коллоидом (222 МБк,  $5\cdot 10^5$  имп./2 мин), полученные на ЭКТ ZLS 750

Полезной площадью при этом является вписанный в круглый торец кристалла квадрат или прямоугольник. По этой причине в ЭКТ Отеда 500, GCA-90В и AXIS<sup>TM</sup> («Пиккер», США) применены кристаллы прямоугольной формы с размерами  $36,8 \times 50,8$ ;  $35 \times 50$  и  $39,3 \times 53,3$  см соответственно, что расширяет область томографического обследования и позволяет быстро получить изображение всего тела без применения специальных полудивергентных коллиматоров.

Конструкция штативно-поворотного устройства гамма-камер Dyna Scan, GCA-90В и некоторых других обеспечивает возможность установки двух блоков детектирования, закрепленных друг против друга в диаметрально противоположных (оппозитных) точках орбиты. Это вдвое повышает чувствительность системы при томографическом сборе информации и соответственно снижает время обследования. Однако при этом значительно повышается стоимость системы, усложняется ее конфигурация и требуется высокая идентичность характеристик детекторов, что приводит к определенным техническим сложностям. Тем не менее, такие современные ЭКТ, как, например, цифровые гамма-камеры GCA-90В и  $AXIS^{TM}$ , имеют двухдетекторную конфигурацию, а новейшая томографическая гамма-камера IRIX<sup>TM</sup> («Маркони», США) – трехдетекторную конфигурацию (рис. 6.6).



Рис. 6.6. Общий вид гамма-камеры IRIX<sup>TM</sup> с расположением трех прямоугольных детекторов под углом 120° друг к другу

В последнем томографе предусмотрена возможность изменения угла между детекторами, позволяющего получить конфигурации расположения детекторов с углами 180°, 90°, 102°, 120° и др., что повышает быстроту и качество ОФЭВТ.

К детекторам ЭКТ предъявляются высокие требования по пространственной однородности чувствительности. Это вызвано тем, что неоднородность изображения после математической реконструкции существенно увеличивается и может приводить к возникновению артефактов. Поэтому современные модели ЭКТ снабжены микропроцессорными системами для цифровой коррекции неоднородности. У большинства ЭКТ при ОФЭВТ детектор движется по круговой орбите. Однако у гамма-камер AXIS<sup>TM</sup> и IRIX<sup>TM</sup> с изменяемой позицией детекторов последние при вращении перемещаются тангенциально, что позволяет использовать траектории движения небольшого размера, вплоть до 24,7 см в диаметре. Приближение коллимированного детектора к объекту при конечных размерах параллельных каналов коллиматора уменьшает поле зрения гамма-камеры, его увеличение по глубине объекта и улучшает качество восстановленного изображения. Перемещение детектора по орбите в большинстве моделей ЭКТ осуществляется двумя способами: непрерывно и с дискретными остановками по числу проекций, при которых и происходит сбор томографических данных.

Несомненный интерес представляет система Philips SKYLigt, являющаяся новой разработкой в семействе гамма-камер (рис. 6.7).



Рис. 6.7. Общий вид гамма-камеры Philips SKYLigt

Она имеет оригинальную конструкцию без жесткого генри с двумя прямоугольными детекторами на свободном потолочном подвесе. Это позволяет использовать практически любую геометрию измерений и вывод информации раздельно от каждого блока детектирования. Гамма-камера снабжена устройством автоматической смены коллиматоров и широкими возможностями последующей обработки изображений.

Внедрение цифровых электронных устройств в сцинтилляционных гамма-камерах отражает общую тенденцию, характерную для современного приборостроения. По мере увеличения возможностей и снижения стоимости цифровых устройств они становятся более выгодными, чем аналоговые системы, и обеспечивают большую гибкость в разработке, что ведет к улучшению характеристик приборов, упрощает процесс исследования, снижает возможность ошибки и повышает информативность получаемого изображения.

Параметры ЭКТ разных фирм и моделей могут быть почерпнуты из проспектов и литературы. Здесь же в качестве примера приведем некоторые параметры гамма-камеры ZLC 750 с полем изображения 38,7 см, основанные на стандарте NEMA. Системное пространственное разрешение в водном фантоме на расстоянии 10 см, ПШПМ/ПШДМ, мм, для ППИ с коллиматорами высокого разрешения 8,3 / 21,3 и общего назначения 9,6 / 23,2. Те же параметры в воздухе 7,1 / 13,0 и 8,7 / 15,9.

Системная чувствительность с коллиматорами высокого разрешения / общего назначения, (с·мкКи)<sup>-1</sup>, 3,7 / 5,7. Собственное пространственное разрешение ПШПМ/ПШДМ, мм, для ЦПИ и ППИ  $\leq 3,8 / \leq 7,2$ . Энергетическое разрешение < 11,4 % (<sup>99m</sup>Tc). Интегральная однородность изображения для ЦПИ/ППИ, %,  $\pm 6,0 / \pm 9,5$ . Интегральная пространственная линейность изображения для ЦПИ/ППИ, мм,  $\leq 0,5 / \leq 0,8$ . Характеристика скорости счета при 20 % потерь и максимальная, (имп./с)·10<sup>3</sup>, соответственно 140 и 200. Многооконное пространственное смещение  $\leq 2,0$  мм. Поперечное и продольное разрешения ПШПМ в воздухе при ОФЭВТ (не определяемые стандартом NEMA) при радиусе траектории вращения детектора 20 см одинаковы и равны 13 и 16 мм соответственно для коллиматоров высокого разрешения и общего назначения.

Ранее были рассмотрены контролируемые параметры гаммакамер общего назначения. Для томографических гамма-камер важен выбор параметров дискретизации при регистрации данных. Применив подходы, рассмотренные для PBT, определим, что число отсчетов в проекции при ОФЭВТ составит  $N_{\xi} \ge H/\Delta\xi = 2H/r$ , где H – размер сечения,  $\Delta\xi$  – шаг дискретизации, r – размер элемента изображения. Ранее (разд. 3.5.2) было определено, что  $\Delta\xi = r/2$ . На практике осуществляют шаг линейной выборки  $\Delta \xi = (0, 4 - 0, 7) r$ . Число проекций должно быть равно  $N_{\theta} = (\pi/2)N_{\xi} = \pi H/r$ .

Для оптимизации ОФЭВТ важен также правильный выбор коллиматора, радиуса вращения системы, смещения и ширины энергетического окна регистрации, диапазона углов регистрации, размера элемента (или матрицы) изображения, времени регистрации одной проекции и значения вводимой активности.

При ОФЭВТ для томографов с вращающейся гамма-камерой, помимо описанных ранее процедур, требуются дополнительные тесты и измерения, которые приведены ниже.

Механические испытания, включающие контроль положения оси вращения гамма-камеры и ее параллельности относительно поверхности коллиматора. Кроме того, необходимо проверять точность угла поворота и скорость вращения камеры. Возможные отклонения этих параметров будут вызывать большие искажения в изображении. Необходимо также проводить контроль точности установки ложа томографа, чтобы свести к минимуму погрешности, связанные с расположением пациента.

Испытания электронной части аппаратуры, включающие совмещение осей x и y гамма-камеры с осью вращения, определение зависимости изменений энергетического спектра от угла поворота камеры, а также определение размера элемента изображения. Последнее особенно важно, поскольку по размеру элемента изображения можно судить о стабильности работы аналого-цифровых преобразователей, используемых для формирования цифровых изображений.

Контроль качества системы, включающий томографическую регистрацию излучения точечного источника, необходимую для определения центра вращения системы. Полученные данные используются для дальнейшего сопоставления проекционных данных и реконструированного изображения. Кроме того, для коррекции неоднородности чувствительности проводят сбор данных от однородного источника при общем числе отсчетов порядка 3 × 10<sup>7</sup>.

Условия регистрации данных в обоих указанных тестах должны быть такими же, как и при реальных томографических обследованиях пациентов, т.е. с тем же коллиматором и при том же размере элемента изображения. *Дополнительные измерения для контроля качества* могут включать в себя следующие процедуры:

а) измерение однородности по поперечному сечению объемного источника;

б) измерение поперечного (в пределах одного сечения) и продольного (толщины сечения) пространственного разрешения;

в) определения чувствительности в пересчете на общее количество отсчетов в секунду, приходящихся на единицу активности и единицу объема, с помощью цилиндрического фантома из оргстекла, заполненного радиоактивным раствором;

г) оценка контраста в полученном после реконструкции изображении по разности отсчетов в малой области интереса и в окружающей ее области, которая еще позволяет выявлять область интереса на окружающем ее фоне;

д) определение коэффициента выявляемости – отношения концентрации изотопа, определенной по изображению, к его истинной концентрации в зависимости от размера объекта и пространственного разрешения.

#### 6.2. Аппаратная функция

Измерения, проводимые в реконструктивной томографии, связаны с оценкой линейных интегралов. В таких оценках присутствуют погрешности, обусловленные шириной пучка фотонов, увеличивающейся при удалении от коллиматора; квантовыми флуктуациями зарегистрированных фотонов; просчетами и конечным собственным пространственным и энергетическим разрешением детектора; неоднородностью среды; геометрическим ослаблением излучения; регистрацией рассеянных фотонов; неидеальностью рассмотренных ранее параметров гамма-камер и т.п. Возможные методы уменьшения и компенсации основных погрешностей рассмотрены в рекомендуемой литературе. Например, для уменьшения первой из перечисленных выше погрешностей применяют высокоразрешающие коллиматоры и траектории перемещения детектора, обеспечивающие минимальное расстояние от поверхности детектора до сканируемого объекта. Однако полностью эти погрешности на стадии измерений убрать не удается, и они влияют на аппаратную функцию (PSF – point spread function) ЭКТ, которую часто используют при исследовании и сравнении методов вычислительной томографии. Аппаратная функция представляет собой изображение точечного источника. Если не учитывать влияние на нее реальной измерительной системы и использовать метод, обеспечивающий точное восстановление, то аппаратная функция является  $\delta$ -функцией Дирака. С учетом перечисленных погрешностей в ОФЭВТ, так же как и в РВТ, необходимо использовать при реконструкции изображений аподизирующую функцию. При этом действительная аппаратная функция не будет иметь идеальную форму  $\delta$ -функции и может быть использована для выбора аподизирующей функции.

Определим связь аппаратной функции  $\varepsilon(x, y)$  с аподизирующей функцией  $A_1(\chi)$ . Из (5.13) по определению АФ получим

$$\varepsilon(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} h_{l}^{\mu} (x\cos\theta + y\sin\theta) e^{-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)} d\theta =$$
$$= \frac{1}{(2\pi)^{2}} \int_{0}^{2\pi\infty} \int_{0}^{\infty} \chi e^{i\chi(x\cos\theta + y\sin\theta)} A_{l}(\chi) e^{-\mu(-x\sin\theta + y\cos\theta)} d\chi d\theta.$$

Повторив выкладки, сделанные при выводе формулы для функции фильтра, и перейдя к полярным координатам (см. п. 5.4), найдем

$$\varepsilon(x, y) = \varepsilon(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mu}^{\infty} \chi A_1(\chi) J_0(r\sqrt{\chi^2 - \mu^2}) d\chi =$$
$$= \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} z A_1(\sqrt{z^2 + \mu^2}) J_0(rz) dz.$$

Таким образом, АФ представляет собой преобразование Ханкеля от аподизирующей функции.

Выведем формулу для аппаратной функции с простой аподизирующей функцией (5.16):

$$\varepsilon(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} \chi A_{1}(\chi) J_{0}(r\sqrt{\chi^{2} - \mu^{2}}) d\chi = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\chi_{0}} \chi J_{0}(r\sqrt{\chi^{2} - \mu^{2}}) d\chi =$$
$$=\frac{1}{2\pi r^2}\int_{0}^{r\sqrt{\chi_0^2-\mu^2}}J_0(z)\,z\,dz\,=\frac{\sqrt{\chi_0^2-\mu^2}}{2\pi r}J_1(r\sqrt{\chi_0^2-\mu^2}).$$

Можно, в свою очередь, найти соответствующую аподизирующую функцию, задав вид АФ. Например, для гауссовой АФ

$$\varepsilon(r) = \left(1/\sqrt{2\pi\sigma^2}\right) \exp\left(-r^2/2\sigma^2\right)$$

определим с использованием таблиц преобразования Ханкеля соответствующую ей аподизирующую функцию

$$A_{\rm l}(\chi) = \sqrt{2\pi\sigma^2} \exp(-\sigma^2(\chi^2 - \mu^2)/2).$$

Ранее была отмечена также связь между аподизирующей функцией и функцией передачи модуляций в РВТ.

На практике необходимо также учитывать дискретизацию измерений. Найдем дискретное представление фильтра в методе фильтрованных обратных проекций с аподизирующей функцией вида (5.16). Дискретным значениям проекций  $p(\xi_n, \theta) = p(n \Delta \xi, \theta)$ ,  $(n = 0, \pm 1, \pm 2, ...)$  соответствуют полученные дискретные отсчеты  $h_1^{\mu}(\xi_n) = h_1^{\mu}(n\Delta\xi)$ .

По теореме Котельникова для предотвращения потери информации необходимо регистрировать отсчеты с дискретностью  $\Delta\xi = \pi/\chi_0$ .

Следовательно,

$$h_{1}^{\mu}(n\Delta\xi) = \frac{\chi_{0}^{2}}{2\pi} \left[\operatorname{sinc}(\chi_{0}n\Delta\xi) - \frac{1}{2}\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{\chi_{0}n\Delta\xi}{2}\right)\right] - \frac{\mu^{2}}{2\pi} \left[\operatorname{sinc}(\mu n\Delta\xi) - \frac{1}{2}\operatorname{sinc}^{2}\left(\frac{\mu n\Delta\xi}{2}\right)\right] =$$

$$= \begin{cases} \frac{\chi_0^2 - \mu^2}{4\pi}, & n = 0, \\ -a_{2k}, & n = 2k, k = \pm 1, \pm 2, \dots, \\ -\frac{\chi_0^2}{\pi^3 n^2} - a_{2k+1}, & n = 2k+1, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \end{cases}$$

где 
$$a_n = \frac{\mu^2}{2\pi} \left[ \operatorname{sinc} \left( \frac{n\pi\mu}{\chi_0} \right) - \frac{1}{2} \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{n\pi\mu}{2\chi_0} \right) \right].$$

Дискретное представление этого фильтра в ОФЭВТ имеет более сложный вид, чем в РВТ.

Связь между числом радиальных и угловых отсчетов показана ранее в разделе 3.5.2.

# 6.3. Однофотонная эмиссионная томография с позитронными радиофармпрепаратами

Развитие методов и средств визуализации в медицине существенно расширяет их функциональные возможности в выявлении и диагностике различных заболеваний, однако часто сопровождается увеличением финансовых затрат на осуществление этой деятельности. Поэтому в современной клинической практике трудно не учитывать такой важный критерий как соотношение «стоимость – эффективность» при диагностике заболеваний разного вида.

В настоящее время к одному из наиболее интенсивно развивающихся и информативных методов радионуклидной диагностики относится позитронная эмиссионная вычислительная томография (ПЭВТ), физически основанная на регистрации совпадений разлетающихся под углом, практически равном 180°, фотонов или разницы во времени пролета этих фотонов от точки аннигиляции позитрона до противоположно расположенных детекторов. Реконструкция изображений в первом способе при круговой геометрии измерений сводится при тех же допущениях, которые были сделаны ранее при ОФЭВТ, к решению (обращению) преобразования Радона относительно пространственного распределения позитронно-излучающего радионуклида в трансаксиальных сечениях.

Использование преобразования, а не экспоненциального преобразования Радона объясняется тем, что эффективность (вероятность) совпадений при регистрации двух аннигиляционных фотонов равна произведению эффективностей регистрации каждого из этих фотонов противоположно расположенными детекторами. Поскольку акт аннигиляции эквивалентен излучению точечного источника, лежащего на линии проецирования, вдоль этой линии, автоматически выполняется операция «геометрического среднего» двух измерений (см. гл. 5), полностью компенсирующая ослабление излучения в материале объекта (источника). Реконструкция изображений во втором способе производится по специальным алгоритмам, идея которых основана на отмеченном выше различии во времени пролета аннигиляционных фотонов до противоположно расположенных детекторов.

Среди основных достижений ПЭВТ следует отметить успехи в онкологии при введении в организм пациента фтордеоксиглюкозы (ФДГ), меченной позитронно-излучающим радионуклидом <sup>18</sup>F. Однако подобные исследования относятся к одним из самых дорогостоящих в медицине. Так, стоимость специализированного позитронного компьютерного томографа несколько лет назад составляла 0,9 - 1,5 млн дол., а всего диагностического комплекса, включающего также циклотрон и радиохимическую линию, – примерно 3,5 - 5,0 млн дол. Необходимы также большие затраты на эксплуатацию ПЭТ, обучение и зарплату персонала.

Одним из путей снижения стоимости исследований с позитронно-излучающими РФП является эффективное использование уже находящихся в эксплуатации в подразделениях радионуклидной диагностики и проектируемых гамма-камер и томографов для этих целей. Например, на установках, снабженных специализированныколлиматорами аннигиляционного излучения с энергией МИ осуществлять планарную сцинтиграфию 511 кэВ. можно И ОФЭВТ. А на двух- и трехдетекторных ЭКТ выполнять ПЭВТ без коллиматоров в режиме совпадений сигналов от ПЧД, одновременно регистрирующих два разлетающихся в противоположных направлениях аннигиляционных фотона.

Первоначально большее развитие получили однофотонные методы регистрации. Многие фирмы, конструирующие и выпускающие серийную радиодиагностическую аппаратуру, разработали и изготовили высокоэнергетические коллиматоры. Это было следствием относительно небольшой стоимостью последних (8–18 тыс. дол.), налаженной технологии их изготовления и сравнительно невысоких затрат на соответствующую модернизацию ЭКТ и обучение персонала. Типичные параметры таких коллиматоров: высота 70–80 см, толщина септы 2,0-3,5 мм, масса 110-220 кг. Последний параметр накладывает дополнительные требования на мощность системы перемещения детекторных головок с тяжелыми коллиматорами. Системное пространственное разрешение ЭКТ с высокоэнергетическими коллиматорами составляет 12-16 мм ПШПМ на расстоянии 10 см в воде и примерно 8 мм ПШПМ на том же расстоянии в воздухе.

Эти параметры хуже приведенных ранее аналогичных показателей для РФП с <sup>99m</sup>Tс и не позволяют выявлять «горячие» очаги с размерами, не превышающими 1,2 - 1,5 см. Другой, более существенный, недостаток таких ЭКТ – низкая, на грани допустимой в клинике, системная чувствительность, обусловленная низкой эффективностью регистрации фотонов с энергией 511 кэВ в материале сцинтиллятора Nal(Tl) обычной высоты (толщины), равной 3/8", и меньшей светосилой высокоэнергетических коллиматоров. Этот параметр для коллиматоров разного типа изменяется в пределах 0,5 - 1,0 % от такового для типичного специализированного позитронного томографа.

Для повышения системной чувствительности ЭКТ в несколько раз вместо сцинтиллятора Nal(Tl) высотой 3/8" (9,3 мм) применяют сцинтилляторы высотой 5/8" (16 мм) и 3/4" (19 мм). Однако такая модернизация приводит к существенному возрастанию затрат и, следовательно, к ухудшению критерия «стоимость – эффективность».

Несмотря на отмеченные недостатки, ограничивающие функциональные возможности ЭКТ с высокоэнергетическими коллиматорами и их применение в повседневной клинической практике, такие томографы используются в радионуклидной диагностике.

Например, хороший результат был получен при выявлении очаговых поражений при лимфомах и нелеченных опухолях легких. Выявляемость этих заболеваний при использовании модернизированных ЭКТ с  ${}^{18}$ F составляет 78 – 92 % от выявленных на специализированных ПЭТ.

Диагностическая эффективность ОФЭВТ значительно возрастает при совместном применении <sup>99m</sup>Tc-МИБИ (отечественный аналог – <sup>99m</sup>Tc-технетрил) и <sup>18</sup>F-ФДГ, что дает возможность проводить, например, дифференциальную диагностику злокачественных и доброкачественных опухолей молочной железы. При оценке функционального восстановления левого желудочка миокарда после хирургической реваскуляризации ОФЭВТ с одновременным введением <sup>18</sup>F-ФДГ и <sup>201</sup>T1-хлорида позволяет количественно оценить улучшение регионарных функций миокарда. При совместном использовании этих РФП чувствительность и специфичность диагностики возрастают примерно на 7 – 10 % по сравнению с использованием только одного РФП <sup>18</sup>F-ФДГ.

Существенно более широкое применение в клинике нашла ПЭВТ, основанная на регистрации совпадений, с использованием гамма-камер без коллиматоров. Она имеет ряд существенных преимуществ. Основным достоинством метода является высокое пространственное разрешение, сравнимое с разрешением специализированных позитронных томографов и составляющее 4-6 мм ПШПМ. Реальная чувствительность на один-два порядка выше, чем у ЭКТ с коллиматорами, хотя и уступает чувствительности типичных ПЭТ, составляя примерно 2-14 % от последней в зависимости от высоты используемых кристаллов Nal(Tl). Стоимость ЭКТ на совпадениях по сравнению с традиционными ПЭТ существенно меньше.

Для модернизации двухдетекторного ЭКТ в режим совпадений требуются дополнительные затраты около 200 тыс. дол., что в 4,5 – 7,5 раз меньше стоимости специализированного ПЭТ. Модернизированные таким образом гамма-камеры наряду с возможностью работы с позитронно-излучающими РФП сохраняют свою основную функцию – возможность работы с РФП, меченными не позитронными излучателями.

Позитронная эмиссионная вычислительная томография не является предметом настоящего пособия и с ней можно ознакомиться в специальной литературе. Она затронута в этом разделе в связи с использованием для ПЭВТ основного прибора для ОФЭВТ – медицинской гамма-камеры. В Советском Союзе исследования в области ПЭВТ начались в середине 80-х годов в ИТЭФ и ряде других институтов.

В России эти работы продолжаются в основном в ИТЭФ, фирме «ПОЗИТОМ-ПРО» и НИИЭФА (г. Санкт-Петербург), где разрабатываются основные компоненты комплекса оборудования, необходимого для полноценного функционирования ПЭВТ-центров.

Завершая этот раздел, отметим, что ведущие фирмы, изготавливающие радиодиагностическую аппаратуру, уделяют пристальное внимание применению гамма-камер с позитронно-излучающими РФП. Так, фирма «Маркони» («Пиккер») распространила технологию совпадений на трехдетекторную гамма-камеру IRIX<sup>TM</sup> (см. рис. 6.6), укомплектовав ее сменным детектором с кристаллом высотой 19.0 мм. Фирма «Сименс» планирует модернизацию эксплуатируемых и выпуск новых моделей ЭКТ на основе независимых детекторных модулей для осуществления ПЭВТ. Каждый из этих модулей представляет собой комбинированный кристалл, первый слой которого изготовлен из Nal(Tl), а второй слой, находящийся в оптическом контакте с первым и расположенный ближе к ФЭУ, изготовлен из ортосиликата лютенция (LuSO). В таком комбинированном сцинтилляторе первый слой регистрирует в основном низкоэнергетические фотоны, а второй, с более высокими плотностью и эффективным атомным номером, чем у Nal(Tl), являясь одновременно световодом для первого кристалла, регистрирует преимущественно высокоэнергетические фотоны.

Такие детекторы имеют большие перспективы для широкого клинического применения, так как позволят существенно повысить чувствительность ЭКТ, особенно при работе в режиме ПЭВТ.

## 6.4. Комбинированные системы фотонной визуализации

Информативность визуализации может быть качественно повышена за счет сочетания различных методов интроскопии, что способствовало созданию установок, сочетающих два принципа визуализации: ОФЭКТ / ПЭТ (см. раздел 6.3), ОФЭКТ / КТ и ПЭТ / КТ.

Например, компания «Филипс» разработала систему ПЭТ / КТ GEMINI (рис. 6.8). Установка GEMINI является системой второго

поколения с открытой архитектурой. Как и в случае с открытыми магнито-резонансными сканерами, такая архитектура существенно расширяет возможности применения системы, позволяя обследовать больных в тяжелом состоянии и пациентов, страдающих клаустрофобией. Система открытого типа дает возможность персоналу иметь доступ к пациенту в любое время в процессе исследования. Кроме того, GEMINI предоставляет возможность независимого использования КТ и ПЭТ. Таким образом, GEMINI является системой с высоким уровнем универсальности и гибкости клинического применения.



Рис. 6.8. Система ПЭТ / КТ GEMINI

Система GEMINI включает в себя ПЭТ-сканер Philips ALLEGRO РЕТ и мультисрезовый КТ Philips: Мх8000 (два среза) или Brilliance (6, 10, 16 или 40 срезов). Это дает возможность интегрировать морфо-анатомические изображения, полученные на КТ, и метаболические изображение, полученные на ПЭТ, и оценивать как тяжесть и характер патологических изменений, так и распространенность поражения.

Компанией «Филипс» разработаны также системы ПЭТ / КТ GEMINI GXL и GEMINI TF. В первой системе ПЭТ сочетается с платформой Philips Brilliance СТ и производится в 16-, 10- и 6срезовых конфигурациях КТ. Вторая система использует в ПЭТ передовую эффективную технологию времени пролета для получения изображений высокого и устойчивого качества и сочетается с платформой Philips Brilliance CT с 16-срезовой и 64-канальной конфигурациях компьютерного томографа.

Компания «Филипс» разработала систему ОФЭВТ / КТ (Precedence SPECT/CT) 16 срезовой конфигурации (рис. 6.9). Система Precedence SPECT / СТ объединяет высококачественный КТ и удобную и гибкую в работе гамма-камеру.



Рис. 6.9. Система Precedence SPECT / CT

Система весьма эффективна в сфере функциональных и молекулярных исследований для кардиологии, онкологии, ортопедии и в области инфекционных заболеваний. Созданная для диагностики наиболее сложных клинических случаев она дает возможность объединения гамма-томографических и КТ изображений с коррекцией поглощения, а также работы с этими изображениями по отдельности в режиме «все тело». Комплектация гамма-камеры включает 11 сменных коллиматоров: 3 однопинхольных с диаметром канала 3, 4 и 5 мм и 8 многоканальных с гексагональными каналами с размерами от 1,4 до 3,81 мм, высотой от 24,7 до 60 мм и числом каналов от 7000 до 89600. Коллиматоры подразделяются на предназначенные для использования с низкими (140 кэВ), средними (300 кэВ) и высокими (360 кэВ) энергиями. Коллиматоры также подразделяются на коллиматоры общего назначения, максимального общего назначения и высокого, ультра высокого и максимального ультра высокого разрешения.

Естественно компания «Филипс» – не единственный производитель подобных систем. Представителем нового поколения комбинированных систем ОФЭКТ / КТ, является, например, система Infinia Hawkeye 4 производства GE Healthcare, эксплуатирующаяся во многих странах. Фирма «Сименс» выпускает установки ОФЭКТ / МСКТ с одним гентри Symbia и ПЭТ / КТ с общими для обоих видов визуализации ПЭТ-детекторами. На рис. 6.10 показан ПЭТ / КТ biograph<sup>TM</sup> фирмы «Сименс».



Рис. 6.10. Система ПЭТ / КТ biograph <sup>ТМ</sup> фирмы «Сименс»

## 6.5. Регламентация облучения

В Советском Союзе впервые в мире были разработаны и введены в действие (31.08.1972 г.) «Нормы радиационной безопасности для пациентов при использовании радиоактивных веществ с диагностической целью» (№ 990-72), успешно применявшиеся на практике до 1983 г., когда (25.05.1983 г.) их заменили «Правила и нормы применения открытых радиофармацевтических препаратов в диагностических целях» (№ 2613-83). Этот документ, созданный на тех же методологических основах, что и первый, содержал не только регламенты, но и правила использования РФП.

Согласно этим документам допустимые количества вводимых РФП при диагностических исследованиях определялись величинами предельно допустимых доз (ПДД), установленными для трех групп критических органов (терминология действующих в то время НРБ-76). Разные ПДД устанавливались для этих групп органов и пациентов, разделенных на три категории по степени их заболевания и в зависимости от цели исследования.

С 1 марта 2004 г. введены в действие Методические указания МУ 2.6.1.1798–03 «Оценка, учет и контроль эффективных доз облучения пациентов при проведении радионуклидных диагностических исследований». Методические указания разработаны с целью приведения системы контроля и учета доз в соответствии нормами радиационной безопасности НРБ-99. Они предназначены для количественной оценки уровней облучения пациентов в единицах эффективной дозы при проведении радиодиагностических исследований с применением РФП. При этом ПДД не устанавливаются, но контроль и фиксация получаемых пациентом доз является обязательным.

Эффективная доза пациента определяется по формуле

$$E_{\flat\phi\phi}(\theta) = KD_{i,j}(\theta)A_{i,j},$$

где *KD*<sub>*i*,*j*</sub>(θ) – дозовый коэффициент для *i*-го изотопа и *j*-го соединения, мЗв / МБк; θ – возраст пациента, лет; *A*<sub>*i*,*j*</sub> – вводимая активность, МБк.

Приведены поправочные коэффициенты для оценки уровней вводимой активности РФП лицам детского возраста (табл. 6.2). Значения дозовых коэффициентов для различных РФП с учетом возраста пациентов приведены в приложении 1 рассматриваемых методических указаний и основаны на данных Публикаций МКРЗ 53 и 80.

При расчете доз учитывается также состояние обмена органа при наличии таких данных.

Наряду с уменьшением и контролем доз актуальным является повышение уровня подготовки медицинского персонала в области обеспечения радиационной безопасности. Важно также создание ведомственных (центральных) служб радиационной безопасности и служб радиационной безопасности медицинских учреждений; дальнейшее уточнение и совершенствование физико-математического аппарата (MIRD-формализма) определения поглощенных фракций в органах-мишенях от органовисточников и моделей транспорта РФП в организме при дозиметрии внутреннего облучения.

Таблица 6.2

Возраст, годы	Коэффициент снижения
	вводимой активности
Менее 1 года	0,03
1–2	0,1
3–7	0,3
8–12	0,4
13–17	0,5
Старше 18 лет	1,0

Поправочные коэффициенты для оценки уровней вводимой активности РФП лицам детского возраста, отн. ед. (коэффициент взрослых принят за 1)

Актуально расширение приборного парка и практическое внедрение современных приборов радиометрического и дозиметрического контроля в клиниках; решение многих специфических проблем обеспечения радиационной безопасности, связанных с использованием открытых радиоактивных источников; улучшение организации и повышения культуры проведения радиологических процедур; улучшение планировки помещений, увеличение толщины стен и междуэтажных перекрытий; совершенствование и применение защитных приспособлений при работе с РФП; регулирование потока и правильное пространственное размещение пациентов и использование других мер, снижающих дозы облучения персонала, пациентов и населения.

Решению некоторых перечисленных положений должно способствовать выполнение Методических указаний МУ 2.6.1.1892–04 «Гигиенические требования по обеспечению радиационной безопасности при проведении радионуклидной диагностики с помощью радиофармпрепаратов».

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В учебном пособии обсужден широкий, хотя и не исчерпывающий, круг вопросов получения наиболее информативных томографических изображений в медицинской диагностике при использовании однофотонных источников ионизирующих излучений. Затронуты некоторые аспекты двухфотонной, или позитронной томографии на гамма-камерах. Основное внимание уделено физикоматематическим основам методов. Не рассмотрены из-за ограничения объема пособия специализированные позитронные томографы, специальные области применения томографов (например, фазовоселективная визуализация сердца), методы дальнейшей обработки и визуализации полученных данных. Естественно предметом изложения не стали медицинские аспекты интроскопии, достаточно полно отраженные в современных монографиях, например, в [12].

Первым важным направлением дальнейшего развития лучевой диагностики является сочетание различных видов визуализации. Как уже было отмечено, информативность визуализации может быть качественно повышена за счет сочетания разных методов интроскопии, что способствовало созданию установок, сочетающих два принципа визуализации, ОФЭКТ / КТ, ПЭТ / КТ, ОФЭКТ / ПЭТ.

Особенно важны сравнение и анализ изображений, полученных с использованием разных видов визуализации, пораженных органов и тканей при онкологических заболеваниях. Раннее выявление, более точное определение границ и локализации новообразований во многом предопределяет бо́льшую эффективность и меньшие отрицательные последствия как лучевой терапии, так и хирургического вмешательства.

Второе важное направление повышения информативности визуализации – использование баз данных об органах и тканях при реконструкции изображений с учетом диапазона вариабельности анатомических характеристик в норме и патологии, корреляции физических свойств с биохимическими и гистологическими характеристиками тканей и т.д. В настоящее время эти направления нельзя рассматривать как полностью реализованные. Их совместное применение, вероятно, является магистральным путем развития и совершенствования медицинской визуализации.

Последние разработки в рентгеновской вычислительной томографии – создание спиральных и многосрезовых спиральных компьютерных томографов показали, что даже серьезный прорыв в качестве визуализации, благодаря этим установкам, не является окончательным. Недавно разработанные и внедренные в клиническую практику томографы с очень большим числом рядов детекторов (320-срезовая томография) даже без использования во многих ситуациях техники спирального сканирования успешно применяются с большей информативностью и меньшей дозой облучения при обследовании сердца, головного мозга и других органов. При одном вращении рентгеновской трубки можно осуществлять объемную динамическую рентгеновскую вычислительную томографию с трехмерным изотропным пространственным разрешением. Подобная установка и более ранние МСКТ успешно решают задачу получения трехмерных изображений органов и тканей.

Сравнение КТ с МРТ и ПЭТ свидетельствует о большей рентабельности рентгеновской вычислительной томографии. Стоимость оборудования для РВТ и самих КТ снижается, что является прямым следствием сильной конкуренции на рынке медицинского оборудования, а рабочие характеристики томографов постоянно улучшаются. Цена КТ самого высокого класса составляла два года назад 1 – 2 миллиона долларов, но были и томографы, стоимость которых не превышала 300000 долларов, способные выполнять спиральную томографию.

В целом, радиационные методы диагностики (в первую очередь рентгенодиагностики), несмотря на дополнительное облучение пациентов, особенно значимое при компьютерной томографии, и персонала продолжают оставаться основными как в России, так в еще большей степени в развитых зарубежных странах. Такая ситуация вероятно сохранится и в обозримом будущем.

## УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

AΦ	_	аппаратная функция (PSF)
БОПФ	_	быстрое обратное преобразование Фурье
БПΦ	_	быстрое преобразование Фурье
BT	_	вычислительная томография
ДКТ	_	двумерная кодирующая таблица
EC	_	Европейский Союз
ЗПФ	_	зонная пластина Френеля
ИКПС	_	индекс качества профиля среза (SPQI)
ИКСИ	_	интегрально-кодовая система измерений
КТ	_	компьютерный томограф (СТ)
МИБИ	_	метоксиизобутилизонитрил (MIBI)
MP	_	магниторезонансная
MPT	_	магниторезонансная томография
МРИ	-	медицинская радионуклидная
		интроскопия
МСКТ	_	многосрезовый спиральный
		компьютерный томограф
MCPBT	_	многосрезовая СРВТ
НРБ	—	нормы радиационной безопасности
ОСШ	—	отношение сигнала к шуму
ОФЭВТ	_	однофотонная эмиссионная
		вычислительная томография
ΤΕΦΟ	_	однофотонная эмиссионная томография
ПЛФЭ	_	пространственная линейная
		функция эффективности
ППД	-	предельно допустимая доза
ППИ	_	полезное поле изображения (UFOV)
ПС	_	планарная сцинтиграфия
ПСП	-	псевдослучайная последовательность
ПСТ	-	псевдослучайная таблица
ПСТ-Д	_	псевдослучайная таблица диагональная
ПСТ-П	_	псевдослучайная таблица построчная
ПФЭ	_	пространственная функция
		эффективности

ПЛФЭ	-	пространственная линейная функция эффективности
ПФЛ	_	приборная форма линии
пчл	_	позиционно-чувствительный летектор
пшлм	_	полная ширина ПЛФЭ на олной лесятой
		максимальной высоты (FWTM)
ПШПМ	_	полная ширина ППФЭ на половине
111111111		максимальной рысоты (FWHM)
ПЭТ	_	позитронный эмиссионный
11.51		томограф
тағп		
IIJDI	_	позитронная эмиссионная
рцπ		вычислительная томография
гпд	_	радионуклидная диагностика
PHCH	_	расширенная ПСП
PHCT	_	расширенная ПСТ
РПСТ-Д	-	РИСТ диагональная
PHCT-II	-	РИСТ построчная
ШФЭ	—	пространственная точечная функция
		эффективности
ПЧД	_	позиционно-чувствительный детектор
PBT	-	рентгеновская вычислительная
		томография
РНД	_	радионуклидная диагностика
РФП	_	радиофармацевтический препарат
СКТ	_	спиральный компьютерный томограф
СЛАУ	_	система линейных алгебраических
		уравнений
CPBT	_	спиральная РВТ
УЗИ	_	ультразвуковое исследование
ФЛГ	_	фтордеоксиглюкоза
ΦΠΜ	_	функция передачи модуляций (МТГ)
ФЭУ	_	фотоэлектронный умножитель
ЧСС	_	частота серлечных сокрашений
ППИ	_	центральное поле изображения (CFOV)
ЭКТ	_	эмиссионный компьютерный томограф
ЭЛТ	_	электронно-пучевая трубка
ЯМР	_	ялепный магнитный резонанс
711711	_	лдерным магнитным резонане

### НЕКОТОРЫЕ ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Активность (A) радионуклида в источнике (образце) – отношение ожидаемого числа dN спонтанных ядерных переходов из определенного ядерно-энергетического состояния радионуклида, происходящих в источнике (образце) за интервал времени dt, к этому интервалу времени:

$$A = dN/dt$$
.

Единицей активности является беккерель (Бк). Использовавшаяся ранее внесистемная единица активности кюри (Ки) составляет 3,7·10<sup>10</sup> Бк.

Примечание:  $A = \lambda N$ .

*Анод* – положительно заряженный электрод, мишень в рентгеновской трубке; может быть неподвижным или вращающимся.

*Артефакт* – детали на изображении, не соответствующие каким-либо реальным структурам изображаемого объекта. В РВТ артефакты могут проявляться в виде ложных структур либо в виде искаженных КТ-чисел.

*Веерный пучок* – пучок рентгеновских лучей в форме веера, распространяющихся из точки фокуса.

Взвешивающие коэффициенты для отдельных видов излучения при расчете эквивалентной дозы ( $W_R$ ) – используемые в радиационной защите множители поглощенной дозы, учитывающие относительную эффективность различных видов излучения в индуцировании биологических эффектов:

Фотоны, электроны и мюоны любых энергий	1
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ, более 20 МэВ и протоны (кроме протонов отдачи) с энергией более 2 МэВ	5
Нейтроны с энергией от 10 до 100 кэВ и от 2 до 20 МэВ1	0
Нейтроны с энергией от 100 кэВ до 2 МэВ, альфа-частицы,	
осколки деления, тяжелые ядра2	0

Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов при расчете эффективной дозы ( $W_T$ ) – множители эквивалентной дозы в органах и тканях, используемые в радиационной защите для учета различной чувствительности разных органов и тканей в возникновении стохастических эффектов радиации:

Гонады	.0,20
Костный мозг (красный), толстый кишечник,	
легкие, желудок	.0,12
Мочевой пузырь, грудная железа, печень, пищевод,	
щитовидная железа	.0,05
Кожа, клетки костных поверхностей	.0,01
Остальные органы (в сумме)	.0,05

*Воксел* – элемент объема. Для двумерных томограмм объем воксела определяется размером стороны пиксела и толщины среза.

*Гамма-излучение* – фотонное излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц.

*Диагностическая радиология* – медицинская радиология, относящаяся к диагностике.

**Доза в органе или ткани (D**<sub>T</sub>) – средняя поглощенная доза в определенном органе или ткани человеческого тела:

$$D_T = (1/m_T) \int_{m_T} D \times dm ,$$

где  $m_T$  – масса органа, ткани, D – поглощенная доза в элементе массы dm.

Доза поглощенная (D) – отношение средней энергии  $d\bar{e}$ , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = d\overline{e}/dm$$
.

В единицах СИ поглощенная доза измеряется в джоулях, деленных на килограмм (Дж  $\times$  кг<sup>-1</sup>), и имеет специальное название – грей (Гр). Использовавшаяся ранее внесистемная единица рад равна 0,01 Гр.

**Доза эквивалентная**  $(H_{T,R})$  – поглощенная доза в органе или ткани, умноженная на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного вида излучения,  $W_R$ :

$$H_{T,R} = W_R \times D_{T,R},$$

где  $D_{T,R}$  – средняя поглощенная доза в органе или ткани T, а  $W_R$  – взвешивающий коэффициент для излучения R.

Единицей эквивалентной дозы является зиверт (Зв).

Доза экспозиционная (X) – отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой dm, полностью остановились в воздухе, к массе воздуха в указанном объеме:

$$X = D_0 = dQ/dm$$
.

В единицах СИ экспозиционная доза измеряется в кулонах, деленных на килограмм ( $K_{7} \times \kappa r^{-1}$ ). Внесистемная единица экспозиционной дозы – рентген (P):

**Доза эффективная** ( $E_{3\phi\phi}$ ) – величина, используемая как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов и тканей с учетом их радиочувствительности. Она представляет сумму произведений эквивалентной дозы в органах и тканях на соответствующие взвешивающие коэффициенты:

$$E_{\mathrm{s}\varphi\varphi} = \sum_T W_T \times H_T \ ,$$

где  $H_T$  – эквивалентная доза в органе или ткани T, а  $W_T$  – взвешивающий коэффициент для органа или ткани T.

Единица эффективной дозы – зиверт (Зв).

Единица Хаунсфилда (HU) – единица шкалы КТ-чисел. Единица Хаунсфилда характеризует отношение измеренного линейного коэффициента ослабления к коэффициенту ослабления воды, умноженное на 1000.

*Естественный радиационный фон* – доза излучения, создаваемая космическим излучением и излучением природных радионуклидов, естественно распределенных в земле, воде, воздухе, других элементах биосферы, пищевых продуктах и организме человека.

*Изотоп (радиоизотоп)* – нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу (изотоп, обладающий радиоактивностью).

*Ионизирующее излучение* – излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков.

*Ионизирующая частица* – частица корпускулярного ионизирующего излучения или фотон.

*Источник ионизирующего излучения* – объект, содержащий радиоактивный материал или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ионизирующее излучение.

*Источник излучения техногенный* – источник ионизирующего излучения специально созданный для его полезного применения или являющийся побочным продуктом этой деятельности.

*Контрастное разрешение* – пространственное разрешение слабоконтрастных структур объекта.

*Контрастность* – в РВТ абсолютная разность между КТчислами соседних структур или областей изображения.

*Косвенно ионизирующее излучение* (фотоны, нейтроны и пр.) – ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызвать ядерные превращения.

*Коэффициент увеличения* – отношение диаметров измеряемого поля и области, показанной на изображении. Вместе с координатами центра изображения задает реконструируемую область объекта.

*Лучевая терапия* – радиотерапия.

**Линейный коэффициент ослабления** – отношение доли dN/N косвенно ионизирующих частиц данной энергии, претерпевших взаимодействие при прохождении элементарного пути dl в среде, к длине этого пути:

$$\mu = -(1/N)(dN/dl).$$

*Медицинская радиология* – область медицины, основанная на применении в ней ионизирующих излучений.

*Многорядный детектор* – в КТ детекторный блок, содержащий не меньше двух (обычно 4 – 64) независимых рядов детекторов.

Мощность поглощенной дозы D (мощность эквивалентной дозы  $H_{T,R}$ , мощность экспозиционной дозы X и т.д.) – отношение приращения поглощенной дозы dD (эквивалентной дозы  $dH_{T,R}$ , экспозиционной дозы dX и т.д.) за интервал времени dt к этому интервалу:  $P = \dot{D} = dD/dt$  ( $P_{_{9K}} = \dot{H}_{T,R} = dH_{T,R}/dt$ ,  $P_0 = \dot{X} = dX/dt$ ).

*Непосредственно ионизирующее излучение* – ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении.

*Нуклид (радионуклид)* – вид атомов с данным числом протонов и нейтронов в ядре (нуклид, обладающий радиоактивностью).

*Облучение* – воздействие на человека ионизирующего излучения.

*Облучение медицинское* – облучение пациентов в результате медицинского обследования или лечения.

*Облучение профессиональное* – облучение персонала (в том числе медицинского) в процессе его работы с техногенными источниками ионизирующего излучения.

**Отношение сигнал / шум** – отношение интенсивности сигнала к уровню его статистических флуктуаций, выраженному в виде стандартного отклонения.

*Персонал* – лица, работающие с техногенными источниками излучения (группа А) или находящиеся по условиям работы в сфере их воздействия (группа Б).

Пиксел – элемент изображения.

**Постоянная радиоактивного распада** – отношение  $dP \\ \kappa \\ dt$ , где dP – вероятность спонтанного ядерного перехода данного ядра из определенного ядерно-энергетического состояния за интервал времени dt:

$$\lambda = dP/dt = (1/N) dN / dt$$

*Предел пространственного разрешения* – минимальный размер разрешаемых структур объекта произвольной контрастности.

Пространственное разрешение – способность системы визуализировать структуры малого размера при произвольно высокой контрастности. Количественным описанием пространственного разрешения является его предел, граничная пространственная частота, функция распределения (рассеяния) точки, контура и линии, а также функция передачи модуляций.

*Пространственная частота* – величина, обратная длине волны периодической пространственной структуры, выражается в см<sup>-1</sup>. **Проекция (профиль ослабления)** – пространственное распределение суммарного ослабления рентгеновского излучения исследуемым объектом, измеренное при определенном положении источника.

*Радиоактивность* – самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения.

*Радиотерания* – раздел медицинской радиологии, относящийся к терании.

**Рентген** – единица экспозиционной дозы фотонного излучения, при прохождении которого через 0,001293 г воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака.

*Рентгеновское излучение* – фотонное излучение, состоящее из тормозного и (или) характеристического излучения.

*Рентгенология* – раздел медицинской радиологии, который занимается рентгеновским излучением.

*Техногенно измененный радиационный фон* – естественный радиационный фон, измененный в результате деятельности человека.

*Томографическое изображение* – послойное двумерное изображение трехмерного просвечиваемого или излучающего объекта.

*Топографическое изображение* – двумерное (проекционное) изображение трехмерного просвечиваемого или излучающего объекта.

*Тормозное излучение* – фотонное излучение с непрерывным спектром, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц.

**Фотон** – элементарное количество энергии электромагнитного излучения. Для электромагнитного излучения с частотой v квант энергии равен hv, где h – постоянная Планка.

Примечание: фотон – элементарная частица, не имеющая массы покоя.

*Фотонное излучение* – электромагнитное косвенно ионизирующее излучение.

*Характеристическое излучение* – фотонное излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома.

*Ядерная медицина* – область медицины, в которой для диагностики или терапии применяются радионуклиды.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

(основная литература выделена жирным шрифтом)

1. Гурвич А.М. Физические основы радиационного контроля и диагностики. М.: Энергоатомиздат, 1989.

2. Данные для использования при защите от внешнего излучения. Защита пациента в ядерной медицине. Публикации 51, 52 МКРЗ. М.: Энергоатомиздат, 1993. С. 123-187.

3. Калашников С.Д. Физические основы проектирования сцинтилляционных гамма-камер. М.: Энергоатомиздат, 1985.

4. Календер В. А. Компьютерная томография. Пер. с англ. М.: «Техносфера». 2006.

5. Клюев В.В. и др. Рентгенотехника: Справочник / Под ред. В.В. Клюева. Т. 1-2. М.: Машиностроение, 1992.

6. Костылев В.А., Калашников С.Д., Фишман Л.Я. Эмиссионная гамма-топография. М.: Энергоатомиздат, 1988.

7. Медицинская рентгенология: технические аспекты, клинические материалы, радиационная безопасность / Под ред. Р.В. Ставицкого. М.: МНПИ, 2003.

8. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99). СП 2.6.1.758-99. Минздрав России, 1999.

9. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99). СП-2.6.1799-2000. М.: Минздрав России, 2000.

10. Основы рентгенодиагностической техники. Под ред. Н.Н. Блинова. М.: Медицина, 2002.

11. Приборы для радиоизотопной диагностики в медицине / Л.С. Горн, В.А. Костылев, Б.Я. Наркевич и др. М.: Атомиздат, 1978.

12. Прокоп М., Галански М. Спиральная и многослойная компьютерная томография. Т. 1-2. Пер. с англ. М.: «МЕДпресс-информ», 2006.

13. Радиационная защита пациента в рентгенодиагностике. Публикации 34 МКРЗ. М.: Энергоатомиздат, 1985.

14. Радионуклидная диагностика / Под ред. Ф.М. Лясса. М.: Медицина, 1983.

15. Сороко Л.М. Интроскопия. М.: Энергоатомиздат, 1983.

## 16. Терещенко С.А. Методы вычислительная томографии. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

17. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я., Тимонов А.А. Математические задачи компьютерной томографии. М.: Наука, 1982.

18. Федоров Г.А. Радиационная интроскопия. Кодирование информации и оптимизация эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1982.

19. Федоров Г.А. Медицинская интроскопия. Рентгеновская вычислительная томография. М.: МИФИ, 2001.

20. Федоров Г.А. Медицинская интроскопия. Ч. 2. Однофотонная эмиссионная томография. М.: МИФИ, 2003.

21. Федоров Г.А. Физические основы интроскопии в радиационной медицине. М.: МИФИ, 2003.

22. Федоров Г.А. Рентгеновская вычислительная томография. Ч. 1. Принципы получения изображений // Медицинская физика. 2002. № 2 (14). С.54-62.

23. Федоров Г.А. Рентгеновская вычислительная томография. Ч. 2. Практические аспекты получения изображений // Медицинская физика. 2002. № 4 (16). С.51-60.

24. Федоров Г.А. Трансаксиальная однофотонная эмиссионная вычислительная томография. Ч. 1. Принципы получения изображений // Медицинская физика. 2003. № 1 (17). С.57-66.

25. Трансаксиальная однофотонная эмиссионная вычислительная томография. Ч. 2. Практические аспекты получения изображений // Медицинская физика. 2003. № 2 (18). С.49-58.

26. Федоров Г.А. Интегрально-кодовые системы измерений пространственных распределений источников ионизирующих излучений. М.: МИФИ, 2003.

27. Федоров Г.А., Терещенко С.А. Вычислительная эмиссионная томография. М.: Энергоатомиздат, 1990.

28. Физика визуализации изображений в медицине. Под ред. С. Уэбба: Пер. с англ. Т. 1-2. М.: Мир, 1991.

29. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии: Пер. с англ. М.: Мир, 1983.

30. Чикирдин Э.Г., Стольцер С.М., Астраханцев Ф.А. Рентгеновские томографические аппараты. М.: Медицина, 1976. Георгий Алексеевич Федоров

## ОДНОФОТОННАЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТОМОГРАФИЯ

Учебное пособие

Редактор В.В. Шумакова Оригинал-макет изготовлен Г.А. Федоровым

Подписано в печать 22.09.2008. Формат 60х84 1/16. Печ. л. 12,75. Уч.-изд. л. 12,75. Тираж 150 экз. Изд. № 1/20. Заказ №

Московский инженерно-физический институт (государственный университет). 115409, Москва, Каширское ш., 31.

Типография издательства «ТРОВАНТ», г. Троицк Московской области