

Список использованных источников

1. Гелевер В.Д. Система линз для оптимально формирования субмикронных электронных зондов// Известия Академии Наук, Сер. Физическая– 2000–64(8)–Р.1584
2. Гелевер В.Д. Патент РФ № 2452052 от 27.12.12. Рентгеновский микроскоп наноразрешения.
3. Гелевер В. Разработка электронно- рентгеновского микроскопа (ЭРМ) для исследования наноструктурных объектов// Наноиндустрия– 2008–№6–С. 32–35

КРИТЕРИИ АДЕКВАТНОСТИ МОДЕЛЕЙ ДОСМОТРОВЫХ КОМПЛЕКСОВ С ФУНКЦИЕЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВ ОБЪЕКТОВ КОНТРОЛЯ

Осипов С.П., Чахлов С.В., Осипов О.С., Штейн А.М., Удод В.А., Ван Яньчжао
Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

Введение

В настоящее время метод цифровой радиографии широко используются в досмотровом контроле ручной клади, багажа, транспортных средств и контейнеров [1–4]. Для идентификации веществ инспектируемых объектов и их фрагментов применяют метод дуальных энергий (МДЭ) [4–6]. Под идентификацией понимается соотнесение веществ объектов контроля с одной из нескольких больших групп веществ, представляющих интерес, по некоторому параметру. В качестве параметра идентификации используется либо эффективный атомный номер вещества [7–9] непосредственно, либо некоторая функция от него [5,7,8]. Существует несколько подходов как к формированию исходных радиографических изображений МДЭ, так и к трансформации их в конечные изображения МДЭ или в изображения идентификационного параметра. Указанные подходы достаточно подробно описаны в работе [7]. Различные физические факторы существенным образом влияют на качество идентификации веществ объектов контроля как для низкоэнергетического [10], так и для высокоэнергетического рентгеновского излучения [11]. В литературе не в полной мере рассмотрены вопросы, связанные с адекватностью математических моделей цифровых радиографических систем с функцией идентификации материалов объектов контроля (ОК) и их фрагментов. Логично допустить, что критерий адекватности для анализируемых систем главным образом зависит от физической сущности используемого параметра идентификации.

1. Обобщённый критерий адекватности моделей систем идентификации методом дуальных энергий

Пусть \mathbf{A} конечное множество, любой элемент $a \in \mathbf{A}$ сопоставляется с одной и только одной группой из упомянутых выше групп веществ. Наиболее удобно для сопоставления использовать эффективный атомный номер, который является средним атомным номером для смеси материалов в данном объекте. Вещество фрагмента ОК должно быть идентифицировано вне зависимости от его размера в направлении просвечивания H и плотности ρ . В качестве интегральной характеристики можно принять произведение ρH . С прикладной точки зрения интересен диапазон изменения ρH – $[\rho H_{\min}, \rho H_{\max}]$, в котором вещество из группы $a \in \mathbf{A}$ достоверно идентифицируется с заданной доверительной вероятностью. Тестовый объект может состоять только из конечного количества фрагментов, поэтому логично определить множества

$$\mathbf{R}(a) = \{\rho H_i(a), i = 1..n(a), a \in \mathbf{A}\}, \quad (1)$$

где $n(a)$ – количество фрагментов с варьируемым параметром ρH для элемента a (группы веществ). Введём множество M_i , которое назовём областью потребительского интереса, следующим образом

$$M_i = \{(\rho H, a) : \rho H \in \mathbf{R}(a); a \in \mathbf{A}\}. \quad (2)$$

В процессе обработки первичных радиографических изображений метода дуальных энергий для каждого фрагмента ОК вычисляется пара промежуточных параметров, пара параметров МДЭ и конечный идентифицирующий параметр. Любые из указанных групп параметров могут быть использованы для построения критерия адекватности. Пусть совокупность векторов $\mathbf{p}=(p_1, p_2, \dots, p_k)$ используется для построения критерия адекватности систем идентификации. Назовём эти вектора векторами параметров критерия. Для построения критерия используются наборы двух векторов – теоретического \mathbf{p} и экспериментального – $\tilde{\mathbf{p}}$. Приведём искомый критерий в максимально обобщённом виде

$$M_i \subset M^* = \{(\rho H, a) : |p_i(\rho H, a) - \tilde{p}_i(\rho H, a)| \leq \Delta p_i(\rho H, a); i = 1, k\}, \quad (3)$$

здесь $\Delta p_i(\rho H, a)$ – предельные отклонения теоретических и экспериментальных параметров.

Приведём словесную формулировку критерия (3). Адекватность анализируемой модели считается подтвержденной, если множество M_i , определяющее область потребительского интереса, является подмножеством $M^* = \{(\rho H, a)\}$ пар значений ρH и a , для которых близки по координатам теоретические и экспериментальные вектора проверяемых параметров. Конкретизация критерия адекватности математических моделей системы идентификации, основанного на выражении (3), существенным образом зависит от подхода к идентификации, и от параметров критерия. Ниже рассмотрим два подхода к идентификации – идентификации по эффективному атомному номеру и идентификации по уровневым функциям.

2. Идентификация по эффективному атомному номеру

Способ идентификации вещества ОК по эффективному номеру методом дуальных энергий сводится к формированию двух первичных радиографических изображений и их последующей обработке. Первичные радиографические изображения формируются в результате сканирования ОК пучками рентгеновского излучения с максимальными энергиями E_1 и E_2 . Первичные радиографические изображения трансформируются на первом этапе обработки в изображения метода дуальных энергий, а на втором этапе – в конечное идентификационное изображение, которое для анализируемого случая будет представлять собой распределение эффективного атомного номера Z по поверхности первичного радиографического изображения. Алгоритм идентификации вещества объекта контроля методом дуальных энергий подробно изложен в работах [7–13]. Для оценки адекватности соответствующей математической модели необходимо сравнить модельные (теоретические) конечные идентификационные изображения объекта контроля с изображениями, полученными экспериментальным путем. В качестве ОК логично использовать тестовый объект, предельные значения параметров которого удовлетворяют запросам потребителя радиографического комплекса. В работе [7] приведено обобщенное описание тестового объекта, состоящего из фрагментов с одинаковыми квадратными сечениями. Сопоставим с элементом множества $a \in \mathbf{A}$, описанного в первом разделе, значение эффективного атомного номера Z . Фрагменты тестового объекта характеризуется парой чисел $(\rho H, Z)$, где ρH – толщина фрагмента в г/см², Z – эффективный атомный номер.

В результате первичной обработки исходных радиографических изображений тестового объекта \mathbf{I}_1 и \mathbf{I}_2 , соответствующих максимальным энергиям рентгеновского излучения E_1 и E_2 , могут быть оценены средние значения лучевых толщин всех фрагментов тестового объекта для энергий E_1 и E_2 . Фрагмент с характеристиками $(\rho H, Z)$ ставится в соответствие с его лучевыми толщинами $Y_1(\rho H, Z) = Y(E_1, \rho H, Z)$ и $Y_2(\rho H, Z) = Y(E_2, \rho H, Z)$, измеряемыми в длинах свободного пробега (д.с.п.).

На следующем этапе для всех фрагментов $(\rho H, Z)$, $\rho H \in \mathbf{R}(a)$, $a \in \mathbf{A}$ находятся параметры метода дуальных энергий $A(\rho H, Z)$ и $B(\rho H, Z)$, $A(\rho H, Z) \approx \rho H$, $B(\rho H, Z) \approx \rho H F(Z)$. Для источников рентгеновского излучения с максимальной энергией до 150 кэВ функция

$F(Z) \approx Z^{3,8}$ [14], а для источников высокоэнергетического рентгеновского излучения с максимальной энергией свыше 1,022 МэВ функция $F(Z) \approx Z$ [1].

Заключительный этап алгоритма сводится к оценке эффективных атомных номеров веществ всех фрагментов ОК, то есть набора $\tilde{Z}(\rho H, Z)$, $\rho H \in \mathbf{R}(Z)$, $Z \in \mathbf{A}$. Формула для получения указанных оценок имеет следующий вид

$$\tilde{Z}(\rho H, Z) = F^{-1} \left(\frac{B(\rho H, Z)}{A(\rho H, Z)} \right), \quad (4)$$

где F^{-1} – функция обратная к F . Конкретизация критерия адекватности (3) применительно к идентификации по эффективному атомному номеру в формализованном виде имеет

$$M_I \subset M^* = \{(\rho H, Z) : |\tilde{Z}(\rho H, Z) - Z_I(\rho H, Z)| \leq \Delta Z(\rho H, Z)\}. \quad (5)$$

Здесь в первом приближении зададим $Z_I(\rho H, Z) = Z$.

Представленный выше метод назовём критерием адекватности идентификации по эффективному атомному номеру (конечному параметру МДЭ). В соответствии с разделом 1 в качестве критерия адекватности может быть использован подход, основанный на анализе пар экспериментальных исходных или промежуточных изображений МДЭ с парами теоретических изображений. Такой подход для рассматриваемого случая является обоснованным, так как равенство теоретических и экспериментальных изображений обуславливает равенство конечных изображений МДЭ. Указанный вывод не требует доказательств, потому что и в случае экспериментальных исследований, и в случае теоретических исследований алгоритм трансформации исходных изображений в конечные изображения один и тот же.

Назовём соответствующий критерий критерием адекватности по промежуточным параметрам МДЭ $Y_1(\rho H, Z)$ and $Y_2(\rho H, Z)$. Далее формализуем введённый критерий применительно к тестовому объекту. Формализация критерия осуществляется по аналогии с подходом, основанным на выражении (3). Критерий адекватности по промежуточным параметрам МДЭ имеет вид

$$M_I \subset M^* = \{(\rho H, Z) : |p_i(\rho H, Z) - \tilde{p}_i(\rho H, Z)| \leq \Delta p_i(\rho H, Z); i = 1, 2\}. \quad (6)$$

В качестве пар теоретических и экспериментальных параметров p_1, p_2 и \tilde{p}_1, \tilde{p}_2 в выражении (6) могут быть использованы соответствующие значения лучевых толщин $Y(E_1, \rho H, a)$ и $Y(E_2, \rho H, a)$ или конечные параметры метода дуальных энергий – $A(\rho H, Z)$ и $B(\rho H, Z)$.

Несмотря на абсолютную физическую прозрачность второго критерия адекватности, применение его на практике вызывает определённые затруднения. Они связаны с необходимостью предварительных расчётов предельных отклонений промежуточных параметров, основываясь на предельных отклонениях по эффективному атомному номеру. Предельные отклонения по эффективному атомному номеру являются более понятными потребителям разрабатываемых систем идентификации веществ ОК и их фрагментов. Основываясь этом замечании будем придерживаться критерия (5) для идентификации по эффективному атомному номеру.

3. Идентификация по методу функций уровней

Метод идентификации веществ объектов контроля методом функций уровней подробно описан в работе [7]. Метод основан на вычислении для каждой точки исходных радиографических изображений идентификационного параметра q . Значение идентификационного параметра q в точке с координатами (x, y) вычисляется с помощью выражения.

$$q(x, y) = \frac{Y_2(x, y)}{Y_1(x, y)} = Q(Y_1(x, y)). \quad (7)$$

Отношение q рассматривается как некоторая функция от лучевой толщины для источника рентгеновского излучения с максимальной энергией E_1 .

Здесь для максимальных энергий рентгеновского излучения, меньших 1 МэВ, выберем $E_2 < E_1$, а для максимальных энергий, больших 1 МэВ, – $E_2 > E_1$

Функции $Q(Y_1(x, y))$ формируются по специальным тестовым объектам, описанным в разделах 1 и 2, для всех классов a , $a \in \mathbf{A}$ идентифицируемых веществ и служат для построения набора уровневых функций $U_-(Y_1(x, y))$ и $U_+(Y_1(x, y))$.

Вещество объекта контроля по лучу, соединяющему излучающую точку и точку (x, y) , будет отнесено к классу a , $a \in \mathbf{A}$, если выполняется следующее соотношение

$$U_-(Y_1(x, y), a) \leq q(x, y) < U_+(Y_1(x, y), a). \quad (8)$$

Для конкретизации исходного критерия адекватности (3) применительно к идентификации веществ ОК методом функций уровней воспользуемся тем, что набор уровневых функций однозначно определяется набором функций $Q(Y_1(x, y), a)$, $a \in A$. Здесь с классом веществ a сопоставляется наиболее характерное для этого класса вещество. К таким веществам отнесем полиэтилен, алюминий, железо.

Первый вариант конкретизирующего критерия можно назвать критерием идентифицирующих функций. Воспользовавшись подходом из первого раздела, получим следующее формальное описание критерия адекватности

$$M_i \subset M^* = \{(\rho H, a) : |Q(Y_1(\rho H, a)) - \tilde{Q}(Y_1(\rho H, a))| \leq \Delta Q(Y_1(\rho H, a))\}. \quad (9)$$

Критерий адекватности моделей, основанный на выражении (9), имеет существенно меньшую зависимость от изменения взаимного геометрического положения тестового объекта и досмотрового комплекса, чем критерий адекватности по конечным параметрам МДЭ, приведенный в первом разделе. Вторая конкретизация критерия (3) аналогична критерию адекватности по промежуточным параметрам метода дуальных энергий, описанному в предыдущем разделе. Следует отметить, что конечное замечание, приведённое в разделе 2 справедливо и для текущего раздела. Поэтому при сопоставлении теоретических и экспериментальных результатов целесообразно придерживаться критерия адекватности (9).

4. Вычислительные формулы

4.1. Идентификация по эффективному атомному номеру

Теоретические значения лучевых толщин фрагмента $(\rho H, Z)$ для источников рентгеновского излучения с максимальными энергиями E_1 , E_2 находятся с помощью выражений [7]

$$Y_1(\rho H, Z) = -\ln \left\{ \frac{\text{int} \left(N_{01} \int_0^{E_1} E_{ab}(E) f(E, E_1) \varepsilon(E, h) e^{-m(E, Z) \rho H} dE / \Delta I \right)}{\text{int} \left(N_{01} \int_0^{E_1} E_{ab}(E) f(E, E_1) \varepsilon(E, h) dE / \Delta I \right)} \right\}, \quad (10)$$

$$Y_2(\rho H, Z) = -\ln \left\{ \frac{\text{int} \left(N_{02} \int_0^{E_2} E_{ab}(E) f(E, E_2) \varepsilon(E, h) e^{-m(E, Z) \rho H} dE / \Delta I \right)}{\text{int} \left(N_{02} \int_0^{E_2} E_{ab}(E) f(E, E_2) \varepsilon(E, h) dE / \Delta I \right)} \right\}.$$

Здесь N_{01} , N_{02} – количество квантов рентгеновского излучения с максимальными энергиями E_1 и E_2 , регистрируемых детектором, при отсутствии ОК; $E_{ab}(E)$ – среднее значение поглощенной энергии зарегистрированного фотона с энергией E ; $f(E, E_i)$ – энергетический спектр рентгеновского излучения с максимальной энергией E_i ; $\varepsilon(E, h)$ –

эффективность регистрации фотона с энергией E сцинтиллятором толщиной h ; $m(E, Z)$ – массовый коэффициент ослабления фотонного излучения с энергией E ; $\text{int}(x)$ – целая часть числа x ; ΔI – интервал квантования.

В работах [7, 13] приводятся системы интегральных параметрических уравнений для нахождения параметров метода дуальных энергий A и B . Исходя из цели, поставленной в работе, будем использовать систему уравнений для нахождения A и B , близкую к (10),

$$\begin{aligned}
 -\ln \left\{ \frac{\int_0^{E_1} E_{ab}(E) f(E, E_1) \varepsilon(E, h) e^{-g_1(E)A - g_2(E)B} dE}{\int_0^{E_1} E_{ab}(E) f(E, E_1) \varepsilon(E, h) dE} \right\} &= Y_1(\rho H, Z), \\
 -\ln \left\{ \frac{\int_0^{E_2} E_{ab}(E) f(E, E_2) \varepsilon(E, h) e^{-g_1(E)A - g_2(E)B} dE}{\int_0^{E_2} E_{ab}(E) f(E, E_2) \varepsilon(E, h) dE} \right\} &= Y_2(\rho H, Z).
 \end{aligned} \tag{11}$$

Здесь $g_1(E)$, $g_2(E)$ – энергетические зависимости эффектов взаимодействия фотонного излучения с веществом фрагмента. Индексу «1» соответствует эффект Комптона. Индексу «2» соответствует фотоэффект для диапазона максимальных энергий рентгеновского излучения меньших 1,022 МэВ и эффект рождения пар для диапазона максимальных энергий рентгеновского излучения больших 1,022 МэВ. Отметим, что система (11) выведена при условии $\Delta I \approx 0$, то есть для АЦП с бесконечным количеством разрядов. В работе [10] достаточно подробно рассмотрен вопрос, связанный с влиянием разрядности АЦП на точность определения эффективного атомного номера. В результате решения систем (11) для каждого фрагмента тестового объекта $(\rho H, Z)$ определяются параметры метода МДЭ – $A(\rho H, Z)$ и $B(\rho H, Z)$.

Выше подчеркнуто, что на последнем этапе алгоритма для фрагмента $(\rho H, Z)$ находится оценка эффективного атомного номера

$$Z_t = F^{-1} \left(\frac{B}{A} \right). \tag{12}$$

Функция F^{-1} имеет различный вид для диапазонов низкоэнергетической и высокоэнергетической реализаций МДЭ. Для низкоэнергетической реализации – $F^{-1} \left(\frac{B}{A} \right) = 3,8 \sqrt{\frac{B}{A}}$, а для высокоэнергетической – $F^{-1} \left(\frac{B}{A} \right) = \frac{B}{A}$. Очевидно, что существует различие между оценкой эффективного атомного номера Z_t и его идеальным значением Z . Указанное различие вызывается несколькими причинами, например, погрешностью интегрирования, дискретизацией, вычислительной погрешностью при решении системы нелинейных уравнений (11) и другими.

Каждый элемент исходных радиографических изображений тестового объекта \mathbf{I}_1 и \mathbf{I}_2 представляет собой целое число, принимающее значения от 0 до $2^m - 1$, где m – разрядность АЦП. Исходные изображения подвергаются калибровке по «чёрному» и по «белому», а затем логарифмируются. Для фрагментов тестового объекта контроля с характеристиками $(\rho H, Z)$ определяются экспериментальные оценки лучевых толщин $\tilde{Y}_1(\rho H, Z)$, $\tilde{Y}_2(\rho H, Z)$. Значения $\tilde{Y}_1(\rho H, Z)$ и $\tilde{Y}_2(\rho H, Z)$ используются в качестве правой части системы (11) с целью получения вначале экспериментальных оценок параметров МДЭ – $\tilde{A}(\rho H, Z)$ и $\tilde{B}(\rho H, Z)$, а затем экспериментальной оценки эффективного атомного номера – \tilde{Z} , которая осуществляется с помощью формулы (12).

4.2. Идентификация по методу функций уровней

Теоретическое значение параметра Q для фрагмента с исходными характеристиками $(\rho H, Z)$ и соответствующими лучевыми толщинами $Y_1(\rho H, Z)$ и $Y_2(\rho H, Z)$ находятся по формуле

$$Q(Y_1(\rho H, Z)) = \frac{Y_2(\rho H, Z)}{Y_1(\rho H, Z)}. \quad (13)$$

Для оценки лучевых толщин $Y_1(\rho H, Z)$ и $Y_2(\rho H, Z)$ используются выражения (10). Соответствующие экспериментальные значения параметра идентификации \tilde{Q} для фрагмента с параметрами $(\rho H, Z)$ находятся подстановкой в (13) экспериментальных значений лучевых толщин – $\tilde{Y}_1(\rho H, Z)$ и $\tilde{Y}_2(\rho H, Z)$. Отметим, что теоретические и экспериментальные зависимости $Q(\rho H, Z)$ для уменьшения влияния пространственных отклонений положения фрагментов ОК перед сравнением друг с другом целесообразно трансформировать в зависимости $Q(Y_1)$.

5. Экспериментальная проверка адекватности моделей систем идентификации методом дуальных энергий

Проверка степени близости теоретических и экспериментальных параметров идентификации проводилась на инспекционном досмотровом комплексе Томского политехнического университета. Область потребительского интереса ограничивалась множеством

$$M_I = \{(\rho H, a) : \rho H \in \mathbf{R}(a) = \{20, 40, 60, 80, 100\}; a \in \mathbf{A} = \{6, 13, 26\}\}. \quad (14)$$

Любой элемент a из множества \mathbf{A} ассоциирован с эффективным атомным номером вещества Z . В область потребительского интереса включены объекты контроля из материалов с небольшими значениями эффективных атомных номеров, что обусловлено необходимостью в линейном описании зависимости $g_2(E)$ от эффективного атомного номера. Отметим, что в (14) реальные значения Z и ρH могут незначительно отличаться от ассоциируемых значений. В высокоэнергетической реализации МДЭ первичные радиографические изображения формировались для пары максимальных энергий рентгеновского излучения $E_1=4,5$ МэВ, $E_2=9$ МэВ. Для описания энергетического спектра рентгеновского излучения бетатронов использовали формулу Шиффа [15].

Зависимости массовых коэффициентов ослабления фотонного излучения от энергии $m(E)$, необходимые для вычисления теоретических значений промежуточных параметров $Y_1(\rho H, Z)$ и $Y_2(\rho H, Z)$, заимствованы из библиотек ядерных данных [16, 17]. Энергетические зависимости $g_1(E)$, $g_2(E)$ эффектов Комптона и рождения пар также были взяты из библиотек [16, 17]. Для регистрации рентгеновского излучения в инспекционном досмотровом комплексе Томского политехнического университета применены детекторы на основе сцинтиллятора CdWO_4 длиной 35 мм. Аналого-цифровой преобразователь имеет разрядность $m=16$. Экспериментально проверялись два критерия адекватности моделей систем идентификации методом дуальных энергий – критерий адекватности идентификации по эффективному атомному номеру и критерий адекватности идентификации по методу функций уровней. На рис. 1 приведены теоретические, расчётные и экспериментальные зависимости $Z_{\text{eff}}(\rho H)$. Из анализа данных, приведённых на рис.1, можно сделать вывод об адекватности модели идентификации по эффективному атомному номеру для рассматриваемой области потребительского интереса (14) и допустимых предельных отклонений $\Delta Z_{\text{eff}} \approx 5$ эффективного атомного номера.

На рис. 2 приведены расчётные и экспериментальные зависимости параметров идентификации $Q(Y_1)$.

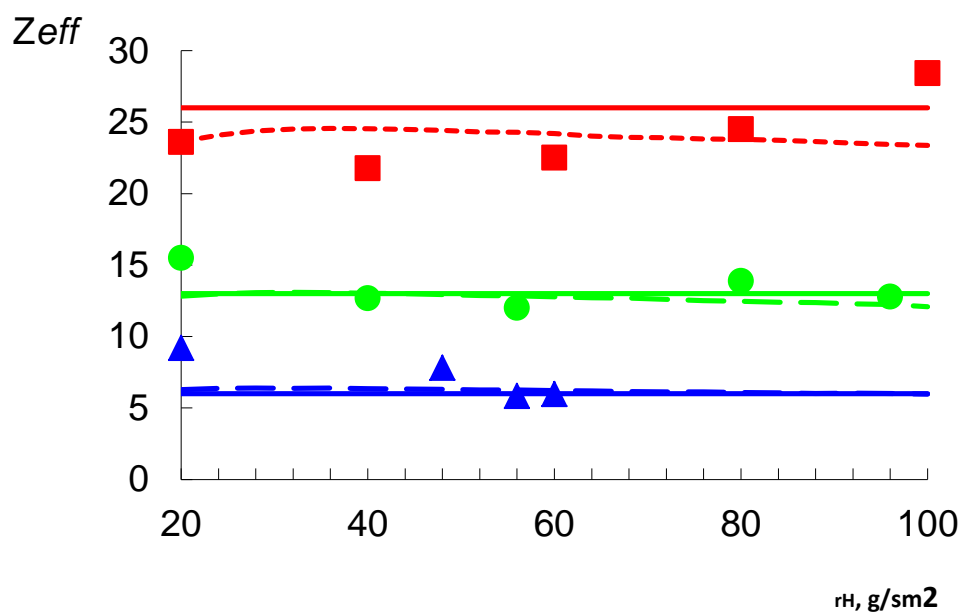


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные зависимости $Z_{eff}(\rho H)$:
 — теория, - - - расчёт, ■ — эксперимент, материал – Fe;
 — теория, - - - расчёт, ● — эксперимент, материал – Al;
 — теория, - - - расчёт, ▲ — эксперимент, материал – $(CH_2)_n$

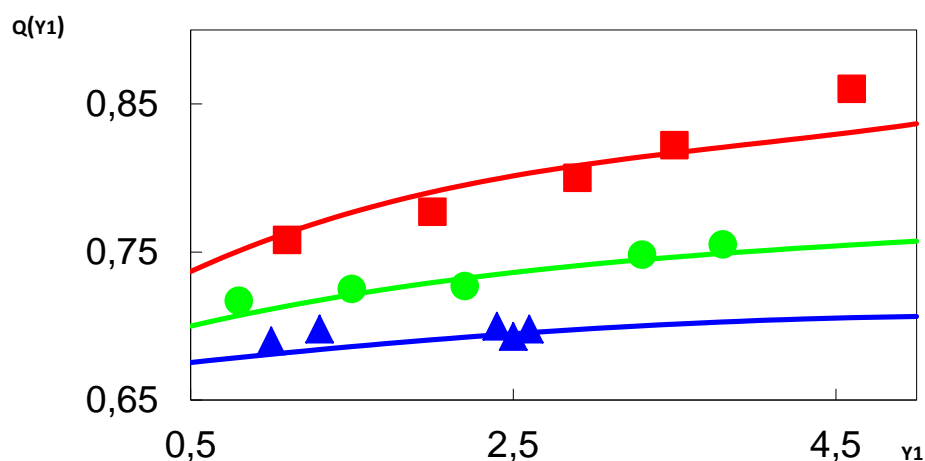


Рис. 2. Расчётные и экспериментальные зависимости $Q(Y_1)$:
 - - - расчёт, ■ — эксперимент, материал – Fe;
 - - - расчёт, ● — эксперимент, материал – Al;
 - - - расчёт, ▲ — эксперимент, материал – $(CH_2)_n$

Из анализа данных, приведённых на рис. 2, можно сделать вывод об адекватности модели идентификации методом функций уровней для рассматриваемой области потребительского интереса (14) и допустимых предельных отклонений $\Delta Q \approx 0,012$ параметра идентификации.

Резюме

Приведенные в работе критерии адекватности моделей досмотровых комплексов с функцией идентификации веществ объектов контроля и их фрагментов методом дуальных энергий могут быть использованы при проектировании, а также для количественного

сравнения качества различных комплексов. Проанализированы два основных подхода к построению критериев адекватности – по конечным и промежуточным параметрам метода дуальных энергий. Критерии конкретизированы применительно к идентификации по эффективному атомному номеру и по методу функций уровней. Результаты сравнения экспериментальных и теоретических оценок идентификационных параметров фрагментов тестового объекта, просканированного щелевыми пучками рентгеновского излучения с максимальными энергиями 4,5 и 9 МэВ, подтверждают работоспособность предложенных критериев адекватности.

Авторы с благодарностью отмечают финансовую поддержку Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере научной деятельности, а также финансовую поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-08-98027)

Список использованных источников

1. Runkle, R.C., White, T.A., Miller, E.A., Caggiano, J.A., Collins, B.A. Photon and neutron interrogation techniques for chemical explosives detection in air cargo: A critical review // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment– 2009–Vol. 603– No. 3– PP. 510–528
2. Reed, W.A. Nondestructive Testing and Inspection Using Electron Linacs // Industrial Accelerators and Their Applications. Edited by Hamm R.W., Hamm M.E. Singapore: Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2012 – pp. 307–369.
3. Mery, D. Computer vision technology for X-ray testing //Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring. – 2014– Vol. 56– No. 3– PP. 147–155
4. Kolkoori, S, Wrobel, N, Osterloh, K, Redmer, B, Deresch, A, Ewert, U. High-Energy Radiography for Detecting Details in Highly Complex Packings // Materials Testing – 2013– Vol. 55– No. 9– PP. 683–688
5. Rebuffel, V., Dinten, J.M. Dual-energy X-ray imaging: benefits and limits// Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring. – 2007– Vol. 49– No. 10– PP. 589–594
6. Fuchs, T., Keßling, P., Firsching, M., Nachtrab, F., Scholz, G. Industrial Applications of Dual X-ray Energy Computed Tomography (2X-CT)// Non-destructive Testing of Materials and Structures. Springer Netherlands– 2013– Vol. 6– PP. 97–103
7. Chakhlov, S.V., Osipov, S.P. Vysokoenergeticheskii metod dual'nykh energii dlya identifikatsii ve-shchestv ob"ektov kontrolya [High-energy digital X-ray imaging method for substance identification]. Kontrol'. Diagnostika ('Testing. Diagnostics'). – 2013– V.183– No. 9– PP. 9–17
8. Mery D. X-ray Testing: The State of the Art // The e-Journal of Nondestructive Testing & Ultrasonics (www.ndt.net) – 2013– Vol. 18– No 9– 12 p.
9. Ji Sung, Park and Jong Kyung Kim. Calculation of Effective Atomic Number and Normal Density Using a Source Weighting Method in a Dual Energy X-ray Inspection System// Journal of the Korean Physical Society– 2011– Vol. 59– No. 4– PP. 2709–2713
10. Klimenov, V.A., Osipov, S.P., Temnik, A.K. Identification of the substance of a test object using the dual-energy method // Russian Journal of Nondestructive Testing – 2013– Vol. 49– No. 11– pp. 642-649
11. Osipov S.P., Temnik A.K., Chakhlov S.V. The Effects of Physical Factors on the Quality of the Dual High Energy Identification of the Material of an Inspected Object // Russian Journal of Nondestructive Testing – 2014– Vol. 50– No. 8– PP. 491–498
12. Xing, Y., Zhang, L., Duan, X., Cheng, J., Chen, Z. A reconstruction method for dual high-energy CT with MeV X-rays // IEEE Transactions on Nuclear Science – 2011– Vol. 58– No 2– PP. 537–546
13. Nedavnii O.I., Osipov S.P., Sidulenko O.A. Computational aspects of dual energy digital X-ray photography // Russian Journal of Nondestructive Testing –2002– Vol. 38– No. 3– PP. 170–175

14. Vinegar, H.J., Wellington, S.L. Tomographic imaging of three-phase flow experiments // Review of Scientific Instruments – 1987– Vol. 58– No. 1– PP. С. 96–107
15. Shiff L.I. Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung // Physical Review– 1951– Vol.83– No.2– PP. 252–253
16. Department of nuclear power plant, ABBN laboratory, <http://www.ippe.ru/podr/abbn/libr/groupkon.php>
17. Chadwick M.B., Obložinský P., Herman M., Greene N.M., McKnight R.D., Smith D.L., Young P.G., MacFarlane R.E., Hale G.M., Frankle S.C., Kahler A.C., Kawano T., Little R.C., Madland D.G., Moller P., Mosteller R.D., Page P.R., Talou P., Trelue H., White M.C., Wilson W.B., Arcilla R., Dunford C.L., Mughabghab S.F., Pritychenko B., Rochman D., Sonzogni A.A., Lubitz C.R., Trumbull T.H., Weinman J.P., Brown D.A., Cullen D.E., Heinrichs D.P., McNabb D.P., Derrien H., Dunn M.E., Larson N.M., Leal L.C., Carlson A.D., Block R.C., Briggs J.B., Cheng E.T. Huria H.C., Zerkle M.L., Koziar K.S., Courcelle A., Pronyaev V., Van der Marck S.C. ENDF/B-VII. 0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology // Nuclear data sheets – 2006– Vol. 107– No. 12– PP. 2931–3060

РАДИОТОМОГРАФИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТАКТИРОВАННЫХ РЕШЕТОК

Якубов В.П., Шипилов С.Э., Сатаров Р.Н., Федянин И.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Введение

Одной из важнейших задач сверхширокополосной (СШП) локации является разработка эффективного математического обеспечения для восстановления томограммы по результатам измерения локационных волновых проекций исследуемых сцен, включающих скрытые объекты. По мнению многих отечественных и зарубежных экспертов [1–3] приемлемым для систем безопасности является пространственное разрешение порядка 1-2 см. Задача особенно усложняется, когда объект обнаружения замаскирован в строительных конструкциях или под одеждой на фоне тела человека. Для решения подобного рода задач часто используется рентгеновское или ультразвуковое излучение [4–5]. Но их применение ограничено рядом причин. Так для использования рентгеновского излучения обычно требуется трансмиссионная схема зондирования, когда передающий и приемный модуль располагаются по разные стороны от исследуемого объекта. Кроме того, применение ионизирующего рентгеновского излучения небезопасно для людей. В случае ультразвуковой томографии характерна контактная схема зондирования, что обусловлено высоким коэффициентом отражения от переднего слоя строительной конструкции. Эти и другие проблемы можно решать с использованием электромагнитного излучения радиодиапазона.

В случае, когда радиоизлучение проникает внутрь вмещающей среды, можно говорить о восстановлении её внутренней структуры по прошедшему или рассеянному полю. Эта структура представляет собой пространственное распределение значений диэлектрической проницаемости. Резкие градиенты изменения этой проницаемости характерны для границ раздела сред или погруженных в них объектов. Типичный пример – поиск скрытых в земле археологических захоронений, инженерных коммуникаций или противопехотных мин. Такого сорта задачи хотя и не являются простыми, но для них разработан целый ряд эффективных решений основанных на использовании явления фокусировки излучения [6–14].

Важно подчеркнуть, что для фокусировки излучения необходимо использовать фазовую информацию снимаемых волновых проекций исследуемых объектов. Из общих физических соображений ясно, что предпочтение для обработки этих проекций должно