

проектировать и возводить здания и сооружения в сейсмически опасных районах, испытывающих как статические, так и кратковременные динамические воздействия.

*Работы выполнены в рамках реализации проекта по ПП №218 (02.G25/31/0022) и частичной поддержки проекта РФФИ № 13-08-98027.*

#### **Список использованных источников**

1. РД ЭО 0657-2006 «Положение по применению механических соединений арматуры для железобетонных конструкций зданий и сооружений атомных станций».
2. Эйнав И., Артемьев Б., Азизова Е., Азизова А. Неразрушающий контроль в строительстве : учебное пособие /под общ. ред. В.В. Ключева. – М.: Издательский дом «Спектр», 2012. – 311 с.
3. ГОСТ 17625-83. Конструкции и изделия железобетонные. Радиационный метод определения толщины защитного слоя бетона, размеров и расположения арматуры. – М.:
4. Алхимов Ю.В., Штейн А.М., Касьянов С.В., Бабилов С.А., Батрагин А.В., Осипов С.П. Применение и развитие методов цифровой радиографии для технической диагностики неразрушающего контроля и инспекции // Контроль Диагностика–2013– №13– С. 31–42
5. Штейн А.М., Чепрасов А.И., Клименов В.А., Князев С.В., Чахлов С.В., Белкин Д.С. Непрерывный контроль крупногабаритных изделий литейного производства // Известия высших учебных заведений. Физика–2013– Т. 56–№ 1/2–С. 267–270
6. Hadi M.N.S, Tran T.M. Seismic rehabilitation of reinforced concrete beam-column joints by bonding with concrete covers and wrapping with FRP composites //Materials and Structures– January 2015–19p.

### **ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОЙ АБСОРБЦИОННОЙ ПЛОТНОМЕТРИИ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ С ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНОЙ**

*Осипов С.П., Чахлов С.В., Осипов О.С., Бадьин С.С., Абашкин А.Д.*

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

#### **1 Введение**

Задачи оценки плотности и величин, связанных с ней, характерны для многих отраслей науки, промышленности и строительства, и эффективно решаются с помощью методов, основанных на измерении ослабления гамма-излучения [1–5]. В ряде случаев применение измерителей плотности на основе источников гамма-излучения ограничено. Ограничения связаны с требованиями радиационной безопасности, недостаточно высокой активностью источника гамма-излучения, значительной толщиной объектов контроля (ОК) и т.п. В настоящее время для измерения плотности широко применяются методы цифровой радиографии, в которых в качестве источника фотонов используются источники рентгеновского излучения [6–10]. Существует ряд факторов [11–13], существенно влияющих на величину систематической погрешности оценки параметров ОК по поглощению рентгеновского или гамма-излучения. При контроле объектов с переменной толщиной наиболее значимым является эффект ужесточения пучка рентгеновского излучения, влияние которого уменьшают несколькими способами. Для однородного объекта эффективна специальная калибровка, основанная на измерении зависимости массового коэффициента ослабления рентгеновского излучения от толщины ослабляющего фильтра. В рентгеновской вычислительной томографии применяются компенсирующие фильтры [14], но этот способ отличается сложностью в технической реализации. Метод дуальных энергий (МДЭ) позволяет одновременно оценивать

плотность и эффективный атомный номер материала ОК [15, 16]. Способ [17], который называют спектрометрическим методом, основан на регистрации энергетического спектра. Спектрометрический метод позволяет свести к минимуму влияние анализируемого эффекта на точность оценки параметров рентгеновским абсорбционным методом и получить, как и в МДЭ, дополнительную информацию об объекте. Спектрометрическая реализация счётного режима регистрации рентгеновского излучения отличается более низкой производительностью по сравнению с другими методами регистрации. Способ компенсации анализируемого эффекта, основанный на предварительной калибровке, является наиболее производительным и простым в реализации. Особенно с учётом того, что любой из методов, указанных выше, нуждается в проведении калибровочных измерений. В литературе в неполной мере обсуждены особенности формирования и обработки первичных радиометрических сигналов применительно к цифровым рентгеновским абсорбционным измерителям плотности крупногабаритных однородных объектов с переменной толщиной.

## 2 Формирование и обработка радиометрической информации в рентгеновских абсорбционных измерителях плотности

На рис. 1 приведена упрощенная геометрическая схема рентгеновского абсорбционного измерителя плотности. Для иллюстрации в качестве примера фрагмента объекта контроля выбран прямоугольный параллелепипед толщиной  $H$  и с поперечными размерами  $A \times B$ .

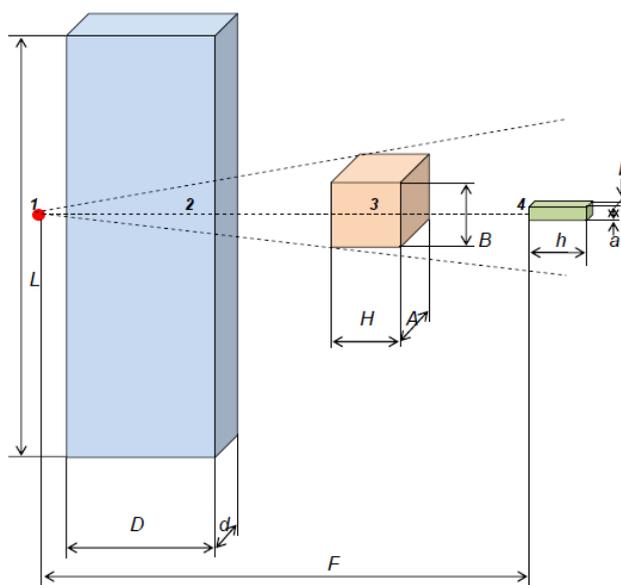


Рис. 1. Геометрическая схема рентгеновского абсорбционного измерителя плотности: 1 – источник излучения; 2 – щелевой коллиматор; 3 – объект контроля; 4 – сцинтиллятор

*Исходные данные.* Точечный источник высокоэнергетического рентгеновского излучения с энергетическим спектром  $f(E, E_0)$ , здесь  $E_0$  – максимальная энергия, расположен на расстоянии  $F$  от сцинтилляционного детектора. Ось симметрии сцинтилляционного детектора в форме прямоугольного параллелепипеда ориентирована на источник излучения, поперечные размеры детектора –  $a \times b$ , толщина –  $h$ . Геометрические параметры схемы контроля удовлетворяют следующим ограничениям –  $F \gg h > (a \text{ и } b)$ . Пучок излучения ограничен щелевым коллиматором длиной  $L$ , толщиной  $D$  и шириной щели  $d$ . Толщина ОК  $H$  изменяется в диапазоне от  $H_{min}$  до  $H_{max}$ . Текущая толщина  $H$  является заданной по техническим условиям либо определяется инструментальными, электромеханическими и другими методами с высокой точностью.

### 2.1 Формирование, оцифровка и калибровка измерительных сигналов

*Формирование аналогового радиометрического сигнала.* Энергия, оставленная в сцинтилляционном детекторе фотонами рентгеновского излучения, преобразуется в световое излучение. Световое излучение преобразуется фотодетектором в электрический ток. Значение аналогового сигнала на выходе радиометрического детектора зависит от многих факторов. К указанным факторам относятся: толщина  $H$  объекта и его плотность  $\rho$ ; максимальная энергия рентгеновского излучения  $E_0$ ; толщина  $h$  сцинтиллятора и его материал. Величина  $\rho H$ , равная произведению плотности  $\rho$  на толщину  $H$ , называется массовой плотностью и измеряется в  $\text{г/см}^2$ . Аналоговый сигнал на выходе радиометрического детектора  $J(E_0, \rho H)$  равен сумме сигнала  $I(E_0, \rho H)$ , определяемого поглощенной энергией от зарегистрированных фотонов, и собственными шумами детектора  $p$

$$J(E_0, \rho H) = I(E_0, \rho H) + p. \quad (1)$$

Уровень собственных шумов детектора  $p$  может быть оценён либо при выключенном источнике рентгеновского излучения, либо при абсолютной защите детектора от фотонного излучения. Именно второй подход подтверждает корректность записи  $p=J(E_0, \infty)$ .

Помимо уровня собственных шумов детектора  $p$  представляет интерес и сигнал на выходе радиометрического детектора, полученный без объекта контроля, в соответствии с (1) его логично обозначить  $J(E_0, 0)$ .

*Формирование цифрового сигнала.* Выходной сигнал с детектора оцифровывается с помощью аналогово-цифрового преобразователя (АЦП). Главной характеристикой АЦП является его разрядность  $K$ . Интервал квантования  $\Delta$  определяется разрядностью АЦП  $K$  и интервалом изменения оцифровываемого сигнала ( $\min J, \max J$ ). Очевидно, что значение аналогового сигнала максимально при  $H=0$ . В качестве минимального значения аналогового сигнала выбирают нулевой уровень сигнала. Отсюда следует, что интервал квантования определяется с помощью выражения

$$\Delta = \frac{C_k J(E_0, 0)}{2^K - 1}, \quad (2)$$

здесь  $C_k$ ,  $C_k > 1$  – коэффициент, позволяющий учесть возможные отклонения величины максимума аналогового сигнала в большую сторону.

Преобразование аналогового сигнала  $J$  в цифровой сигнал  $J_d$  описывается формулой

$$J_d = \left[ \frac{J}{\Delta} \right], \quad (3)$$

где  $[x]$  – целая часть числа  $x$ .

*Первичная калибровка измерительного сигнала.* Первичная калибровка измерительного сигнала состоит из двух этапов. На первом этапе стадии первичной калибровки определяются два параметра: уровень собственных шумов радиометрического детектора  $J_d(E_0, \infty)$  и уровень сигнала без объекта контроля  $J_d(E_0, 0)$ . Указанные уровни оцениваются многократно, поэтому можно считать, что погрешности выборочных средних значений  $\overline{J_d(E_0, \infty)}$  и  $\overline{J_d(E_0, 0)}$  близки к нулю. На втором этапе производится калибровка по «чёрному», которая сводится к вычитанию значения  $\overline{J_d(E_0, \infty)}$  из цифрового измерительного сигнала. На третьем этапе откалиброванный по «чёрному» измерительный цифровой сигнал нормируется на откалиброванный по «чёрному» цифровой сигнал без объекта контроля. На четвёртом этапе откалиброванный по «чёрному» и по «белому» измерительный сигнал логарифмируется. Итоговое преобразование сигналов описывается выражением

$$Y_d(E_0, \rho H) = \ln \frac{J_d(E_0, 0) - J_d(E_0, \infty)}{J_d(E_0, \rho H) - J_d(E_0, \infty)}. \quad (4)$$

Величину  $Y_d(E_0, \rho H)$  называют лучевой толщиной объекта контроля для рентгеновского излучения с максимальной энергией в спектре  $E_0$ . Зависимость лучевой толщины  $Y_d$  от массовой толщины  $\rho H$  является основой для всего последующего анализа рентгеновского абсорбционного измерителя плотности.

## 2.2 Уравнение рентгеновского абсорбционного измерителя плотности

В наиболее общем виде уравнение, которое связывает плотность материала, толщину ОК и оценку лучевой толщины ОК, записывается следующим образом

$$P(\rho H) = Y, \quad (5)$$

здесь  $P$  – некоторая функция от массовой толщины объекта  $\rho H$  при фиксированном значении  $E_0$ . Для монотонной непрерывной функции  $P$  существует обратная функция  $P^{-1}$ . Уравнение для нахождения плотности  $\rho$  имеет вид

$$\rho = \frac{P^{-1}(Y)}{H}. \quad (6)$$

Функция  $P^{-1}$  может быть построена по результатам испытаний специально организованного ступенчатого калибровочного объекта. Калибровочный объект должен быть изготовлен из того же материала, что и ОК. В результате испытания калибровочного объекта формируется набор пар чисел  $(\rho H_i, Y_i)$ ,  $i=1 \dots n$ , здесь  $n$  – количество ступеней в калибровочном объекте. Существует значительное количество видов функций  $G(Y)$ , которыми можно аппроксимировать  $P^{-1}(Y)$ . Ниже будут рассмотрены приближения функции  $P^{-1}(Y)$  полиномами.

Систематическая погрешность оценки плотности, обусловленная неточностью описания  $P^{-1}$  функцией того или иного типа, зависит от нескольких факторов. К указанным факторам относится вид функции  $G$ , диапазон изменения массовой толщины объекта, количество параметров аппроксимирующей функции, число и уровни ступеней калибровочного объекта. Влияние факторов, перечисленных выше, на точность оценки плотности может быть исследовано с помощью расчётов и экспериментально.

Для оценки качества приближений наиболее целесообразно использовать критерий максимального поточечного отклонения оцененных значений плотности от номинальных значений

$$\Delta_\rho = \max_{\rho H_{\min} \leq \rho H \leq \rho H_{\max}} \left| \frac{G(Y)}{H} - \rho \right|. \quad (7)$$

Критерий (7) позволяет гарантировать то, что систематическая погрешность оценки плотности во всём диапазоне изменения толщин не превысит уровня  $\Delta_\rho$ .

Выбор типа аппроксимации  $G(Y)$ ,  $G(Y) \approx P^{-1}(Y)$  невозможен без анализа функций  $P(\rho H)$ , представляющих собой расчётные или экспериментальные зависимости лучевых толщин объекта контроля  $Y$  от массовых толщин  $\rho H$ .

## 3 Расчёт зависимости $P(\rho H)$

### 3.1 Формула для расчёта лучевой толщины объекта контроля

При фиксированном значении максимальной энергии рентгеновского излучения  $E_0$  формула для вычисления  $Y$  – лучевой толщины объекта контроля с массовой толщиной  $\rho H$  имеет вид

$$Y = F(\rho H) = \ln \frac{\int_0^{E_0} \frac{\bar{E}_{ab}(E)}{E} f(E, E_0) (1 - e^{-\mu_{\text{сц}}(E)h}) dE}{\int_0^{E_0} \frac{\bar{E}_{ab}(E)}{E} f(E, E_0) e^{-m(E)\rho H} (1 - e^{-\mu_{\text{сц}}(E)h}) dE}, \quad (8)$$

где  $\bar{E}_{ab}(E)$  – среднее значение энергии, оставленной зарегистрированным фотоном в сцинтилляторе;  $m(E)$ ,  $\mu(E)$  – массовый и линейный коэффициенты ослабления фотонного излучения с энергией  $E$  материалом ОК и материалом сцинтиллятора соответственно.

Выражение (8) справедливо для интервала квантования  $\Delta=0$ . Вычисления при конечных значениях интервала квантования  $\Delta$  должны учитывать преобразования аналоговых сигналов в цифровые сигналы, которые базируются на выражениях (3), (4).

При вычислениях лучевых толщин по формуле (8) целесообразно использовать таблицы сечений взаимодействия гамма-излучения с веществом [18–19] и методы сплайн-интерполяции [20]. Отметим, что значение  $\bar{E}_{ab}(E)$  зависит от энергии фотонов, материала сцинтиллятора и его размеров [21], причём для детекторов малых поперечных размеров или малой толщины необходимо учитывать не только утечку вторичных рентгеновских фотонов, но и утечку вторичных электронов [22]. В первом приближении зависимости  $\bar{E}_{ab}(E)$  определяются по таблицам [18]. Отношение  $\bar{E}_{ab}(E)/E$  есть не что иное, как доля энергии, оставленная в детекторе зарегистрированным фотоном.

Для учёта преобразования аналоговых сигналов в цифровые необходимо определиться с подходом к выбору разрядности АЦП.

### 3.2 Выбор разрядности АЦП

Одной из составляющих погрешности оценки плотности является  $\Delta_d$  – погрешность преобразования аналоговых сигналов в цифровые. На стадии проектирования измерителя плотности задаётся предельная погрешность измерения плотности  $\Delta_p$ . Логично требовать выполнение ограничения  $\Delta_d \ll \Delta_p$ , например,  $\Delta_d < 0,3\Delta_p$  для всего диапазона изменения толщины  $H$ . Можно считать, что разрядность АЦП для анализируемой задачи будет достаточной, если будет выполняться условие

$$\left[ \frac{J(E_0, (\rho + \Delta_d)H_{max})(2^K - 1)}{C_k J(E_0, 0)} \right] - \left[ \frac{J(E_0, \rho H_{max})(2^K - 1)}{C_k J(E_0, 0)} \right] \geq 1. \quad (9)$$

Напомним, что в формуле (9)  $[x]$  – целая часть числа  $x$ .

Для иллюстрации проверим выполнимость (9) для следующих условий:  $K=16$ ; изделие из стали с массовой толщиной  $\rho H_{max}=80$  г/см<sup>2</sup>; плотность стали 7,86 г/см<sup>3</sup>;  $E_0=4,5$  и 9 МэВ;  $\Delta_d=0,002$  г/см<sup>3</sup>;  $C_k=1,5$ . Для указанных условий левая часть неравенства (9) равна 1 для  $E_0=4,5$  МэВ и 2 для  $E_0=9$  МэВ, то есть разрядность АЦП для условий примера будет достаточной.

### 3.3 Пример расчета $Y(\rho H)$

С целью анализа вида функции  $P^{-1}(Y)$  была проведена серия расчётов зависимостей  $Y(\rho H)$  применительно к объектам из углерода, алюминия и железа для  $0 < \rho H \leq 80$  г/см<sup>2</sup>. Максимальную энергию рентгеновского излучения  $E_0$  варьировали в диапазоне от 2 до 9 МэВ, то есть в диапазоне высокоэнергетического рентгеновского излучения. Радиометрический детектор из  $CdWO_4$  толщиной 45 мм. Разрядность АЦП  $K=16$ . Энергетический спектр  $f(E, E_0)$  источника рентгеновского излучения описывается линейной убывающей функцией  $f(E, E_0) = 2(E_0 - E)/E_0^2$ . Указанное описание близко к формуле Шиффа [23] для рентгеновского излучения с максимальной энергией свыше 1 МэВ.

На рис. 2 приведены типичные зависимости  $Y(\rho H)$ .

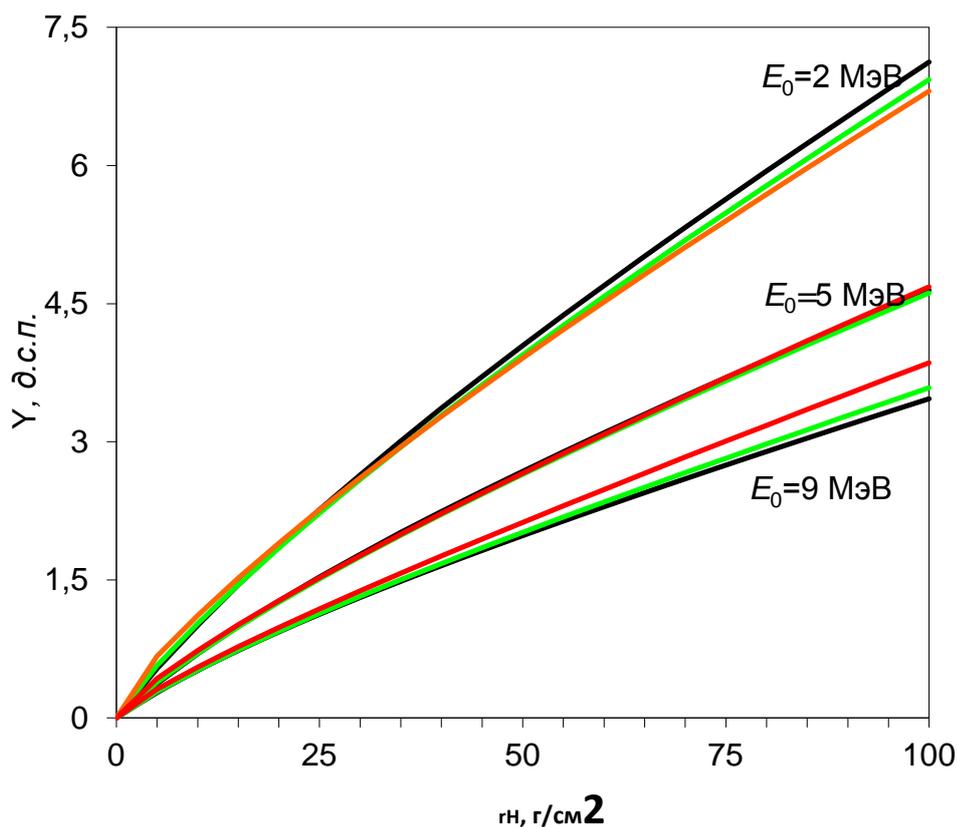


Рис. 2. Типичные зависимости  $Y(\rho H)$ : — углерод; — алюминий; — железо

Из совместного анализа выражения (8) и данных, представленных на рис. 2, можно сделать два основных вывода:

1. Функции  $Y(\rho H)$  являются гладкими и монотонно возрастающими во всём исследуемом диапазоне максимальных энергий рентгеновского излучения.

2. Существует значение  $E_0$ , для которого расхождения зависимостей  $Y(\rho H)$  для различных материалов минимально.

Вывод 1 позволяет при выборе функций, аппроксимирующих  $P^{-1}(Y)$ , ориентироваться на приближения анализируемой зависимости полиномами. Вывод 2 может быть использован при проектировании универсальных рентгеновских абсорбционных измерителей плотности, не требующих высокой точности.

#### 4 Исследование приближений функции $P^{-1}(Y)$ полиномами

Проанализируем подход, связанный с аппроксимацией таблицы значений  $(\rho H_i, Y_i)$ ,  $i=1 \dots n$  функции  $P^{-1}(Y)$  полиномом  $k$ -ой степени. В этом случае функция  $P^{-1}(Y)$  описывается выражением

$$P^{-1}(Y) \approx \sum_{j=0}^k a_j Y^j, \quad (9)$$

где  $a_j, j=0 \dots k$  – коэффициенты полинома.

Коэффициенты  $a_j, j=0 \dots k$  полиномиальной регрессии, аппроксимирующей зависимость  $P^{-1}(Y)$ , находятся методом наименьших квадратов (МНК). Оптимизационная задача МНК выглядит следующим образом

$$\min_{a_0, a_1, \dots, a_k} \sum_i^n \left( \sum_{j=0}^k a_j Y_i^j - \rho H_i \right)^2. \quad (10)$$

Уравнение измерителя (6) с учётом полиномиальной аппроксимации функции  $P^{-1}(Y)$  примет вид

$$\rho = \frac{\sum_{j=0}^k a_j Y^j}{H}. \quad (11)$$

Результаты расчётов, описанных выше, анализировались с целью оценки точности приближения зависимостей  $P^{-1}(Y)$  полиномами  $k$ -ой степени,  $k=2, 3$ . Для этого находились коэффициенты полиномов  $a_i, i=0...k$  методом наименьших квадратов – оптимизационная задача (10) и оценивалось качество приближений. Результаты обработки расчётных данных для диапазона массовых толщин объекта испытаний  $15 < \rho H \leq 80$  г/см<sup>2</sup> для полиномов порядка  $k=2$  сведены в таблицу 1, а для полиномов порядка  $k=3$  в таблицу 2. В таблицах приведены также значения  $\Delta\rho$ , вычисленные с помощью выражения (7).

Таблица 1. Значения коэффициентов полинома (9)  $a_0, a_1, a_2, k=2$  и  $\Delta\rho$

Материал	Параметр	$E_0, \text{МэВ}$							
		2	3	4	5	6	7	8	9
Углерод, $\rho=1,5$ г/см <sup>3</sup>	$a_0$	– 1,548	– 1,802	– 1,972	– 2,139	– 2,284	– 2,405	– 2,482	– 2,527
	$a_1$	10,58	12,31	13,97	15,63	17,27	18,9	20,47	21,96
	$a_2$	0,532	0,833	1,136	1,419	1,673	1,897	2,098	2,286
	$\Delta\rho$	0,013 7	0,016 2	0,017 2	0,017 9	0,018 5	0,019 1	0,019 5	0,019 3
Алюминий, $\rho=2,7$ г/см <sup>3</sup>	$a_0$	– 2,451	– 2,455	– 2,562	– 2,674	– 2,774	– 2,839	– 2,848	– 2,844
	$a_1$	11,19	12,95	14,7	16,43	18,11	19,71	21,2	22,59
	$a_2$	0,529	0,829	1,088	1,305	1,474	1,601	1,701	1,776
	$\Delta\rho$	0,025	0,026 2	0,028 5	0,030 4	0,032	0,032 9	0,033	0,032 9
Железо, $\rho=7,86$ г/см <sup>3</sup>	$a_0$	– 4,363	– 4,041	– 3,989	– 3,922	– 3,832	– 3,748	– 3,589	– 3,456
	$a_1$	11,84	13,77	15,7	17,45	19,03	20,48	21,71	22,82
	$a_2$	0,526	0,782	0,949	1,057	1,111	1,122	1,121	1,091
	$\Delta\rho$	0,085 5	0,078 9	0,086 1	0,088 7	0,087 9	0,089 6	0,086 5	0,085 5

Таблица 2. Значения коэффициентов полинома (9),  $a_0, a_1, a_2, a_3, k=3$  и  $\Delta\rho$

Материал	Параметр	$E_0, \text{МэВ}$							
		2	3	4	5	6	7	8	9
Углерод, $\rho=1,5$ г/см <sup>3</sup>	$a_0$	– 0,1372	– 0,0069	– 0,0069	– 0,0069	– 0,2525	– 0,3222	– 0,3666	– 0,5105
	$a_1$	9,17	10,2	11,35	12,47	13,97	15,23	16,48	17,92
	$a_2$	0,945	1,566	2,176	2,815	3,276	3,82	4,339	4,703
	$a_3$	– 0,0371	– 0,0782	– 0,1267	– 0,1894	– 0,2387	– 0,3096	– 0,3866	– 0,4428
	$\Delta\rho$	0,0003	0,001	0,0002	0,0009	0,001	0,0011	0,0011	0,0015
Алюминий, $\rho=2,7$ г/см <sup>3</sup>	$a_0$	– 0,9426	–0,861	– 0,8276	– 0,8291	–0,853	– 0,9197	– 0,9678	–1,016
	$a_1$	9,67	11,05	12,36	13,67	14,98	16,35	17,7	19
	$a_2$	0,986	1,503	2,034	2,539	2,996	3,355	3,645	3,88
	$a_3$	– 0,0419	– 0,0734	–0,117	– 0,1693	– 0,2269	– 0,2806	– 0,3303	– 0,3765
	$\Delta\rho$	0,0006	0,0012	0,0017	0,0018	0,0019	0,0023	0,0025	0,0028

Железо, $\rho=7,86$ г/см <sup>3</sup>	$a_0$	-2,342	-2,329	-2,141	-2,083	-2,172	-2,036	-2,019	-1,945
	$a_1$	9,83	11,75	13,22	14,74	16,4	17,59	18,91	20,01
	$a_2$	1,128	1,5	1,941	2,251	2,363	2,58	2,602	2,642
	$a_3$	-	-	-	-	-	-0,225	-	-
		0,0555	0,0785	0,1225	0,1617	0,1822		0,2397	0,2611
$\Delta\rho$	0,0051	0,0074	0,0073	0,0079	0,0127	0,0094	0,0105	0,0101	

Из анализа полученных данных можно сделать вывод о применимости полиномиальной аппроксимации для построения уравнения измерителя плотности рентгеновским абсорбционным методом для рассматриваемых диапазонов максимальных энергий рентгеновского излучения и массовых толщин объекта контроля от 15 до 80 г/см<sup>2</sup>. Можно рекомендовать степень полинома 3 и более. Систематическая погрешность оценки плотности, обусловленная неточностью приближения, не превосходит для углерода 0,0015 г/см<sup>3</sup>, для алюминия 0,0028 г/см<sup>3</sup> и для железа 0,0127 г/см<sup>3</sup>. Указанных погрешностей достаточно для большинства практических приложений.

Ряд выводов, сделанных выше, нуждается в экспериментальной проверке.

## 5 Эксперимент

### 5.1 Экспериментальная оценка зависимости $Y(\rho H)$ для стали

Экспериментальная оценка зависимости  $Y(\rho H)$  проводилась на комплексе цифровой радиографии с источником высокоэнергетического рентгеновского излучения – малогабаритным импульсным бетатроном МИБ-4/9. Характеристики детектора указаны в описании расчётного примера. Геометрическая схема измерений близка к схеме, приведённой на рис. 1. Узкий пучок рентгеновского излучения формировался щелевым коллиматором. Ширина щели коллиматора  $d=5$  мм. Толщина коллиматора  $D=300$  мм. Расстояние от источника излучения до тестового объекта около 3000 мм. Зависимости  $Y(\rho H)$  оценивались для максимальных энергий рентгеновского излучения  $E_0=4,5$  и 9 МэВ. Исследовались объекты из стали плотностью  $\rho=7,85$  г/см<sup>3</sup>. Для иллюстрации экспериментальные зависимости  $Y(\rho H)$  для стальных фрагментов тестового объекта и максимальных энергий рентгеновского излучения  $E_0=4,5$  и 9 МэВ приведены на рис. 3. Выбор материала фрагментов тестового объекта был обусловлен высоким качеством стального проката. Результаты эксперимента дополнены на рис. 3 зависимостью  $Y(\rho H)$ , рассчитанной по формуле (8). Из анализа результатов, представленных на рис. 3, можно сделать вывод о занижении значений лучевых толщин стальных фрагментов в эксперименте. Для объяснения указанного вывода можно выдвинуть следующую гипотезу: одной из наиболее вероятных причин такого занижения является недостаточная коллимация источника рентгеновского излучения.

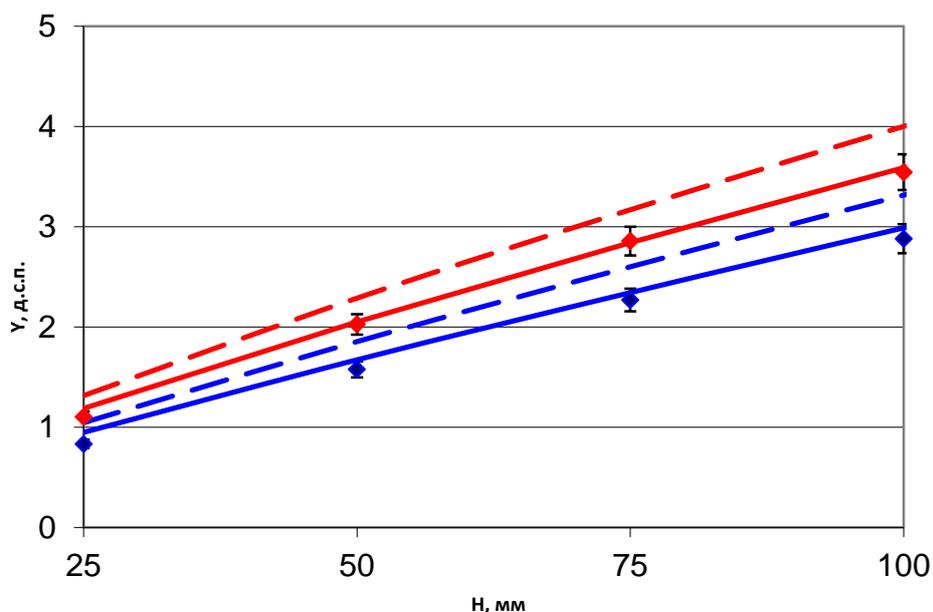


Рис. 3. Типичные зависимости  $Y(\rho H)$  для стали:

- $E_0=4,5$  МэВ — — — результаты расчёта;  $\blacklozenge$  — эксперимент;
- — — результаты расчёта с поправкой на рассеянное излучение;
- $E_0=9$  МэВ — — — результаты расчёта;  $\blacklozenge$  — эксперимент;
- — — результаты расчёта с поправкой на рассеянное излучение

Для подтверждения указанной выше гипотезы была проведена серия расчётов энергетического коэффициента накопления рентгеновского излучения  $B_E$  методом Монте-Карло для геометрической схемы измерений комплекса высокоэнергетической цифровой радиографии НИ ТПУ (см. рис. 1). Исходные данные для расчёта  $B_E$ :  $F=4200$  мм;  $D=400$  мм;  $d=5$  мм;  $A=200$  мм;  $B=200$  мм;  $H$  – варьируемый параметр, изменяющийся от 25 до 125 мм;  $a=5$  мм;  $b=6$  мм;  $h=45$  мм. Учёт рассеяния приводит к трансформации расчётных зависимостей  $Y(\rho H)$  в  $Y^*(\rho H)$ . Выражение, описывающее указанную трансформацию, имеет вид

$$Y^*(\rho H) = Y(\rho H) - \ln B_E(\rho H). \quad (12)$$

На рис. 3 приведены зависимости  $Y^*(\rho H)$ , полученные из исходных расчётных зависимостей с помощью формулы (12). Сопоставление графиков  $Y^*(\rho H)$  и экспериментальных значений лучевых толщин фрагментов тестового объекта подтвердило справедливость гипотезы о природе смещения результатов расчётов и экспериментов.

### 5.2 Экспериментальные уравнения рентгеновского трансмиссионного измерителя плотности

Вклад фотонов, рассеянных в объекте контроля, приводит к смещению уровня сигналов от уровня модельных сигналов. Здесь под модельным сигналом будем понимать гипотетический сигнал, полученный для идеальной коллимации источника и детектора излучения, то есть вклад рассеяния в интегральный сигнал на выходе радиометрического детектора равен нулю. Изменяется физическая сущность величины  $Y$ , но это не означает невозможность использования обобщённого уравнения измерителя плотности (6) в совокупности с аппроксимацией (9) для  $k=3$ .

В таблицу 3 сведены коэффициенты полинома третьей степени, аппроксимирующие экспериментальные зависимости  $Y(\rho H)$  для фрагментов тестового

объекта из стали для максимальных энергий высокоэнергетического рентгеновского излучения  $E_0=4,5$  и  $9$  МэВ. В таблице указаны также значения предельной погрешности аппроксимации  $\Delta_p$ .

Таблица 3. Экспериментальные значения коэффициентов уравнения (11)  $a_0, a_1, a_2, a_3, k=3$  и  $\delta$  для изделий из стали,  $\rho=7,85$  г/см<sup>3</sup>

$E_0, \text{МэВ}$	Параметры				
	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$\Delta_p$
4,5	-5,707	25,57	-3,216	0,764	0,0008
9	-3,184	28,35	-1,694	0,5581	0,0086

Из анализа данных, приведённых в таблице 3, можно сделать вывод о применимости уравнения (11) с четырьмя параметрами для практической оценки плотности материала ОК рентгеновским абсорбционным методом.

### Заключение

Приведённые в работе результаты теоретических и экспериментальных исследований позволяют сделать заключение о возможности измерения плотности материалов высокоэнергетическим рентгеновским методом с систематической погрешностью  $0,01$  г/см<sup>3</sup>. Метод применим для испытаний крупногабаритных объектов контроля с переменной толщиной. Показано, что наблюдаемое смещение теоретических и экспериментальных зависимостей лучевой толщины объекта контроля от массовой толщины обусловлено недостаточностью коллимации источника высокоэнергетического рентгеновского излучения.

### Благодарности

*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. Medhat, M.E. Application of gamma-ray transmission method for study the properties of cultivated soil // Annals of Nuclear Energy – 2012 – Vol. 40 – No. 1 – PP. 53–59. doi:10.1016/j.anucene.2011.10.010
2. Kumara, W.A.S., Halvorsen, B.M., Melaen, M.C. Single-beam gamma densitometry measurements of oil–water flow in horizontal and slightly inclined pipes // International Journal of Multiphase Flow – 2010 – Vol. 36 – No. 6 – PP. 467–480. doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.02.003
3. Hörhold, M.W., Kipfstuhl, S., Wilhelms, F., Freitag, J., Frenzel, A. The densification of layered polar firn // Journal of Geophysical Research: Earth Surface (2003–2012) – 2011 – Vol. 116 – No. F1 – PP. 1–15 doi:10.1029/2009JF001630
4. Kurochkin, A.R., Yagodin, D.A., Borisenko, A.V., Okhapkin, A.V. Density of copper-aluminum alloys at temperatures up to  $1400^\circ\text{C}$  determined by the gamma-ray technique // High Temperature – 2013 – Vol. 51 – No. 2 – PP. 197–205 doi: 10.1134/S0018151X13020120
5. Yang, Z., Bi, Q., Guo, Y., Liu, Z., Yan, J., Zhang, Q. Design of a gamma densitometer for hydrocarbon fuel at high temperature and supercritical pressure // Journal of Chemical & Engineering Data – 2014 – Vol. 59 – No. 11 – PP. 3335–3343 doi: 10.1021/je500314x
6. Lechner, T., Sandin, Y., Kliger, R. Assessment of density in timber using X-ray equipment // International Journal of Architectural Heritage – 2013 – Vol. 7 – No. 4 – PP. 416–433. doi: 10.1080/15583058.2011.642055
7. Bateni, A., Ahmadi, M., Parvin, N. Prediction of density in porous materials by x-ray techniques // Proceedings of the 17th World Conference on Nondestructive Testing. –

- China : October 25–28. Shanghai, 2008 – PP. 25–28. URL: <http://www.ndt.net/article/wcndt2008/papers/53.pdf>
8. Bateni, A., Parvin, N., Ahmadi, M. Density evaluation of powder metallurgy compacts using in situ X-ray radiography // Powder Metallurgy – 2011 – Vol. 54 – No. 4 – PP. 533–536  
doi: 10.1179/003258910X12785770528217
  9. Heindel, T.J. A review of X-ray flow visualization with applications to multiphase flows // Journal of Fluids Engineering – 2011 – Vol. 133 – No. 7 – 074001 (pp. 1 –16)  
doi:10.1115/1.4004367
  10. Kastengren, A., Powell, C.F. Synchrotron X-ray techniques for fluid dynamics // Experiments in fluids – 2014 – Vol. 55 – No. 3 – PP. 1–15 doi: 10.1007/s00348-014-1686-8
  11. Nedavnii O. I., Osipov S. P., Nedavnii I. O. Selection of the separation between source and tested object for a gamma-absorption densimeter in the divergent-beam configuration // Russian journal of nondestructive testing – 2000 – Vol. 36 – №. 7 – C. 526–530  
doi: 10.1007/BF02759436
  12. Hanus, R., Zych, M., Petryka, L., Świsulski, D. Time delay estimation in two-phase flow investigation using the  $\gamma$ -Ray attenuation technique // Mathematical Problems in Engineering – 2014 – Vol. 2014 – PP. 1–10 doi:10.1155/2014/475735  
URL: <http://downloads.hindawi.com/journals/mpe/2014/475735.pdf>
  13. Arunmuthu, K., Ashish, M., Saravanan, T., Philip, J., Rao, B.P.C., Jayakumar, T. Simulation of beam hardening in X-ray tomography and its correction using linearisation and pre-filtering approaches // Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring – 2013 – Vol. 55 – No. 10 – PP. 540–547 doi: 10.1784/insi.2012.55.10.540
  14. Nedavnii, O.I., Osipov, S.P., Sidulenko, O.A. Choice of the compensating filter profile in images restoration for objects with annular structures in X-ray computational tomography // Russian journal of nondestructive testing – 2002 – Vol. 38 – No. 4 – PP. 261–265  
doi: 10.1023/A:1020909520872
  15. Heaven, T.J., White, S.L., Gauntt, D.M., Weems, R.A., Litaker, M.S. Density measurements of dentin by dual-energy radiography // Oral Surgery, Oral Medicine, Oral Pathology, Oral Radiology, and Endodontology – 2010 – Vol. 109 – No. 4 – PP. 604–614  
  
doi:10.1016/j.tripleo.2009.11.008
  16. Горшков В.А. Особенности рентгеновской плотнометрии в условиях вариации химического состава объекта // Контроль. Диагностика – 2014 – № 10 – С. 25–30  
doi: 10.14489/td.2014.010.pp.025-030
  17. Zaviialkin, F.M., Kvasnitsa, M.S., Osipov, S.P. Estimating the performance of a differential counting method of measuring material thickness // Soviet Journal of Nondestructive Testing. – 1985 – Vol. 21 – No. 4 – PP. 275–279.
  18. <http://www.ippe.ru/podr/abbn/libr/groupkon.php> 127-групповая библиотека данных о взаимодействии гамма-квантов с веществом. ГИЦ РФ – ФЭИ.
  19. 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., Frankl S.C., Kahler, A.C., Kawano, T., Little, R.C., Madland, D.G., Moller, P., Mosteller, R.D., Page, P.R., Talou, P., Trelle, 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., Kozier, 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  
doi: 10.1016/j.nds.2006.11.001

20. Kulakov A. S. Simulation of interactions of electrons and positrons with matter in MCU-PD code // Physics of Atomic Nuclei – 2011 – Vol. 74 – No. 13 – PP. 1819–1830.  
doi: 10.1134/S1063778811130072
21. Zav'yalkin, F.M., Osipov, S.P. Dependence of the mean value and fluctuations of the absorbed energy on the scintillator dimensions // Soviet Atomic Energy – 1985 – Vol. 59 – No. 4 – PP. 842–846 doi: 10.1007/BF01123317
22. Zav'yalkin, F.M., Osipov, S.P. Calculation of the scattering function of a multichannel scintillation detector used to record high-energy photon radiation // Soviet Atomic Energy – 1986 – Vol. 60 – No. 2 – PP. 186–188 doi: 10.1007/BF01371189
23. Schiff, L.I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung // Physical review – 1951 – Vol. 83 – No 2 – PP. 252–253 doi: 10.1103/PhysRev.83.252

## **РАДИОГРАФИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЦИФРОВЫХ МАТРИЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ**

*Семенов Ю.В., Точинский Е.Г., Усачев Е.Ю., Чахлов С.В.<sup>1</sup>*

Московский государственный университет Информационных технологий, радиотехники и  
электроники

<sup>1</sup>Томский политехнический университет

При контроле стыковых сварных соединений стальных трубопроводов используется радиографический метод радиационного неразрушающего контроля. Однако процесс радиографического контроля является достаточно трудоемким и дорогостоящим. Поэтому систематически осуществляются попытки заменить рентгеновскую пленку в отдельных технологических процессах на преобразователи других типов.

По мнению некоторых авторов, большие потенциальные возможности имеются у цифровых матричных детекторов (digital detector array system, DDA system) [1]. Под цифровым матричным детектором здесь понимается электронное устройство, преобразующее ионизирующее излучение в дискретную матрицу аналоговых сигналов, которые затем оцифровываются и передаются в компьютер для отображения в виде цифрового изображения, соответствующего распределению энергии потока излучения, прошедшего через рабочее поле устройства [2].

Имеются сообщения о том, что в определенных условиях качество изображения, полученное с использованием цифровых детекторов, достигает качества, характерного для мелкозернистой радиографической пленки [3]. В ряде работ показана возможность использования цифровых панелей совместно с высокоточными стационарными рентгеновскими аппаратами для целей контроля стыковых сварных соединений [4]. Однако часто в цехах при ограниченности свободного пространства, а также в полевых условиях, возникает необходимость осуществить радиографический контроль стыковых соединений стальных трубопроводов с достаточно высокой производительностью в соответствии с третьим классом чувствительности (ГОСТ 7512-82), но с использованием малогабаритной аппаратуры.

Целью настоящей работы является исследование возможности контроля стыковых сварных соединений при использовании матричных детекторов совместно с малогабаритной слаботочной рентгеновской аппаратурой.

Различают два типа DDA детекторов: цифровые детекторы непрямого преобразования рентгеновского излучения и цифровые детекторы прямого преобразования рентгеновского излучения [1]. Детекторы непрямого преобразования отличаются тем, что рентгеновские кванты сначала взаимодействуют со сцинтиллятором с образованием фотонов света. В качестве сцинтиллятора, как правило, используют цезий-