

ПОВЫШЕНИЕ ПРОНИКАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СИСТЕМ ЦИФРОВОЙ РАДИОГРАФИИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СИГНАЛОВ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 2022 г. В.Ю. Жвырбля^{1,*} С.П. Осипов^{1,**}, Д.А. Седнев^{1,***}

¹Томский политехнический университет, Россия 634028 Томск, пр-т Ленина, 30

E-mail: * vzhrb3001@gmail.com; ** osip1809@rambler.ru; *** sednev@tpu.ru

Поступила в редакцию 16.05.2022; после доработки 30.05.2022

Принята к публикации 03.06.2022

Разработана математическая модель формирования высокоэнергетических цифровых радиографических изображений в условиях низких уровней цифровых сигналов. Модель предназначена для повышения эффективности анализируемых систем применительно к контролю крупногабаритных объектов за счет цифрового суммирования изображений. На базе модели разработан алгоритм и программа на MathCad, предназначенные для симуляции цифровых изображений испытываемых объектов. На основе анализа результатов вычислительных и натурных экспериментов проиллюстрирована принципиальная возможность повышения эффективности систем высокоэнергетической цифровой радиографии на основе учета редких событий.

Ключевые слова: тормозное излучение, цифровая радиография, проникающая способность, разрядность АЦП, максимальная энергия тормозного излучения, редкие события, имитационное моделирование.

DOI: 10.31857/S013030822070041, **EDN:** BOEOUQ

ВВЕДЕНИЕ

Расширяющиеся потребности промышленности и науки в высококачественном контроле и исследовании крупногабаритных объектов обуславливают необходимость совершенствования методов и средств неразрушающих испытаний [1—5]. Применение систем цифровой радиографии (ЦР) и рентгеновской компьютерной томографии (КТ) ограничивается двумя основными факторами. Первый фактор имеет исключительно физическую природу и обусловлен малой прозрачностью исследуемого объекта для тормозного излучения [6, 7]. Отмеченный вид прозрачности объекта контроля (ОК) называется радиационной (радиоскопической) прозрачностью [8, 9]. Второй фактор связан с малым уровнем сигналов на выходе детекторов [10, 11], формирующих изображения в ЦР или проекций в КТ. Существует ряд причин, приводящих к малому уровню сигналов. Эти причины связаны с параметрами ОК, схемы сканирования, характеристиками источника и детектора излучения. Основными параметрами источника излучения применительно к обсуждаемому вопросу являются: для счетного режима регистрации фотонов — поток частиц; для спектрометрического режима — распределение потока фотонов по энергии; для интегрального режима — интенсивность излучения. Объект контроля характеризуется толщиной, плотностью и эффективным атомным номером, впрочем, эти три параметра сводятся к двум — массовой толщине и эффективному атомному номеру материала или к одному — толщине ОК в длинах свободного пробега (д.с.п.) для заданной максимальной энергии тормозного излучения. Под массовой толщиной понимается произведение толщины на плотность. Толщина ОК в д.с.п. является наиболее удобным параметром для оценки предельных возможностей систем ЦР и КТ применительно к контролю крупногабаритных объектов. В счетном и спектрометрическом режиме пересчитываются фотоны, провзаимодействовавшие с чувствительным объемом детектора, только в первом случае — гипотетически для всего диапазона изменения энергии зарегистрированного фотона, а во втором — фотоны распределяются по энергетическим окнам. Интегральный режим регистрации характеризуется разрядностью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и реальным максимальным значением цифрового сигнала (ЦС). Для всех режимов регистрации малые значения сигналов связаны, прежде всего, с малым числом фотонов, провзаимодействовавших с чувствительным элементом детектора. В связи с изложенным выше, отмеченную ситуацию называют «фотонным голоданием» («photon starvation») [12, 13]. Для интегрального режима регистрации помимо «фотонного голодания» к малым значениям ЦС приводят недостаточная разрядность АЦП и неполное использование диапазона изменения ЦС [11, 14—16]. Причем степень отмеченной недостаточности разрядности существенно зависит от вида решаемой задачи испытаний, исследуемого объекта, заданного качества контроля (производительность, точность измерений, разрешение по эффективному атомному номеру в досмо-

твом контроле и т.п.). В работах [11, 14, 17] подчеркивается необходимость согласования диапазонов изменения аналоговых сигналов (АС) и ЦС и отмечается, что лучшего согласования можно достичь в случае использования в детекторах, работающих в интегральном режиме регистрации, логарифмических усилителей, предшествующих АЦП. Причем для логарифмических усилителей требуются АЦП с существенно меньшей разрядностью. Отметим, что «фотонное голодание» устраняется или существенно снижается, если нет сопутствующих технических ограничений, тремя основными способами: увеличением максимальной энергии тормозного излучения; повышением мощности источника фотонов; увеличением времени измерения. Для интегрального режима регистрации фотонов изменение параметров систем ЦР и КТ принесет заметный эффект исключительно в случае изначального существенного несоответствия диапазонов изменения АС и ЦС. Для интегрального режима регистрации необходимо согласовывать диапазоны изменения АС и ЦС особенно в случае возможности существенного уменьшения эффекта «фотонного голодания».

Если замена источника излучения на более интенсивный невозможна, а повышение энергии тормозного излучения ограничено фиксированным уровнем, то актуален вопрос о применении других подходов к повышению качества формируемых цифровых радиографических изображений или проекций. Для интегрального режима регистрации искомый подход может быть связан с представлением оцифрованного АС случайной величиной и анализом ее для описанного выше случая. Для проверки обоснованности отмеченного подхода необходима разработка математической модели формирования радиографических изображений (проекций) применительно к испытанию крупногабаритных ОК с учетом редких событий. Редкие события возникают в случае отличия ЦС от нуля при условии, что средние значения соответствующих АС могут быть близки к аналоговому эквиваленту цифровой единицы, но меньше ее. Если не учитывать этот фактор, то информативность полученных цифровых радиографических изображений будет нулевой. Представляют интерес и условия наступления редких событий, которые обуславливают практическую применимость математической модели.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ

При разработке математической модели формирования ЦС для систем ЦР с импульсными источниками тормозного излучения возьмем за основу [18] с учетом особенностей, отмеченных во введении.

1.1. Параметры математической модели

Система высокоэнергетической цифровой радиографии характеризуется параметрами, связанными с ОК, источником и детектором тормозного излучения.

К параметрам математической модели относятся:

максимальная энергия тормозного излучения $E_{\max}$, МэВ;

числовой энергетический спектр источника тормозного излучения $f(E, E_{\max})$;

частота следования импульсов ν , Гц;

среднее количество фотонов, испускаемых источником и попадающих на фронтальную поверхность чувствительного объема сцинтиллятора, N_1 ;

количество импульсов для формирования цифрового сигнала n ;

химическая формула вещества чувствительного элемента детектора Chd , которая в обобщенном виде представляется выражением:

$$Chd = \bigcup_{i=1}^{n_d} (A_{di}, p_{di}), \quad (1)$$

где n_d — количество химических элементов, образующих вещество сцинтиллятора; A_{di}, p_{di} — обозначение химического элемента, его количество атомов в молекуле;

толщина чувствительного объема детектора h_d , см;

плотность материала чувствительного объема детектора ρ_d , г/см³;

разрядность АЦП k_{ADC} , бит;

степень заполнения диапазона изменения цифрового сигнала C_{ADC} ;

максимальная толщина ОК в длинах свободного пробега $P(E_{\max})$, д.с.п.;

минимальный уровень цифрового сигнала M .

Параметрами материала чувствительного объема детектора являются векторы молярных масс $\mathbf{M}_d = (M_{d1}, M_{d2}, \dots, M_{dn})$ и атомных номеров элементов $\mathbf{Z}_d = (Z_{d1}, Z_{d2}, \dots, Z_{dn})$, которые однозначно соответствуют вектору $\mathbf{A}_d = (A_{d1}, A_{d2}, \dots, A_{dn})$ [19].

1.2. Основные формулы

Выражение, связывающее параметры математической модели и величину цифрового сигнала D , имеет вид:

$$D(P) = \sum_{i=1}^n \left[C_E \left(\sum_{j=1}^{N_i(P)} E_j(P) + E_{bi} \right) / \Delta_1 \right], \quad (2)$$

где $[arg]$ — целая часть arg ; C_E — коэффициент преобразования энергии фотонов, поглощенной в чувствительном объеме, в электрическую энергию; $N_i(P)$, $i = 1 \dots n$ — независимые случайные величины (СВ), распределенные по Пуассону, равные числу фотонов одного импульса, прошедших без ослабления ОК толщиной P в д.с.п.; E_j , $j = 1 \dots N_i(P)$ — независимые одинаково распределенные СВ, представляющие собой энергии, оставленные в чувствительном слое детектора j -ми фотонами; E_{bi} , $i = 1 \dots n$ — независимые одинаково распределенные СВ, являющиеся энергетическими эквивалентами собственных сигналов детектора; Δ_1 — энергетический эквивалент цифровой единицы.

Формула для оценки Δ_1 выглядит следующим образом:

$$\Delta_1 = C_{ADC} C_E \left(\overline{N_1(0)E(0)} + \overline{E_b} \right) / (2^{k_{ADC}} - 1), \quad (3)$$

где $\overline{N_1(0)}$ — среднее количество фотонов, падающих на фронтальную поверхность чувствительного объема детектора за один импульс без ОК и зарегистрированных в нем; $\overline{E(0)}$ — средняя энергия зарегистрированных фотонов без ОК; $\overline{E_b}$ — среднее значение энергетического эквивалента собственных шумов детектора.

Будем исходить из постоянства коэффициента C_E на всем диапазоне изменения аналоговых сигналов. В результате этого допущения и совместного анализа (2) и (3) коэффициент C_E может быть исключен из дальнейшего рассмотрения.

Приведем формулы, уточняющие выражения (2), (3). Для этого используем результаты [18], приведенные в соответствие с понятием эффективной энергии E_{eff} [20, 21] применительно к рассматриваемой задаче.

Случайная величина $N(P)$ распределена по Пуассону с параметрами [18]:

$$\begin{aligned} \overline{N(P)} = \sigma^2 N(P) &= \left[N_1 \int_0^{E_{\max}} f(E, E_{\max}) \exp(-P(E)) \varepsilon(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) dE \right] = \\ &= \left[N_1 \exp(-P(E_{eff})) \varepsilon(E_{eff}, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $P(E)$ — толщина ОК в д.с.п. для фотонов с энергией E ; $\varepsilon(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d)$ — эффективность регистрации детектором с чувствительным элементом с параметрами $\mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d$. Формула для оценки эффективности регистрации имеет вид:

$$\varepsilon(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) = 1 - \exp(-m(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) \rho_d h_d), \quad (5)$$

здесь $m(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d)$ — массовый коэффициент ослабления (МКО) фотонов с энергией E :

$$m(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) = \frac{\sum_{i=1}^{n_d} p_{di} M_{di} m(E, Z_{di})}{\sum_{i=1}^{n_d} p_{di} M_{di}}. \quad (6)$$

Случайная величина $E(P)$ характеризуется первым начальным моментом (средним значением $\overline{E(P)}$) и вторым начальным моментом $\overline{E^2(P)}$ [18]. Для полного описания СВ используют плотность распределения вероятностей. Для $E(P)$ плотность распределения $g(E(P))$ является многопараметрической, то есть зависит от набора параметров $(E_{\max}, P, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d)$ и описывается выражением:

$$g(E(P), E_{\max}, P, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) = \frac{f(E, E_{\max}) \exp(-P(E)) \varepsilon(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d)}{\int_0^{E_{\max}} f(E, E_{\max}) \exp(-P(E)) \varepsilon(E, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) dE}. \quad (7)$$

Формулы для оценки k -го начального момента $E(P)$ выглядят следующим образом:

$$\overline{E^k(P)} = \int_0^{E_{\max}} E_{ab}^k(E) g(E(P), E_{\max}, P, \mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d) dE, \quad (8)$$

где $E_{ab}(E)$ — поглощенная энергия зарегистрированного фотона. Эта энергия сложным образом зависит от материала чувствительного элемента детектора и его размеров [22], поэтому в первом приближении можно считать, что $E_{ab}(E) \approx E$.

Выражения (1)—(8) являются основой для построения имитационной модели формирования цифровых радиографических изображений для условий ограниченного «квантового голодания» с целью оценки эффективности подхода, связанного с анализом редких событий. Эти выражения необходимо дополнить блоком зашумления сигналов в условиях «квантового голодания».

1.3. Моделирование зашумленных сигналов в условиях «квантового голодания»

Из анализа выражения (2), предназначенного для оценки моделирования цифровых сигналов, можно сделать вывод о применимости прямого моделирования ЦС, разыгрывая для каждого зарегистрированного фотона его поглощенную энергию.

Для моделирования ЦС на первом этапе определяется параметр распределения Пуассона $N(P)$. Распределение Пуассона является дискретным и розыгрыш соответствующей СВ сопряжен с определенными сложностями [23]. Эти сложности легко устранимы, так как в любых языках программирования есть встроенные функции для моделирования СВ для наиболее популярных распределений, в том числе и для распределения Пуассона. Предполагается, что разрабатываемая математическая модель будет трансформирована в соответствующую имитационную модель с последующей ее реализацией в системе для математических вычислений MathCad. Широкое применение системы MathCad для имитационного моделирования в физике и приложениях обусловлено близостью языка MathCad к языку математики [11, 18, 24—26]. Для моделирования $N(P)$ необходимо знать число фотонов от одного импульса N_1 [18, 27], попадающих на фронтальную поверхность чувствительного элемента детектора. С достаточной степенью подробности этот подход изложен в [18]. Точная оценка ожидаемого среднего числа фотонов N_1 может быть определена на основе обработки результатов натурного эксперимента для конкретной модели системы ЦР, исходя из вычисленной относительной погрешности ЦС для фрагмента откалиброванного радиографического изображения свободного от тени ОК.

Для моделирования СВ $E(P)$ вводится плотность распределения (7), после чего эта плотность преобразуется в функцию распределения и табулируется. Обратная функция к полученной числовой зависимости аппроксимируется сплайнами. Данные операции необходимы для розыгрыша рассматриваемой СВ $E(P)$ с высокой производительностью. Такой способ основан на моделировании СВ методом обратных функций [28].

Такой подход позволяет моделировать общую СВ — цифровой сигнал $D(P)$.

В процессе моделирования необходимо помнить, что значение параметра Пуассона $\overline{N(P)}$ не должно быть меньше единицы. Минимальное же значение цифрового сигнала M [18] устанавливается в процессе вычислительного эксперимента.

В силу отмеченной близости математического языка и языка MathCad приведем алгоритм имитационного моделирования для условий поставленной задачи максимально близко к тексту MathCad программы. Такой подход позволит избежать недопониманий при изучении текста работы, и тем более при необходимости повторения результатов вычислительных экспериментов.

2. АЛГОРИТМ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЦИФРОВЫХ РАДИОГРАФИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В УСЛОВИЯХ «КВАНТОВОГО ГОЛОДАНИЯ»

За основу алгоритма имитационного моделирования имитационного моделирования цифровых радиографических изображений в условиях «квантового голодания» были взят ряд результатов и рекомендаций из [11, 18]. Алгоритм состоит из подготовительного этапа, блока задания базовых функций, блока описания структуры объекта контроля, подпрограммы формирования цифрового радиографического изображения с суммированием изображений, подпрограммы визуализации цифровых радиографических изображений. Здесь будем исследовать позитивные радиографические изображения, в которых большей яркости изображения соответствует большая радиационная прозрачность ОК.

2.1. Подготовительный этап

2.1.1. Формирование таблиц МКО гамма-излучения

Подготовительный этап включает в себя формирование таблиц, содержащих МКО гамма-излучения для энергий в диапазоне от 1 кэВ до 10 МэВ для элементов от водорода (H , $Z=1$) до урана (U , $Z=92$). Указанный диапазон энергий обусловлен тем, что в промышленных приложениях высокоэнергетической цифровой радиографии в качестве источников тормозного излучения применяются бетатроны и линейные ускорители электронов с максимальной энергией $E_{\max}$ до 10 МэВ [29]. При необходимости диапазон энергий гамма-квантов для таблиц МКО может быть расширен.

Для формирования таблиц МКО использовалась база данных по ослаблению гамма-излучения [9]. Данная база данных находится в открытом доступе и обладает удобным интерфейсом, позволяющим пользователю сформировать свой вариант набора данных, учитывающий диапазон энергий гамма-излучения, атомные номера (символы) интересующих химических элементов, объем информации по видам взаимодействий гамма-излучения с веществом, варианты выходных единиц ($\text{см}^2/\text{г}$, барн/атом).

Наиболее корректно база данных [19] работает с браузером Firefox, который позволяет сохранять таблицы МКО в текстовом формате (*.txt). Документы MathCad органично взаимодействуют с файлами с расширением *.txt. Для хранения таблиц МКО рекомендуется создать специальную папку, например, *X-Ray_Data*. Для простоты сопоставления заголовков файла соотносится с атомным номером химического элемента Z , например, файл *1.txt* соответствует водороду, а файл *92.txt* — урану. Каждый текстовый файл состоит из заголовка файла и собственно таблицы (двух или трехмерной матрицы), первый столбец которой — энергии E_z в МэВ, а второй — МКО в $\text{см}^2/\text{г}$; третий столбец — массовый коэффициент поглощения в $\text{см}^2/\text{г}$. Следует отметить, что число строк в упомянутых матрицах зависит от Z и увеличивается с его ростом, что связано с увеличением количества характеристических линий в рассматриваемом энергетическом диапазоне.

2.1.2. Ввод и первичная трансформация файлов с МКО

Для удобства использования индексов в MathCad имеется параметр ORIGIN для задания начального значения индексов, например, ORIGIN:=1, означают, что индексы, нумеруются с единицы. Здесь «:=» — символ присваивания.

Пусть в папке *X-Ray_Data* содержатся файлы *1.txt*, *2.txt*, ..., *83.txt* и файл *ZZM.txt*, состоящий из двух столбцов: первый — атомный номер химического элемента Z ; второй — ZM , отношение атомного номера Z к молярной массе M соответствующего химического элемента. Данный файл необходим для расчета МКО сложных химических веществ. В MathCad имеются средства для работы со строковыми переменными, что облегчает формирование списков Ввода/Вывода в соответствующих программах. Строковые переменные в MathCad заключаются в кавычки — "Строковая переменная". Применительно к рассматриваемому случаю процесс ввода всех необходимых файлов описывается следующей конструкцией:

$$\begin{aligned} Z &:= n..m \\ file_z &:= \text{concat}("X - Ray_Data / ", \text{num2str}(Z), ".txt") \\ C_z &:= \text{READPRN}(file_z) \\ ZM &:= \text{READPRN}("X - Ray_Data / ZZM.txt") \end{aligned} \quad (9)$$

здесь $file_z$ — имя файла для вещества с атомным номером Z ; « $n..m$ » — изменение переменной в диапазоне от n до m ; $concat$ — функция объединения строковых переменных, перечисленных через запятую; $num2str(Z)$ — преобразование числа Z в строковую переменную.

Системы ЦР и РКТ используются в разных энергетических диапазонах — от десятков кэВ до 10 МэВ, поэтому шкала энергий E_z переводится в кэВ. Первичная трансформация сводится дополнительно к введению МКО, атомных номеров элементов Ze и молярных масс Mz :

$$E_z := 1000(C_z)^{(1)} \quad m_z := (C_z)^{(2)} \quad Ze := (ZM)^{(1)} \quad Mz := (ZM)^{(2)}, \quad (10)$$

здесь $\langle j \rangle$ — j -й столбец матрицы.

В ряде случаев необходимо расположить энергии по возрастанию, а в таблицах [19] присутствуют дублированные характеристические линии E_{χ^-} для которых $m(E_{\chi^-}) \neq m(E_{\chi^+})$, поэтому необходима корректировка вектора E_z в упорядоченный вектор Ec_z :

$$Ec_z := \begin{cases} \gamma \leftarrow 0.00001 \\ i0 \leftarrow rows(E_z) \\ \text{for } i \in 2..i0 \\ (E_z)_i \leftarrow (E_z)_i \cdot (1 + \gamma) \text{ if } (E_z)_i = (E_z)_{i-1} \\ E_z \end{cases}, \quad (11)$$

здесь γ — параметр, меньший относительной погрешности оценки энергии характеристического излучения; $|$ — символ подпрограммы; $\leftarrow$ — символ присваивания в подпрограммах; $rows$ — количество строк в матрице; for — оператор цикла; $i \in 2..i0$ — диапазон изменения переменной i от 2 до $i0$.

2.1.3. Интерполяция зависимостей МКО гамма-излучения от энергии

Система MathCad обладает широкими возможностями для интерполяции, но в рассматриваемом случае достаточно линейной интерполяции (встроенная функция $linterp$). Формула для интерполяции МКО от энергии гамма-кванта x для элемента с атомным номером Z имеет вид:

$$mas(x, Z) := linterp(E_z, m_z, x). \quad (12)$$

Выражение (12) может быть использовано для интерполяции МКО для чувствительного объема детектора $masd$ от энергии x . В соответствии с (6) интерполяция $masd(x)$ применительно к системе MathCad запишется следующим образом:

$$masd(x) := \sum_{i=1}^{nd} pd_i Md_i m(x, Zd_i) / \sum_{i=1}^{nd} pd_i Md_i. \quad (13)$$

Векторы Md , Zd , pd в (13) совпадают с соответствующими векторами из (6) $\mathbf{M}_d, \mathbf{Z}_d, \mathbf{p}_d$.

Для сцинтиллятора CsI — $Md := \begin{pmatrix} M_{53} \\ M_{55} \end{pmatrix}$, $Zd := \begin{pmatrix} Ze_{53} \\ Ze_{55} \end{pmatrix}$, $pd := \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$.

2.2. Блок задания базовых функций

2.2.1. Эффективность регистрации

Функция для вычисления зависимости эффективности регистрации ϵ от энергии x , реализующая (5) в программе MathCad, имеет вид:

$$\epsilon(x) := 1 - \exp(-masd(x) \rho_d h_d). \quad (14)$$

2.2.2. Числовой энергетический спектр

Для высокоэнергетического тормозного излучения распределение интенсивности I по энергии фотонов x — dI/dx близко к прямой линии [30, 31]:

$$Shiff(E_m, x) := 2(E_m - x)/E_m^2, \quad (15)$$

здесь E_m — максимальная энергия тормозного излучения; x — энергия фотонов.

Для последующего моделирования необходим числовой энергетический спектр $f(E_m, x)$. Так как $dI(x)/dx = x \cdot dN(x)/dx = Shiff(E_m, x)$, то соответствующая функция имеет вид:

$$f(E_m, x) := \frac{Shiff(E_m, x)}{x \int_{E_0}^{E_m} \frac{Shiff(E_m, x)}{x} dx}, \quad (16)$$

здесь $E_0=1$ кэВ — минимальное значение энергии фотонов в таблицах МКО из [19].

2.2.3. Зависимость потока частиц и интенсивности от параметров ОК

На практике низкий уровень радиационной прозрачности проявляется при измерениях проникающей способности $Hlim$. Эти измерения проводят на стальных тестовых образцах с плотностью $\rho_{st}=7,56$ г/см³, поэтому примем:

$$mst(x) := mas(x, 26), \rho_{st} := 7,56. \quad (17)$$

Ожидаемое число фотонов N_0 на фронтальной поверхности детектора при отсутствии ОК вычисляется с учетом апертуры детектора $ad \times bd$ мм², количества интегрируемых аналоговым образом импульсов $kimp$, числа фотонов NN_0 , падающих на 1 см² поверхности детектора. Детекторы ИДК ТПУ [31] характеризуются параметрами:

$$ad := 6, bd := 5, kimp := 1, NN_0 := 2,4 \cdot 10^5. \quad (18)$$

С учетом сказанного выражение для оценки N_0 выглядит следующим образом:

$$N_0 := NN_0 \cdot ad \cdot bd \cdot kimp \cdot 0,01. \quad (19)$$

Поток фотонов $N(E_m, Hst, hd)$ вычисляется по формуле:

$$N(E_m, Hst, hd) := floor \left(N_0 \cdot \int_{E_0}^{E_m} f(E_m, x) \cdot e^{-mst(x) \cdot \rho_{st} \cdot Hst} \cdot \varepsilon(x, hd) dx \right), \quad (20)$$

где $floor(q)$ — функция MathCad, целая часть числа q .

Средняя энергия $E_{mean}(E_m, Hst, hd)$ зарегистрированного фотона оценивается следующим образом:

$$E_{mean}(E_m, Hst, hd) := \frac{\int_{E_0}^{E_m} x \cdot f(E_m, x) \cdot e^{-mst(x) \cdot \rho_{st} \cdot Hst} \cdot \varepsilon(x, hd) dx}{\int_{E_0}^{E_m} f(E_m, x) \cdot e^{-mst(x) \cdot \rho_{st} \cdot Hst} \cdot \varepsilon(x, hd) dx}. \quad (21)$$

В свою очередь интенсивность энергии $I(E_m, Hst, hd)$ оценивается по формуле:

$$I(E_m, Hst, hd) := E_{mean}(E_m, Hst, hd) \cdot N(E_m, Hst, hd). \quad (22)$$

В соответствии с (5) выражение для расчета аналога цифровой единицы имеет вид:

$$\Delta(E_m, hd, kadc) := I(E_m, 0, hd) / \left(Cadc \cdot (2^{kadc} - 1) \right), \quad (23)$$

здесь $kadc$, $Cadc$ — разрядность АЦП и коэффициент заполнения диапазона изменения ЦС.

2.3. Описание объектов контроля

2.3.1. Общие положения

При описании ОК воспользуемся подходом, предлагаемым в работах [11, 32]. Данный подход основан на представлении ОК в качестве объединения непересекающихся фрагментов, причем в ряде случаев эти фрагменты имеют правильную форму и ориентацию. Отмеченный факт характерен для некоторых тестовых объектов (ТО) (эталонов), предназначенных оценки параметров систем ЦР. К таким ТО относятся [11, 32], например, эталоны для оценки проникающей способности, эталоны чувствительности, канавочные эталоны для оценки пространственного разрешения, ступенчатые эталоны и т.п. Все эти эталоны изготавливают, как правило, из стали. Для подобных ТО ограниченность количеств фрагментов в сочетании с их формой (прямоугольные параллелепипеды) приводит и к ограниченному набору толщин по стали.

Эффект «квантового голодания» проявляется для ОК значительной толщины, поэтому в качестве примера можно ограничиться ступенчатым объектом. Такой объект может быть сформирован стальными пластинами из эталона для оценки проникающей способности. Пусть толщина пластин Hr кратна 6 мм, пластины имеют поперечные размеры $Ar \times Ar = 600 \times 600$ мм². Ступенчатый объект формируется параллельным смещением пластин друг относительно друга. Для описания конструкции ОК введем систему координат XOY , где координату x свяжем с направлением сканирования, а координату y с линейкой детекторов. Пусть границы пластин параллельны осям координат, а центры пластин расположены по линии $y = y_0$ со смещением Δx .

2.3.2. Функции и подпрограммы

Для удобства применения подхода к описанию ОК [32] введем логическую функцию $W(x, y, x_0, y_0)$ принадлежности точки (x, y) пластине с центром в точке (x_0, y_0) :

$$W(x, y, x_0, y_0) := (|x - x_0| \leq Ar/2) \wedge (|y - y_0| \leq Ar/2). \quad (24)$$

Подпрограмма для оценки толщины ОК с учетом окружающего воздуха над плоскостью формируемого изображения $HST(x, y, x_0, y_0)$ имеет следующий вид:

$$H(x, y, x_0, y_0) := \begin{cases} kr_0 \leftarrow rows(x_0) \\ \text{for } kr \in 1..kr_0 \\ \quad \begin{cases} Hrr_{kr} \leftarrow Hr \text{ if } W(x, y, x_{0_{kr}}, y_0) \\ Hrr_{kr} \leftarrow 0 \text{ otherwise} \end{cases} \\ \sum_{kr=1}^{kr_0} Hrr_{kr} \end{cases}, \quad (25)$$

здесь *otherwise* — оператор MathCad «в противном случае» дополняет пространство событий в операторе *if*.

Воспользуемся ограниченностью количества уровней толщин и введем соответствующую функцию $LevelH(x, y, x_0, y_0)$:

$$LevelH(x, y, x_0, y_0) := \begin{cases} L \leftarrow 1 \\ \text{for } kr \in 1..kr_0 \\ \quad |L \leftarrow kr + 1 \text{ if } W(x, y, x_{0_{kr}}, y_0) \\ L \end{cases}. \quad (26)$$

Конструкция (26) является исключительно простой, но при вычислительном моделировании цифровых радиографических изображений крупногабаритных объектов она обеспечивает ускорение процесса вычислений в сотни раз.

Каждому уровню толщины LH соответствует свои уровни числа фотонов LN , среднего значения энергии LE и аналогового сигнала LI . Отметим, что общее количество уровней на единицу больше количества ступеней kL_0 :

$$\begin{aligned} LH_{kl} &:= (kL - 1)Hr, \quad LN_{kl} := N(Em, LH_{kl}, hd), \\ LE_{kl} &:= Emean(Em, LH_{kl}, hd), \quad LI_{kl} := LN_{kl} \cdot LE_{kl}. \end{aligned} \quad (27)$$

Введенных выше функций, подпрограмм и векторов достаточно для перехода к подпрограмме формирования цифровых радиографических изображений.

2.3. Подпрограмма формирования цифрового радиографического изображения

Входными параметрами подпрограммы *XrayImage* являются поперечные размеры ОК $Xoc \times Yoc$, поперечные размеры детектора $ad \times bd$, количество суммируемых изображений n . Заранее должны быть определены среднее значение mb и среднеквадратическое отклонение σb темнового сигнала детектора.

Подпрограмму приведем в упрощенной версии без розыгрыша энергий зарегистрированных фотонов. На момент вызова все параметры подпрограммы *XrayImage* должны быть определены.

$$\begin{aligned} & \left(\begin{array}{c} NX \\ NY \end{array} \right) \leftarrow \left(\begin{array}{c} \text{floor} \left(\frac{Xoc}{ad} \right) \\ \text{floor} \left(\frac{Yoc}{bd} \right) \end{array} \right) \\ & \text{for } ix \in 1..NX + 1 \\ & \quad \text{for } iy \in 1..NY + 1 \\ & \quad \quad \left(\begin{array}{c} X_{ix} \\ Y_{iy} \end{array} \right) \leftarrow \left(\begin{array}{c} -\frac{Xoc}{2} + (ix - 1) \cdot ad \\ -\frac{Yoc}{2} + (iy - 1) \cdot bd \end{array} \right) \\ & \quad \quad lh \leftarrow LevelH(x, y, x0, y0) \\ & \quad \quad Noc \leftarrow LN_{lh} \\ & \quad \quad Eoc \leftarrow LE_{lh} \\ & \quad \quad r \leftarrow \begin{cases} rpois(n, Noc) & \text{if } Noc \geq 1 \\ null(n) & \text{otherwise} \end{cases} \\ & \quad \quad black \leftarrow rnorm(n, mb, \sigma b) \\ & \quad \quad ID_{iy, ix} \leftarrow \sum_{i=1}^n \text{floor} \left(\frac{Eoc \cdot r_i}{\Delta l} + black_i - mb \right) \\ & \quad \text{for } iy \in 1..NY + 1 \\ & \quad \quad MD_{iy} \leftarrow \frac{\sum_{i=1}^{iw} ID_{iy, ix}}{iw} \\ & \quad \text{for } ix \in 1..NX + 1 \\ & \quad \quad \text{for } iy \in 1..NY + 1 \\ & \quad \quad \quad DH_{iy, ix} \leftarrow -\ln \left(\frac{\max(0.5, ID_{iy, ix})}{MD_{iy}} \right) \\ & ID \end{aligned} \quad (28)$$

здесь $rpois(n, Noc)$, $rnorm(n, mb, \sigma b)$ — программы розыгрыша векторов СВ, распределенных по Пуассону и Гауссу, в данном случае векторы имеют размерность n ; $null(n)$ — нулевой вектор размерности n .

2.4. Подпрограмма формирования полутоновых изображений

На вход подпрограммы визуализации $VizD$ поступают: цифровое радиографическое изображение $D := XrayImage(Xoc, Yoc, ad, bd, n)$; минимальный и максимальный уровни тона Pmi , Pma , удобные для восприятия; вектор pp — цифровых координат в системе RGB для раскраски фоновой части изображения; вектор pr — цифровых координат в системе RGB для раскраски части изображения с низким уровнем ЦС. В качестве векторов pp , pr могут быть использованы

$pp := \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$, $pr := \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$. В результате фон будет изображен в оттенках серого, а пиксели с низким

уровнем ЦС будут выделены красным цветом.

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} Nx \\ Ny \end{pmatrix} \leftarrow \begin{pmatrix} cols(D) \\ rows(D) \end{pmatrix} \\
 & \begin{pmatrix} Dmi \\ Dma \end{pmatrix} \leftarrow \begin{pmatrix} \min(D) \\ \max(D) \end{pmatrix} \\
 & \text{for } ix \in 1..NX \\
 & \quad \text{for } iy \in 1..NY \\
 & \quad \quad \left| \begin{aligned} & P_{iy,ix} \leftarrow Pma - floor\left((Pma - Pmi) \frac{D_{iy,ix} - Dmi}{Dma - Dmi}\right), \quad (29) \\ & \begin{pmatrix} r_{iy,ix} \\ g_{iy,ix} \\ b_{iy,ix} \end{pmatrix} \leftarrow pp \cdot P_{iy,ix} \text{ if } Cadc \cdot (2^{kadc} - 1) \cdot e^{-D_{iy,ix}} > 1 \\ & \begin{pmatrix} r_{iy,ix} \\ g_{iy,ix} \\ b_{iy,ix} \end{pmatrix} \leftarrow pr \cdot 255 \text{ otherwise} \end{aligned} \right. \\
 & \quad \quad \text{augment}(r, g, b)
 \end{aligned}$$

здесь $\min(D)$, $\max(D)$ — минимальное и максимальное значения массива D , которые находятся с помощью встроенных функций MathCad; $augment$ — функция объединения матриц (векторов) в общую матрицу.

2.5. Вывод и визуализация полутоновых изображений

В системе MathCad для ввода/вывода изображений в оттенках серого используются функции READBMP/WRITEBMP, а в оттенках цветного — READRGB/WRITERGB. Для рассматриваемой задачи более предпочтительной является вторая группа функций.

На выходе подпрограммы $VizD$ формируется не само изображение, а матрица VI , ассоциируемая с ним $VI := VizD(D, sh, Pmi, Pma, pp, pr)$. Для превращения матрицы VI в цветное изображение вначале необходимо сформировать текстовую переменную $fileI$, содержащую информацию о месте записи файла (изображения), его формате, количестве суммируемых цифровых изображений, а затем выполнить соответствующую операцию ввода. Упомянутый комплекс действий описывается двумя командами:

$$\begin{aligned} fileI &:= \text{concat}("BMP / ", " Sum ", \text{nim2str}(n), " digital image", ".bmp") \\ \text{WRITERGB}(fileI) &:= VI \end{aligned} \quad (30)$$

Папка BMP предназначена для хранения изображений и создается заранее.

Приведенный алгоритм (1)–(30) легко трансформируется в программу в системе MathCad с уточнением входных данных.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Исходные данные

Часть данных уже демонстрировалась выше в некоторых блоках и этапах разработанного алгоритма. Перечислим полный набор исходных данных.

Источник высокоэнергетического тормозного излучения — малогабаритный бетатрон ИДК ТПУ [31] с максимальной энергией $E_{\text{max}} = 9$ МэВ. Оценочное и подтвержденное экспериментально количество фотонов на 1 см^2 на расстоянии 4,2 м от источника, приведенное к одному импульсу, $N_1 = 240000$ (30 сГр/мин).

Линейка детекторов: материал сцинтилляторов CdWO_4 ; поперечные размеры детекторов $a_d \times b_d = 6 \times 5 \text{ мм}^2$; толщина детекторов $h_d = 35 \text{ мм}$; разрядность АЦП $k_{\text{ADC}} = 16$ бит; коэффициент сужения диапазона цифровых сигналов $C_{\text{ADC}} = 0,8$. Коэффициент геометрического увеличения равен 3.

Базовый объект контроля: стальной ступенчатый объект, набранный из пластин размером $600 \times 600 \text{ мм}^2$; ширина объекта по оси y 600 мм; высота ступени 24 мм; количество ступеней 13; ширина ступени 30 мм. Число ступеней базового ОК было выбрано из условия, что число фотонов, регистрируемых детектором, не должно быть меньше 1. Это ограничение связано с рассматриваемой концепцией моделирования. Для условий моделирования максимальная толщина объекта по стали 312 мм.

Выше отмечено, что существенное несоответствие диапазонов изменения АС и ЦС может привести к эффекту, аналогичному эффекту «квантового голодания», несмотря на сравнительно высокий уровень числа регистрируемых фотонов. Этот эффект напоминает по признакам «квантовое голодание», назовем его эффектом «псевдо-квантового голодания». Отмеченный эффект характеризуется упомянутым выше параметром C_{ADC} . В соответствии со сказанным выше уменьшим высоту ступени в базовом ОК до 18 мм, что приведет к уменьшению максимальной массовой толщины ОК до 234 мм по стали.

3.2. Результаты моделирования цифровых радиографических изображений

3.2.1. Базовый ступенчатый объект, условия ограниченного «квантового голодания»

На рис. 1 приведены цифровые радиографические изображения испытуемого ступенчатого объекта с вариацией числа исходных изображений от 1 до 1024.

Сравнение изображений, приведенных на рис. 1, подтверждает эффективность цифрового суммирования радиографических изображений в условиях ограниченного «квантового голодания».

3.2.2. Базовый ступенчатый объект, условия «псевдоквантового голодания»

Для исследования эффекта «псевдоквантового голодания» выберем ступенчатый объект, описанный выше, с существенно меньшим значением параметра C_{ADC} .

На рис. 2 приведены цифровые радиографические изображения исследуемого ОК с максимальной толщиной 234 мм по стали для $n = 1; 4; 16$ и значения параметра $C_{\text{ADC}} = 0,1$.

В результате сравнения изображений, представленных на рис. 1 и 2, можно подтвердить схожесть эффектов «квантового голодания» и «псевдоквантового голодания». Отмечается повышение качества изображений с увеличением параметра n .

Следует отметить, что эффект «псевдоквантового голодания» обуславливается также недостаточно высокой разрядностью АЦП (см. (3)).

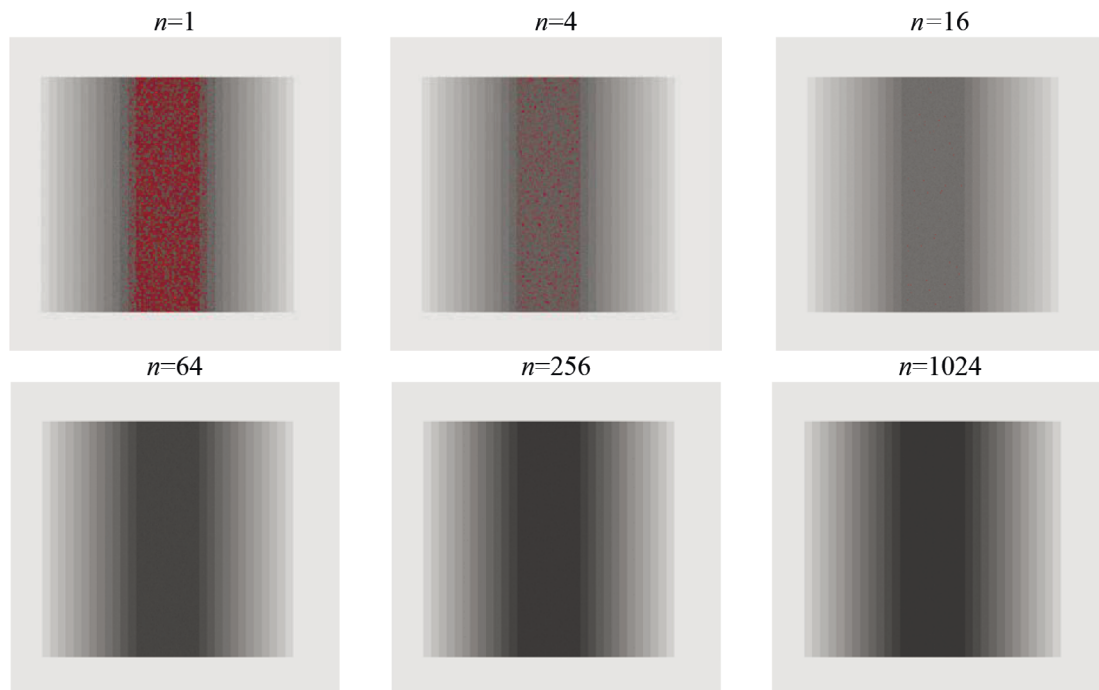


Рис. 1. Цифровые радиографические изображения ступенчатого объекта с вариацией числа суммируемых изображений n . Эффект «квантового голодания».

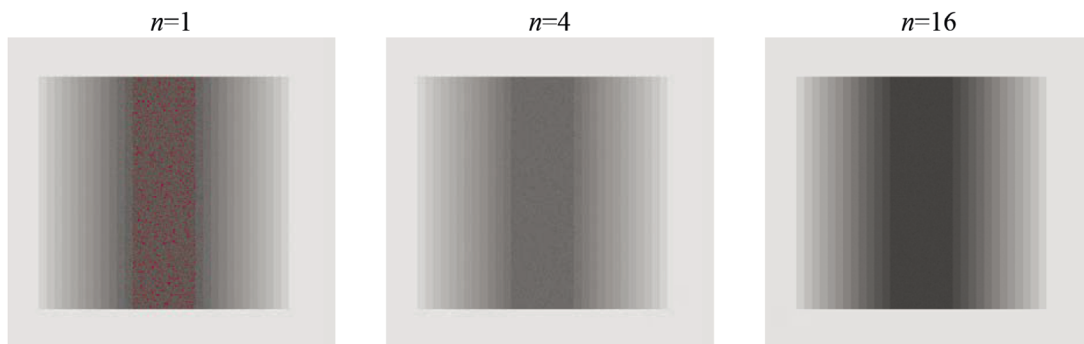


Рис. 2. Цифровые радиографические изображения ступенчатого объекта с вариацией числа суммируемых изображений n . Эффект «псевдоквантового голодания».

3.2.3. Эталон проникающей способности

При формировании изображений эталонов для оценки проникающей способности систем ЦР целенаправленно создается эффект «квантового голодания» [33].

При моделировании изображений эталонов для оценки проникающей способности были использованы формулы из [34] для корректировки пространственного описания ОК.

На рис. 3 приведены изображения набора прямоугольных стальных пластин толщиной $H_{st} = 324$ мм с «наконечником стрелы» из стали толщиной $H_a = 84$ мм для двух положений наконечника, $H_{lim} = H_{st} + H_a = 408$ мм.

Анализ данных, приведенных на рис. 3, подтверждает вывод об эффективности цифрового суммирования изображений в условиях «квантового голодания». Наблюдается улучшение четкости границ «стрелы наконечника» с ростом параметра n .

В работе [27] отмечена возможность достижения проникающей способности $H_{lim} = 450$ мм по стали для тормозного излучения с $E_{max} = 9$ МэВ при условии попадания не менее 5 фотонов на пиксель размером 10×10 мм² на расстоянии 7,5 м. Из сопоставления параметров систем ЦР из [27] и [31] следует, что значение параметра N_l для упомянутой в условии системы [27] примерно в 26 раз больше, чем для

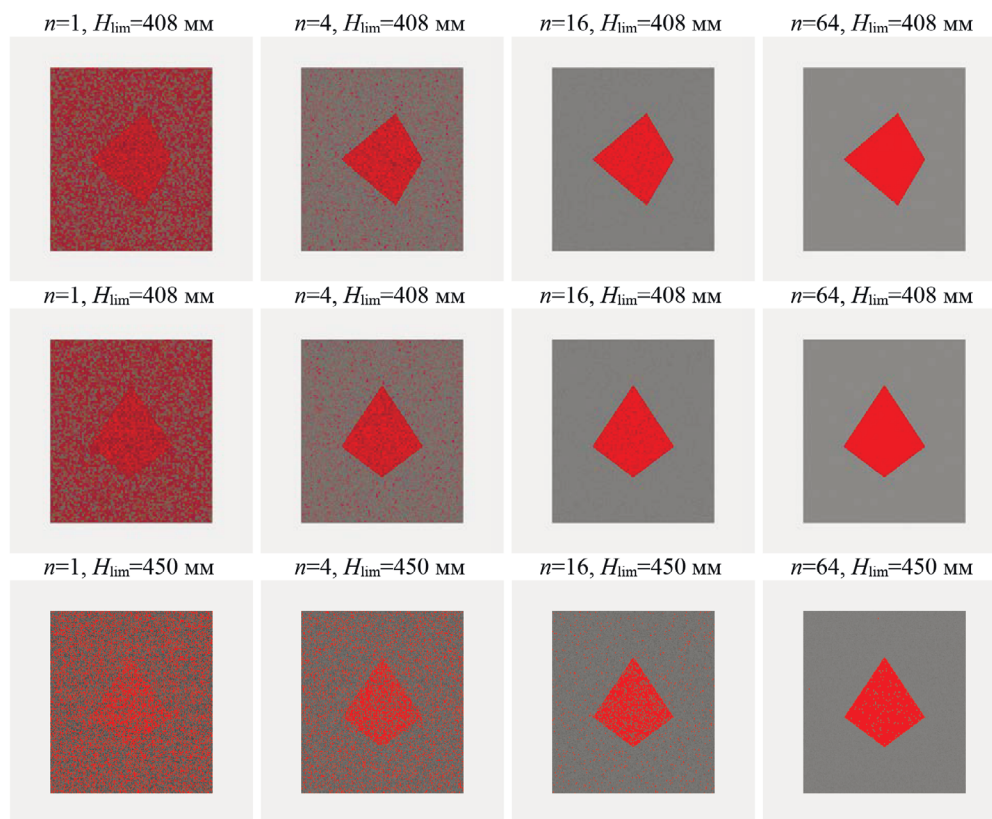


Рис. 3. Цифровые радиографические изображения эталона проникающей способности с вариацией числа суммируемых изображений n . Эффекты «квантового голодания» — $H_{\text{lim}} = 408$ мм и «псевдоквантового голодания» для условий [27] — $H_{\text{lim}} = 450$ мм.

той, что использовалась в модельном примере. Для такого уровня N_1 был сформированы изображения, приведенные на рис. 3. Отмеченное в [27] условие позволяет объяснить наблюдаемый эффект «псевдоквантовым голоданием» — не полным соответствием диапазонов изменения АС и ЦС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель формирования высокоэнергетических цифровых радиографических изображений в условиях низких уровней цифровых сигналов. Модель предназначена для повышения эффективности анализируемых систем применительно к контролю крупногабаритных объектов за счет цифрового суммирования изображений. На основе модели разработан алгоритм и программа на MathCad, предназначенные для симуляции цифровых изображений испытываемых объектов. На основе анализа результатов вычислительных и натурных экспериментов проиллюстрирована принципиальная возможность повышения эффективности систем высокоэнергетической цифровой радиографии на основе учета редких событий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания «Наука», проект № FSWW-2020-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Du Plessis A., MacDonald E., Waller J.M., Berto F. Non-destructive testing of parts produced by laser powder bed fusion // Fundamentals of Laser Powder Bed Fusion of Metals. Elsevier, 2021. P. 277—300. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-824090-8.00016-0>
2. Bossema F.G., Domínguez-Delmás M., Palenstijn W.J., Kostenko A., Dorscheid J., Coban S.B., Hermens E., Batenburg K.J. A novel method for dendrochronology of large historical wooden objects using line trajectory X-ray tomography // Scientific Reports. 2021. V. 11. No. 1. P. 1—12. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-90135-4>

3. Nyberg J.V.E., MacGregor D., Azaiez F. 5. Complementary methods: γ -beam techniques, X-ray fluorescence (XRF) and nuclear magnetic resonance (NMR) // Nuclear physics for cultural heritage. EDP Sciences. 2021. P. 37—53.
4. Karikh V.P., Pevchenko B.V., Kurbatov A.V., Okhotnikov A.A., Skokov A.A. Three-dimensional X-ray tomography of industrial objects with limited sizes of the recording screen // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 9. P. 787—795. <https://doi.org/10.1134/S1061830921090059> [Карих В.П., Певченко Б.В., Курбатов А.В., Охотников А.А., Скоков А.А. Трехмерная рентгеновская томография промышленных объектов при ограниченных размерах регистрирующего экрана // Дефектоскопия. 2021. № 9. С. 54—62.]
5. Ewert U. Current developments in digital radiography and computed tomography from nm to macro scale / Proceedings of the 12th European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT 2018), Gothenburg, Sweden. 2018. P. 11—15. <https://www.ndt.net/article/ecndt2018/papers/ecndt-0364-2018.pdf> (Доступ 19.04.2022).
6. Movafeghi A., Mohammadzadeh N., Yahaghi E., Nekouei J., Rostami P., Moradi G. Defect detection of industrial radiography images of ammonia pipes by a sparse coding model // Journal of Nondestructive Evaluation. 2018. V. 37. No. 1. P. 1—7. <https://doi.org/10.1007/s10921-017-0458-9>
7. Kaczmarek L., Kozłowska A., Maksimczuk M., Wejrzanowski T. The use of X-ray computed microtomography for graptolite detection in rock based on core internal structure visualization // Acta Geologica Polonica. 2017. V. 67. No. 2. P. 299—306. <https://doi.org/10.1515/agp-2017-0010>
8. Udod V.A., Osipov S.P., Wang Y. Estimating the influence of quantum noises on the quality of material identification by the dual-energy method // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2018. V. 54. No. 8. P. 585—600. <https://doi.org/10.1134/S1061830918080077> [Удод В.А., Осипов С.П., Ван Я. Оценка влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий // Дефектоскопия. 2018. № 8. С. 50—65.]
9. Li L., Li R., Zhang S., Zhao T., Chen Z. A dynamic material discrimination algorithm for dual MV energy X-ray digital radiography // Applied Radiation and Isotopes. 2016. V. 114. P. 188—195. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.05.018>
10. Hall C. Large-scale imaging on the Australian Synchrotron imaging and medical beamline (IMBL) // Synchrotron Radiation News. 2015. V. 28. No. 5. P. 24—29. <https://doi.org/10.1080/08940886.2015.1080066>
11. Osipov S.P., Chakhlov S.V., Kairalapov D.U., Sirot'yan E.V. Numerical modeling of radiographic images as the basis for correctly designing digital radiography systems of large-sized objects // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2019. V. 55. No. 2. P. 136—149. <https://doi.org/10.1134/S1061830919020050> [Осипов С.П., Чахлов С.В., Кайралапов Д.У., Сиrot'ян Е.В. Численное моделирование радиографических изображений — основа корректного проектирования систем цифровой радиографии крупногабаритных объектов // Дефектоскопия. 2019. № 2. С. 43—55.]
12. Busi M., Kehl C., Frisvad J.R., Olsen U.L. Metal artifact reduction in spectral X-ray CT using spectral deep learning // Journal of Imaging. 2022. V. 8. No. 3. No. article 77. <https://doi.org/10.3390/jimaging8030077>
13. Zeng G.L. Photon Starvation Artifact Reduction by Shift-Variant Processing // IEEE Access. 2022. V. 10. P. 13633—13649. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2022.3142775>
14. Morin R.L., Seibert J.A. Considerations for selecting a digital radiography system // Journal of the American College of Radiology. 2005. V. 2. No. 3. P. 287—290. <https://doi.org/10.1016/j.jacr.2004.10.015>
15. Zolkin A.L., Munister V.D., Bogaevskaya O.Y., Yumashev A.V., Kornetov A.N. Promising directions of information technologies applications for improving of control and measuring devices in medical industry // Journal of Physics: Conference Series. — IOP Publishing, 2021. V. 2094. No. 3. No. article 032001. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2094/3/032001>
16. Andriole K.P. Medical imaging modalities and digital images / Practical Imaging Informatics. Springer, New York, NY, 2021. P. 25—39. https://doi.org/10.1007/978-1-0716-1756-4_3
17. Beckmann M., Bhandari A., Krahmer F. The Modulo Radon Transform: Theory, Algorithms, and Applications // SIAM Journal on Imaging Sciences. 2022. V. 15. No. 2. P. 455—490. <https://doi.org/10.1137/21M1424615>
18. Osipov S.P., Usachev E.J., Chakhlov S.V., Schetinkin S.A., Osipov O.S. Inspection of bulk cargoes and liquids by the dual energy method // Radiation Physics and Chemistry. 2020. V. 177. No. article 109133. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2020.109133>
19. Berger M.J., Hubbell J.H., Seltzer S.M., Chang J., Coursey J.S., Sukumar R., Zucker D.S., Olsen K. XCOM: Photon cross sections database, NIST standard reference database 8 (XGAM). <https://doi.org/10.18434/T48G6X>
20. Petrushanskii M.G., Kornev E.A. On determination of the effective energy of a mixed X-ray beam // Biomedical Engineering. 2006. V. 40. No. 2. P. 102—105. <https://doi.org/10.1007/s10527-006-0054-2> [Петрушанский М.Г., Корнев Е.А. К определению эффективной энергии смешанного пучка рентгеновского излучения // Медицинская техника. 2006. № 2. С. 46—49.]
21. Zhang D., Lai W., Wu J., Du H., Zhao R., Fan S. Establishment of ISO 4037-1 X-ray narrow-spectrum series // The Journal of Engineering. 2019. V. 2019. No. 23. P. 8858—8861. <https://doi.org/10.1049/joe.2018.9126>

22. *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. V. 59. No. 4. P. 842—846. <https://doi.org/10.1007/BF01123317>
23. *Barbiero A., Ferrari P.A.* Simulation of correlated Poisson variables // *Applied Stochastic Models in Business and Industry*. 2015. V. 31. No. 5. P. 669—680. <https://doi.org/10.1002/asmb.2072>
24. *Zhao N., Chen X.* Exploring the integration of MathCad-assisted mathematics experiments into higher mathematics teaching // *Computer-Aided Design and Applications*. 2022. 19(S1). P. 117—127. <https://doi.org/10.14733/cadaps.2022.S1.117-127>
25. *Sarantites D.G., Sobotka L.G.* Computational templates for introductory nuclear science using Mathcad // *American Journal of Physics*. 2013. V. 81. No. 1. P. 44—49. <https://doi.org/10.1119/1.4764079>
26. *Chang J., Soldatov A., Sorokin P., Kostina M., Soldatov A., Xu S., Chiriev A.* Gaussian filtered small-angle ultrasonic computed tomography using linear arrays / *Progress in Material Science and Engineering*. Springer, Cham, 2021. P. 29—38. https://doi.org/10.1007/978-3-030-68103-6_3
27. *Kutsaev S., Agustsson R., Arodzero A., Boucher S., Hartzell J., Murokh A., O'Shea F., Smirnov A.Y.* Electron accelerators for novel cargo inspection methods // *Physics Procedia*. 2017. V. 90. P. 115—125. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2017.09.036>
28. *Graham C., Talay D.* Strong law of large numbers and Monte Carlo methods / *Stochastic Simulation and Monte Carlo Methods*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013. P. 13—35. https://doi.org/10.1007/978-3-642-39363-1_2
29. *Kutsaev S.V.* Advanced technologies for applied particle accelerators and examples of their use // *Technical Physics*. 2021. V. 66. No. 2. P. 161—195. <https://doi.org/10.1134/S1063784221020158> [Куцаев С.В. Перспективные технологии для прикладных резонансных ускорителей заряженных частиц и примеры их использования (Обзор) // *Журнал технической физики*. 2021. Т. 91. № 2. С. 173—206.]
30. *Schiff L.I.* Nonlinear meson theory of nuclear forces. II. Nonlinearity in the meson-nucleon coupling // *Physical Review*. 1951. V. 84. No. 1. P. 252—253. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.84.10>
31. *Khasanov S., Suleymanov R., Safarov A., Safarov A., Tedila H.M., Muratov R.* Calculation of exposure and absorbed dose at irradiation samples by electron bremsstrahlung // *Radiation Physics and Chemistry*. 2021. V. 188. No. article 109651. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109651>
32. Scientific educational cargo vehicle inspection system. URL: <https://portal.tpu.ru/departments/laboratory/rknl/eng/products/iDK> (Обращение 27.04.2022).
33. ANSI N42.46. American national standard for determination of the imaging performance of X-ray and gamma-ray systems for cargo and vehicle security screening, 2008.
34. *Osipov S.P., Yadrenkin I.G., Chakhlov S.V., Osipov O.S., Usachev E.Y.* Simulation modeling in digital radiography with allowance for spatial outlines of test objects // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2020. V. 56. No. 8. P. 647—660. <https://doi.org/10.1134/S1061830920080082> [Осипов С.П., Ядренкин И.Г., Чахлов С.В., Осипов О.С., Усачев Е.Ю. Имитационное моделирование в цифровой радиографии с учетом пространственных форм объектов контроля // *Дефектоскопия*. 2020. № 8. С. 35—48.]