

## СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО АТОМНОГО НОМЕРА ТКАНИ ВКЛЮЧЕНИЯ, ВИЗУАЛИЗИРУЮЩЕГОСЯ НА ЦИФРОВЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СНИМКАХ

В работе предложен количественный критерий идентификации ткани включения, визуализирующегося на цифровых рентгеновских снимках, по соотношению интенсивностей рентгеновского излучения, измеренного в различных спектральных диапазонах. Рассмотрены метрологические ограничения метода.

Традиционные рентгенографические методы диагностики основываются на пространственной фильтрации излучения и позволяют в той или иной степени судить о геометрии и плотности отображаемых объектов. Однако объекты исследования, визуализирующиеся на рентгеновских снимках, можно рассматривать как сложные недетерминированные пространственные и энергетические фильтры по отношению к первичному рентгеновскому пучку. Следовательно, энергетический спектр рентгеновского излучения, воздействующего на детектор, несет дополнительную информацию о физико-химических свойствах поглощающей ткани.

Развитие метода спектрозональной регистрации рентгеновских изображений может быть полезно для идентификации физической природы включений, визуализирующихся на снимках, при медицинской диагностике. Известные примеры количественного анализа тканей, использующие спектральную информацию, как правило, эффективно работают в узких, энергетически разнесенных спектральных диапазонах, что требует применения источников монохроматического или квазимонохроматического рентгеновского излучения [1-3]. Использование же обычных рентгеновских трубок, генерирующих полихроматическое излучение, требует выработки специальной методики измерений.

Поскольку элементный состав тканей организма человека включает вещества с атомны-

Таблица 1. Состав тканей организма человека, относительное содержание вещества по массе, % [4/]

Атомный номер	Вещество	Жир	Мягкие ткани	Вода	Костная ткань
1	Водород	11,2	10,2	11,2	8,4
6	Углерод	57,3	12,3	-	27,6
7	Азот	1,1	3,5	-	2,7
8	Кислород	30,3	72,9	88,8	41,0
11	Натрий	-	0,08	-	-
12	Магний	-	0,02	-	0,2
15	Фосфор	-	0,2	-	7,0
16	Сера	0,06	0,5	-	0,2
19	Калий	-	0,3	-	-
20	Кальций	-	0,007	-	14,7

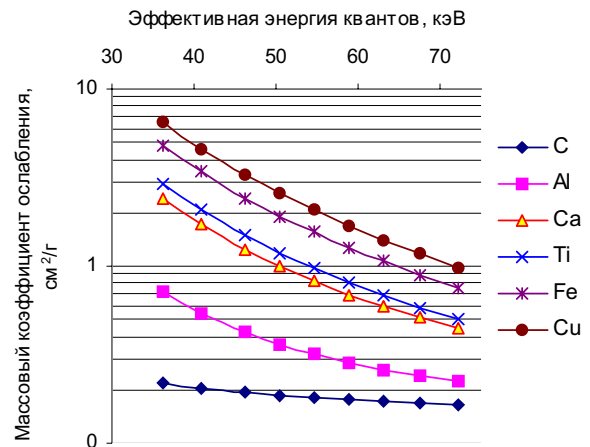


Рисунок 1. Массовые коэффициенты ослабления в зависимости от энергии рентгеновских квантов

ми номерами в пределах 1-20 (таблица 1), то, следовательно, и разрабатываемая методика измерений должна быть наиболее эффективна в этом же диапазоне.

Рисунок 1 иллюстрирует изменение величины массовых коэффициентов ослабления в зависимости от энергии рентгеновских квантов для различных веществ.

Из рисунка видно, что по крайней мере для легких веществ отношение сечений взаимодействия при заданных энергиях фотонов является величиной, однозначно характеризующей поглощающую ткань. Для идентификации ткани введем характеристические углы, определяемые выражениями:

$$\theta = \arccos \left( \frac{\mu_{ob,h}}{\sqrt{\mu_{ob,h}^2 + \mu_{ob,l}^2 + \mu_{ob,m}^2}} \right), \quad (1)$$

$$\varphi = \arctg \left( \frac{\mu_{ob,m}}{\mu_{ob,l}} \right)$$

где  $\mu_{ob,h}$  – сечение взаимодействия ткани включения на высоких энергиях;  $\mu_{ob,m}$  – на средних энергиях;  $\mu_{ob,l}$  – на низких энергиях.

Выявим изменение величины характеристических углов с ростом эффективного атомного номера поглощающей ткани. Предполо-

жим, что исследование выполняется с применением полихроматического источника излучения (рентгеновской трубки) при максимальных напряжениях 50, 80 и 120 кВ. Пусть общая фильтрация излучения составляет 20 мм алюминия, что примерно эквивалентно фильтрации излучения грудной клеткой взрослого человека. Расчет произведем для эффективных значений энергии рентгеновских квантов. Необходимые для расчета справочные данные содержатся в таблице 2.

По данным таблицы 2 построены графики (рисунок 2), отражающие характер зависимости углов  $\theta$  и  $\varphi$ , рассчитанных при эффективных энергиях монохроматического излучения – 40,8, 54,5, 72,1 кэВ, от эффективного атомного номера  $Z_{эфф}$ .

Нетрудно видеть, что предлагаемая методика измерений работает в области органических соединений ( $Z_{эфф} < 26$ ), где зависимость характеристических углов от эффективного атомного номера сильно выражена. Таким образом, соотношения (1) могут служить количественным критерием идентификации тканей организма человека.

Для практической реализации метода измерений выразим  $\mu_{об}$  из закона экспоненциаль-

Таблица 2. Массовые коэффициенты ослабления при различных эффективных энергиях квантов, см<sup>2</sup>/г. Общая фильтрация излучения 20 мм Al /5/

Напряжение на трубке, кВ	40	50	60	70	80	90	100	110	120	
Эффективная энергия квантов, кэВ	36,1	40,8	46,2	50,4	54,5	58,9	63,0	67,4	72,1	
Эффективный атомный номер, $Z_{эфф}$	6	0,22	0,72	2,43	2,94	4,84	6,48	22,59	16,95	18,73
	13	0,21	0,54	1,74	2,10	3,43	4,60	16,31	12,33	13,64
	20	0,19	0,42	1,25	1,50	2,43	3,25	11,69	8,91	9,87
	22	0,19	0,36	1,00	1,19	1,92	2,56	9,24	7,11	7,88
	26	0,18	0,32	0,82	0,97	1,55	2,06	7,48	5,80	6,43
	29	0,18	0,29	0,69	0,80	1,26	1,67	6,06	4,75	5,26
	47	0,17	0,26	0,59	0,68	1,06	1,40	5,05	4,00	4,43
	79	0,17	0,24	0,51	0,58	0,90	1,17	4,21	3,36	3,73
	82	0,17	0,22	0,44	0,50	0,76	0,99	3,51	2,84	3,14

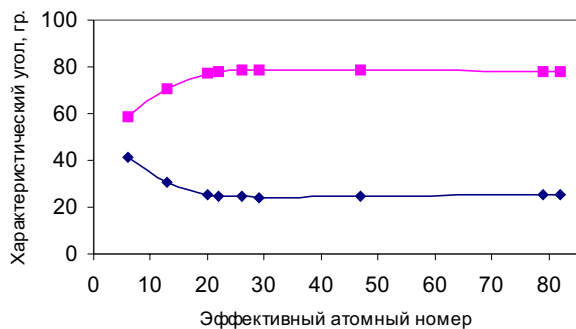


Рисунок 2. Изменение величины характеристических углов с ростом эффективного атомного номера поглощающей ткани

ного ослабления монохроматического рентгеновского потока и заменим уравнения (1) эквивалентными соотношениями:

$$\theta = \arccos \left( \frac{\ln \left( \frac{I_f}{I_{об}} \right)_h}{\sqrt{\ln^2 \left( \frac{I_f}{I_{об}} \right)_h + \ln^2 \left( \frac{I_f}{I_{об}} \right)_m + \ln^2 \left( \frac{I_f}{I_{об}} \right)_l}} \right),$$

$$\varphi = \arctg \left( \frac{\ln \left( \frac{I_f}{I_{об}} \right)_m}{\ln \left( \frac{I_f}{I_{об}} \right)_l} \right) \quad (2)$$

где  $I_{об}, I_f$  – интенсивности рентгеновского излучения, измеренные по полю рентгеновского снимка в области включения и фона соответственно.

Проведя измерения интенсивности излучения в каждой точке зарегистрированных зональных изображений и вычислив величину характеристических углов с помощью соотношений (2), можно синтезировать результирующее изображение в градациях  $\theta$  или  $\varphi$  и дифференцировать ткани по эффективным атомным номерам, не имея представления об их геометрических размерах и плотности. Если предварительно выполнить калибровку системы по образцам с известным  $Z_{эфф}$ , то методика субтрактивного синтеза зональных изображений, улучшающая соотношение сигнал/шум [1, 6], может быть дополнена количественным критерием оценки физического характера образований.

Метрологические ограничения предложенной методики измерений обусловлены квантовой природой излучения и неточностью расчетной формулы (2), не учитывающей эффект замещения тканей.

Отметим, что немонотонность применяемого тормозного рентгеновского излучения не является принципиальным ограничением метода и влияет лишь на результаты калибровки системы. С учетом немонотонности рентгеновского пучка логарифмический контраст тканей, измеренный по изображению, должен быть преобразован к виду:

$$\ln \frac{I_f}{I_{об}} = \ln \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi(E)\Psi(E) \exp \left[ - \int_0^t \mu_f(E, t) dt \right] dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi(E)\Psi(E) \exp \left[ - \int_0^t \mu_{об}(E, t) dt \right] dE},$$

где  $\Phi(E)$  – спектральная плотность интенсивности излучения, генерируемого рентгеновской

трубкой;  $\Psi(E)$  – спектральная чувствительность рентгеновского детектора;  $\mu_f(E, t)$  и  $\mu_{ob}(E, t)$  – распределение линейных коэффициентов ослабления излучения в области фона и включения соответственно;  $t$  – толщина ткани в направлении просвечивания.

Поскольку взаимное перераспределение вещества на отрезке, отложенном вдоль линии распространения коллимированного рентгеновского пучка, не изменяет величину

$$\int_0^t \mu_{ob}(E, t) dt,$$

то при фиксированных линейных размерах локального включения глубина его залегания не влияет на результат измерения интенсивности излучения в области включения, а следовательно, и на величину определенного выше логарифмического контраста тканей.

Генерация рентгеновского излучения рентгеновской трубкой и взаимодействие этого излучения с объектом исследования носят случайный характер. Поэтому поток рентгеновских квантов, регистрируемый детектором, имеет Пуассоновское распределение, и стандартная погрешность измерений будет равна корню квадратному из среднего числа  $N$  зарегистрированных квантов

$$\sigma(N) = \sqrt{N}.$$

Пренебрегая монохроматичностью излучения и допуская, что интенсивность излучения пропорциональна количеству квантов и их энергии, можно записать:

$$I_f = N_f \cdot E \text{ и } I_{ob} = N_{ob} \cdot E,$$

где  $N_f$  и  $N_{ob}$  – среднее количество зарегистрированных квантов в области фона и объекта соответственно;  $E$  – энергия квантов, тогда

$$\sigma^2(I_f) = \sigma^2(N_f)E^2 = N_f E^2 \text{ и}$$

$$\sigma^2(I_{ob}) = \sigma^2(N_{ob})E^2 = N_{ob} E^2.$$

Величины  $I_f$  и  $I_{ob}$ , входящие в соотношение (2), подвергаются прямым измерениям, а характеристические углы  $\theta$  и  $\varphi$ , значения которых необходимо измерить, являются известными функциями аргументов  $I_f$  и  $I_{ob}$ :

$$\theta = f_\theta(I_{f,h}, I_{f,m}, I_{f,l}, I_{ob,h}, I_{ob,m}, I_{ob,l}),$$

$$\varphi = f_\varphi(I_{f,m}, I_{f,l}, I_{ob,m}, I_{ob,l}).$$

Полагая, что в измерениях случайных величин  $I_f$  и  $I_{ob}$  отсутствует статистическая связь, стандартные погрешности косвенных измерений углов  $\theta$  и  $\varphi$  примем равными:

$$\sigma(\theta) = \sqrt{\sum_{h,m,l} \left( \frac{\partial f_\theta}{\partial I_f} \right)^2 \cdot \sigma^2(I_f) + \sum_{h,m,l} \left( \frac{\partial f_\theta}{\partial I_{ob}} \right)^2 \cdot \sigma^2(I_{ob})},$$

$$\sigma(\varphi) = \sqrt{\sum_{m,l} \left( \frac{\partial f_\varphi}{\partial I_f} \right)^2 \cdot \sigma^2(I_f) + \sum_{m,l} \left( \frac{\partial f_\varphi}{\partial I_{ob}} \right)^2 \cdot \sigma^2(I_{ob})}.$$

Опуская несложные, но громоздкие вычисления, запишем:

$$\sigma(\theta) = \left[ \frac{m^2 + l^2}{(h^2 + m^2 + l^2)^2} \cdot \left( \frac{1}{I_{f,h}^2} \sigma^2(I_{f,h}) + \frac{1}{I_{ob,h}^2} \sigma^2(I_{ob,h}) \right) + \frac{h^2 m^2}{(m^2 + l^2)(h^2 + m^2 + l^2)^2} \cdot \left( \frac{1}{I_{f,m}^2} \sigma^2(I_{f,m}) + \frac{1}{I_{ob,m}^2} \sigma^2(I_{ob,m}) \right) + \frac{h^2 l^2}{(m^2 + l^2)(h^2 + m^2 + l^2)^2} \cdot \left( \frac{1}{I_{f,l}^2} \sigma^2(I_{f,l}) + \frac{1}{I_{ob,l}^2} \sigma^2(I_{ob,l}) \right) \right]^{1/2},$$

$$\sigma(\varphi) = \left[ \frac{l^2}{m^2 + l^2} \left( \frac{1}{I_{f,m}^2} \sigma^2(I_{f,m}) + \frac{1}{I_{ob,m}^2} \sigma^2(I_{ob,m}) \right) + \frac{m^2}{m^2 + l^2} \left( \frac{1}{I_{f,l}^2} \sigma^2(I_{f,l}) + \frac{1}{I_{ob,l}^2} \sigma^2(I_{ob,l}) \right) \right]^{1/2}.$$

Откуда, с учетом обозначений:

$$h = \mu_h \cdot \rho_{ob} \cdot t_{ob} = \ln \frac{I_{f,h}}{I_{ob,h}},$$

$$m = \mu_m \cdot \rho_{ob} \cdot t_{ob} = \ln \frac{I_{f,m}}{I_{ob,m}},$$

$$l = \mu_l \cdot \rho_{ob} \cdot t_{ob} = \ln \frac{I_{f,l}}{I_{ob,l}},$$

где  $\rho_{ob}$  – плотность ткани включения,  $t_{ob}$  – толщина ткани в направлении просвечивания, окончательно получим:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{\rho_{ob} \cdot t_{ob}} \left[ \frac{\mu_m^2 + \mu_l^2}{(\mu_h^2 + \mu_m^2 + \mu_l^2)^2} \left( \frac{1}{N_{f,h}} + \frac{1}{N_{ob,h}} \right) + \frac{\mu_h^2}{(\mu_h^2 + \mu_m^2 + \mu_l^2)^2} \times \left[ \frac{\mu_m^2}{(\mu_h^2 + \mu_m^2 + \mu_l^2)^2} \left( \frac{1}{N_{f,m}} + \frac{1}{N_{ob,m}} \right) + \frac{\mu_l^2}{(\mu_h^2 + \mu_m^2 + \mu_l^2)^2} \left( \frac{1}{N_{f,l}} + \frac{1}{N_{ob,l}} \right) \right] \right]^{1/2},$$

$$\sigma(\varphi) = \frac{1}{\rho_{ob} \cdot t_{ob}} \left[ \frac{\mu_1^2}{(\mu_m^2 + \mu_1^2)^2} \cdot \left( \frac{1}{N_{f,m}} + \frac{1}{N_{ob,m}} \right) + \frac{\mu_m^2}{(\mu_m^2 + \mu_1^2)^2} \cdot \left( \frac{1}{N_{f,l}} + \frac{1}{N_{ob,l}} \right) \right]^{1/2}$$

Таким образом, среднеквадратичные погрешности измерений характеристических углов  $\theta$  и  $\varphi$  обратно пропорциональны произведению плотности ткани на ее толщину, сложным образом зависят от соотношений сечений взаимодействия и снижаются с увеличением количества квантов, зарегистрированных по полю зональных изображений.

Согласно полученным выражениям для включений, имеющих идентичную физическую природу, погрешности в измерениях тем меньше, чем больше их линейные размеры в направлении просвечивания и соответственно выше контраст на изображении. Однако количество квантов, зарегистрированных в области включения, можно выразить формулой  $N_{ob} \sim \frac{N_{in}}{\exp(\mu_{ob} \cdot \rho_{ob} \cdot t_{ob})}$ , а так как входной поток квантов  $N_{in}$  всегда ограничен, то с увеличением контраста ткани количество квантов  $N_{ob}$  будет уменьшаться, что в определенный момент приведет к резкому увеличению погрешности. Поэтому погрешности измерений будут минимальными лишь в ограниченном по радиационному контрасту диапазоне.

Поскольку необходимым условием методики измерений является неравенство  $\mu_l > \mu_m > \mu_h$ , для дальнейшего анализа допустим, что в выражении, определяющем  $\sigma(\theta)$ , выполняется соотношение  $\mu_h^2 + \mu_m^2 + \mu_l^2 \approx \mu_m^2 + \mu_l^2$ , а в выражении, определяющем  $\sigma(\varphi)$ , – соотношение  $\mu_m^2 + \mu_l^2 \approx \mu_l^2$ , тогда:

$$\sigma(\theta) \approx \frac{1}{\rho_{ob} \cdot t_{ob}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_m^2 + \mu_l^2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{N_{f,h}} + \frac{1}{N_{ob,h}} + \frac{\mu_h^2}{\mu_m^2 + \mu_l^2}} \cdot \left[ \frac{1}{N_{f,l}} + \frac{1}{N_{ob,l}} + \frac{\mu_m^2}{\mu_l^2} \left( \frac{1}{N_{f,m}} + \frac{1}{N_{ob,m}} \right) \right]$$

$$\sigma(\varphi) \approx \frac{1}{\rho_{ob} \cdot t_{ob}} \cdot \frac{1}{\mu_l} \cdot \sqrt{\frac{1}{N_{f,m}} + \frac{1}{N_{ob,m}} + \frac{\mu_m^2}{\mu_l^2} \left( \frac{1}{N_{f,l}} + \frac{1}{N_{ob,l}} \right)}$$

Откуда следует, что для снижения статистической погрешности измерений необходимо выбирать как можно меньшие энергии излучения для формирования низкоэнергетического изображения, поскольку в этом случае быстро растет  $\mu_l$ , и как можно большие энергии для формирования средне- и высокоэнергетического изображений, поскольку тогда уменьшаются  $\mu_m$  и  $\mu_h$ .

При выводе соотношения (1) предполагалось, что  $t_{ob} \ll t_f$  и  $t_f - t_{ob} \approx t_f$ . Таким образом, формула (1) не учитывает, что во многих практических ситуациях может происходить не простое наложение тканей, а замещение основной ткани на ткань включения. В этом случае уравнения, определяющие интенсивность излучения в области фона и объекта, должны быть записаны так:

$$I_f = I_{in} \exp(-\mu_f \cdot \rho_f \cdot t_f),$$

$$I_{ob} = I_{in} \exp[-\mu_{obg} \cdot \rho_{ob} \cdot t_{ob} + (-\mu_f \cdot \rho_f \cdot (t_f - t_{ob}))].$$

Если теперь выразить логарифм отношения интенсивностей, то мы придем к соотношению:

$$\ln \frac{I_f}{I_{ob}} = t_{ob} (\mu_{ob} \cdot \rho_{ob} - \mu_f \cdot \rho_f).$$

Тогда формулы, определяющие характеристические углы, будут выглядеть следующим образом:

$$\theta = \arccos \left( \frac{\mu_{ob,h} \rho_{ob} - \mu_{f,h} \rho_f}{\sqrt{(\mu_{ob,h} \rho_{ob} - \mu_{f,h} \rho_f)^2 + (\mu_{ob,m} \rho_{ob} - \mu_{f,m} \rho_f)^2 + (\mu_{ob,l} \rho_{ob} - \mu_{f,l} \rho_f)^2}} \right),$$

$$\varphi = \arctg \left( \frac{\mu_{ob,m} \rho_{ob} - \mu_{f,m} \rho_f}{\mu_{ob,l} \rho_{ob} - \mu_{f,l} \rho_f} \right).$$

Следовательно, результаты измерений в общем случае зависят от физических свойств окружающей включение ткани и от плотности ткани включения. В частности, если контрастируется пузырь воздуха, то результаты вычислений по формуле (2) будут справедливы не для ткани включения, а для окружающей ткани.

В заключение отметим, что описанная в работе методика спектрозональной регистрации рентгеновских изображений помимо медицинской диагностики может применяться при решении поисковых задач и способна повысить эффективность существующих и вновь создаваемых поисково-досмотровых средств радиаци-

онного контроля. Однако практическая реализация предложенной методики измерений требует разработки и применения спектрозональных детекторов, обеспечивающих получение нескольких зональных изображений за одно включение высокого напряжения на рентгеновской трубке [7, 8].

**Список использованной литературы:**

1. Marziani M., Taibi A., Tuffanelli A., Gambaccini M. Dual-energy tissue cancellation in mammography with quasi-monochromatic x-rays. // *Phys. Med. Biol.* – 2002. – Vol. 47. – P. 305-313.
2. Rizescu C., Besliu C., Jipa. A. Determination of local density and effective atomic number by the dual-energy computerized tomography method with the  $^{192}\text{Ir}$  radioisotope. // *Nuc. Instr. and Meth.* – 2001. – Vol. A 465. – P. 584–599.
3. Masami Torikoshi, Takanori Tsunoo, Makoto Sasaki, Masahiro Endo, Yutaka Noda, Yumiko Ohno, Toshiyuki Kohno, Kazuyuki Hyodo, Kentaro Uesugi and Naoto Yagi. Electron density measurement with dual-energy x-ray CT using synchrotron radiation. // *Phys. Med. Biol.* – 2003. – Vol. 48. – P. 673–685.
4. В.Н. Hasegava, «Physics of Diagnostic Imaging», Course of Lectures, Chapter 4, p17.
5. XCOM: Photon Cross Sections on Personal Computer, by M.J. Berger and J.H. Hubbell, National Bureau of Standards. 1987. NBSIR 87– 3597.
6. Ricke J., Fischbach F., Freund T., et. al. Clinical results of CsI-detector-based dual-exposure dual energy in chest radiography. // *Eur. Radiol.* – 2003. Vol. 13. – P. 2577-2582.
7. Lelyukhin A.S., Kornev E.A. Spectrozonal x-ray detector. // *Biomedical Engineering.* – 2004. – Vol. 38, No. 4. – P. 13-16.
8. Ryzhikov V.D., Naydenov S.V., Grinyov B.V., Lisetskaya E.K., Kozin D.N., Opolonin A.D., Starzhinskiy N.G. Multi-energy radiography on the basis of “scintillator–photodiode” detectors. // *Nuc. Instr. and Meth.* – 2003. – Vol. A 505. – P. 549–551.