

М. Е. Жуковский, М. В. Скачков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЕЙ ОБЪЕКТОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Предложен статистический алгоритм моделирования процесса эмиссии электронов с внешних и внутренних граничных поверхностей объектов, находящихся под воздействием гамма- и рентгеновского излучений. В основе разработанного метода моделирования лежит принцип максимальной информационной ценности фотонных траекторий. Построены полуаналитические модификации метода Монте-Карло, в которых часть случайных величин заменяется их вероятным значением. В частности, процесс появления быстрых электронов, рождающихся в результате взаимодействия фотонного излучения с веществом, рассматривается не как случайное событие, а как детерминированный процесс. При этом статистический вес электрона вычисляется с помощью построенных распределений условных вероятностей. Сконструирован оригинальный алгоритм регистрации (детектирования) электронов, покидающих граничные поверхности объекта, который является в достаточной мере универсальным для применения в практических приложениях. Разработанный метод моделирования рассматриваемых процессов реализован в виде параллельного кода для расчетов на многопроцессорной вычислительной технике.

E-mail: zhuk@kiam.ru

Ключевые слова: эмиссия электронов, статистическое моделирование, гамма-излучение, регистрация электронов, информационная ценность.

Моделирование эмиссии электронов с поверхностей объектов, облучаемых гамма- и рентгеновским излучениями, проводится при решении различных фундаментальных и прикладных научных проблем. Распространение потока фотонов в рассеивающей среде сопровождается рождением потоков быстрых электронов и, как следствие, генерацией и излучением радиационного электромагнитного поля [1, 2]. Радиоэлектронные приборы любого назначения чувствительны к электромагнитным полям. Слабые поля могут исказить информационные сигналы в линиях связи, сильные — создавать помехи в отдельных приборах и изменять электрофизические свойства их материалов, например, сопротивление резисторов или емкость конденсаторов. Потоки ионизирующих излучений создают также в специальных исследовательских установках, которые используют для анализа взаимодействия излучения с веществом, являющегося одним из главных предметов исследований современной физики. Во время экспериментов на

таких установках при взаимодействии излучений с элементами конструкции и с измерительной аппаратурой возникает электромагнитное поле, которое сказывается на развитии исследуемого в эксперименте процесса и на результатах измерений. Анализ электромагнитного поля радиационного происхождения вблизи и внутри различных объектов, содержащих электронную аппаратуру, требует рассмотрения и решения ряда важных проблем, таких как исследование трансформации и рассеяния потоков ионизирующего излучения в трехмерных многокомпонентных объектах с учетом сложной внутренней структуры и геометрии объекта, а также спектрального состава излучения от источника; расчет и анализ пространственного распределения потоков заряженных частиц, порождаемых ионизирующим излучением в окружающей объект среде и различных материалах конструкций.

Другой важной областью исследований является развитие методов математического моделирования процессов, обуславливающих функционирование современной аппаратуры, применяемой в неразрушающем контроле материалов и конструкций [3], в частности процессов формирования тормозного излучения в проектируемых рентгеновских аппаратах, процессов регистрации ионизирующего излучения в перспективных детектирующих системах, а также при использовании свойств усиливающих экранов [4]. Решение задач данной проблематики требует разработки: 1) моделей и алгоритмов для исследований пространственного и энергетического распределений электронов в мишенях рентгеновских аппаратов и в материалах усиливающих экранов; 2) математических моделей, описывающих различные способы регистрации и детектирования фотонного и электронного излучений.

Кроме того, изучение электронной эмиссии с поверхностей объектов является важной частью исследований структуры поверхности твердого тела [5]; эмиссия электронов усложняет измерения в экспериментах с пучками на ускорителях [6].

Знание физических характеристик эмитируемых электронов — выходов, угловых и энергетических распределений, механизмов рождения и взаимодействия этих электронов с веществом является исходным пунктом исследований в упомянутых областях.

Моделирование эмиссии электронов с внешних и внутренних границ облучаемых объектов подразумевает моделирование процесса рождения быстрых электронов, появляющихся в результате взаимодействия гамма-излучения с материалами объектов; моделирование переноса электронов внутри объекта до выхода их на границу; построение методов регистрации электронов, покидающих объект.

В работе [7] предложены и реализованы эффективные статистические модели переноса электронов в веществе, основанные на под-

готовке специальных распределений для розыгрыша характеристик электронных траекторий.

Настоящая работа посвящена изложению способов моделирования процессов появления быстрых электронов, образующихся в веществе объекта под воздействием гамма- или рентгеновского излучения, а также методов регистрации электронов, вылетающих с границ объекта.

Моделирование процесса рождения электронов. Взаимодействие фотонов с веществом сопровождается появлением высокоэнергетических (по сравнению с энергией атомных электронов) электронов при фотопоглощении и комптоновском рассеянии квантов гамма-излучения [8]. Для статистического моделирования фотонных траекторий используются методы, описанные в работах [9, 10].

Основная особенность моделирования переноса электронов, рожденных внутри объектов, облучаемых гамма- и рентгеновским излучениями, заключается в том, что длина пробега фотонов значительно (до 2 порядков) превышает длину пути электрона, обусловленную его тормозной способностью. В этой ситуации прямое статистическое моделирование инъекции электронов из объекта может оказаться неэффективным, поскольку лишь незначительная часть появившихся электронов способна достичь границ объекта. Кроме этого при прямом моделировании рассматриваемых процессов в каждой точке взаимодействия кванта излучения может появиться только один фотон — комптоновский или фотоэлектрон. В ряде случаев (в зависимости от материала и энергии фотона) это приводит к увеличению статистической погрешности расчета спектральной плотности электронов. Так, для тяжелых материалов, когда вероятность фотопоглощения фотона возрастает, низкоэнергетическая часть электронного спектра, обусловленная комптоновскими электронами, может иметь большую по сравнению с высокоэнергетической частью, погрешность.

Для повышения эффективности моделирования рассматриваемого явления разработана оригинальная весовая модификация статистических алгоритмов расчета потоков инжектируемых электронов, в которой: а) определение точки рождения быстрого электрона проводится полуаналитическим методом, включающим в себя расчет “полезного” участка фотонной траектории, такого что появившиеся на этом участке электроны имеют большую вероятность вылета из объекта; б) появление быстрого электрона в элементарном акте взаимодействия фотона с веществом рассматривается не как случайное событие, а как детерминированный процесс, причем, на каждом звене фотонной траектории моделируется процесс рождения в точности двух быстрых электронов — комптоновского и фотоэлектрона.

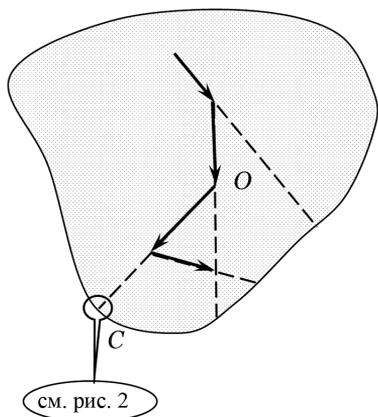


Рис. 1. Звенья фотонной траектории

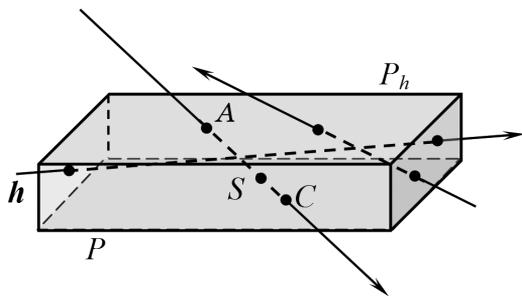


Рис. 2. Определение “полезного” участка фотонной траектории

Для построения “полезного” участка на каждом звене фотонной траектории (рис. 1) используется энергия электрона, который должен появиться на этом участке, т.е. кинетическая энергия рождаемого электрона вычисляется (разыгрывается) до определения места его появления.

Рассмотрим основные особенности реализации предложенной модификации для случая плоских регистрирующих поверхностей (граничных поверхностей объекта), который актуален во многих модельных ситуациях, а также в ряде практических приложений.

Пусть известна (вычислена) кинетическая энергия электрона E_e , а значит, и максимальная длина его пути $L_e(E_e)$, определяемая тормозной способностью. Предположим, что в качестве регистрирующей поверхности используется плоскость P (нижняя на рис. 2). Для определения “полезного” участка траектории фотона строится вспомогательная плоскость P_h на расстоянии $h = L_e(E_e)$ от P , параллельно последней. Построение проводится так, чтобы слой между P и P_h находился внутри граничного вещества объекта. В результате получается “макродетектор” D , образованный плоскостями P и P_h и граничными поверхностями объекта.

Здесь мы не рассматриваем всевозможные конфигурации такого “макродетектора”, а приводим лишь схему построения.

Теперь “полезный” участок траектории фотона определяется как отрезок внутри D между точками пересечения рассматриваемого фотонного луча с границами построенного “макродетектора” (см. рис. 2).

Далее необходимо определить точку рождения S электрона на построенном участке.

Пусть, например, построенный участок есть отрезок AC (см. рис. 2) луча OC (см. рис. 1). Розыгрыш точки рождения S (рис. 2)

электрона на найденном полезном участке фотонной траектории проводится с использованием плотности распределения условной вероятности

$$f(AS) = \mu \exp \left\{ - \int_A^S \mu ds' \right\} \left(1 - \exp \left\{ - \int_A^C \mu ds' \right\} \right)^{-1}, \quad S \in AC. \quad (1)$$

В случае когда $\mu(S) = \text{const}$ при $S \in AC$, формула (1) принимает вид

$$f(AS) = \mu \frac{\exp \{-\mu |AS|\}}{1 - \exp \{-\mu |AC|\}},$$

где μ — коэффициент ослабления фотонного излучения в приграничном материале объекта.

Теперь нужно вычислить статистический вес w_e появляющегося в точке S электрона, который рассчитывается как произведение текущего статистического веса фотона w_{ph} , вероятности p_{AC} взаимодействия фотона на отрезке AC и вероятности p_e того, что это взаимодействие приводит к рождению электрона.

Величина $p_{AC} = e^{-b_{OA}} (1 - e^{-\mu |AC|})$, где b_{OA} — оптическая толщина объекта от начала рассматриваемого звена траектории O до точки A для фотона данной энергии. Вероятность рождения электрона p_e есть вероятность процесса, приводящего к появлению электрона, — фотопоглощения (p_a) или комптоновского рассеяния (p_C).

Окончательно статистический вес фотоэлектрона вычисляется по формуле

$$w_e = w_{ph} e^{-b_{OA}} (1 - e^{-\mu |AC|}) p_a, \quad (2)$$

а статистический вес комптоновского электрона вычисляется точно так же с заменой p_a на p_C в формуле (2).

Замечание. Важно отметить, что для двух электронов (комптоновского или фотоэлектрона) энергия E_e будет разной, т.е. рассмотренное выше построение следует проводить отдельно для каждого электрона из этой пары.

Таким образом, схема моделирования процесса появления электрона и его вылета из объекта состоит из следующих этапов:

- а) выбирается вид взаимодействия фотона с веществом, приводящего к появлению электрона (например, фотопоглощение);
- б) определяется энергия электрона;
- в) вычисляется “полезный” участок на продолжении рассматриваемого звена траектории фотона вблизи границы объекта;
- г) разыгрывается точка рождения электрона на этом участке и вычисляется его статистический вес;

д) моделируется траектория электрона до вылета из объекта, например, с использованием модели утолщенных траекторий [7];

е) проводится регистрация вылетевшего электрона;

ж) пункты в–е повторяются для комптоновского электрона.

После регистрации двух электронов история фотона продолжается: определяется точка поворота его траектории, вид взаимодействия в соответствии с выбранной модификацией метода Монте-Карло, разыгрывается новое направление движения фотона.

Следует отметить, что если в очередной точке поворота фотонной траектории происходит фотопоглощение или комптоновское рассеяние, то появляющиеся в результате этого процесса электроны не учитываются.

За рамками рассмотренного алгоритма остался вопрос о способах регистрации вылетающих электронов (пункт е). Ясно, что для записи и хранения характеристик потоков электронов, покидающих объект (фактически речь идет о функции распределения электронов на граничной поверхности объекта), необходимо проводить дискретизацию граничной поверхности. В рассмотренном выше случае дискретизация проводится просто путем разбиения регистрирующей плоскости на элементарные детекторы необходимого размера.

Для поверхностей достаточно сложной формы (не плоских) вопрос об их дискретизации (с целью регистрации электронов) является нетривиальным. Далее предложено развитие описанного алгоритма, включающее детектирование (регистрацию) электронов как составную часть общего метода.

Развитие алгоритма статистического моделирования инъекции электронов с внешних и внутренних границ облучаемых объектов. В ряде важных задач математического моделирования сложных физических явлений описанный алгоритм моделирования потоков инжектируемых из объекта электронов требует дальнейшего совершенствования и развития.

Например, моделирование электромагнитных полей радиационного происхождения [1] подразумевает использование потоков электронов, вылетающих во внутренние полости облучаемого объекта и в окружающее объект пространство, в качестве исходных данных (начальное пространственное распределение сторонних токов). В этом случае важной является проблема соответствия дискретизации граничных поверхностей исследуемых объектов и пространственных сеток, используемых для аппроксимации и численного решения многомерных уравнений Максвелла. Кроме того, реализация описанного выше подхода может быть затруднительна, когда граничная поверхность объекта имеет сложную геометрическую форму. Например, методики

работ [9, 10] используют триангуляционные модели для описания границ гомогенных составляющих объекта, т.е. граничная поверхность состоит из множества плоских треугольников и может иметь довольно сложную ребристую форму. Фотонный луч может пересекать такую поверхность в одной или нескольких точках или проходить вблизи нее. Анализ всех возможных ситуаций с целью выделения “полезных” участков на луче в этом случае представляет собой нетривиальную задачу. Аналогичные вопросы требуют решения и во многих задачах неразрушающего контроля.

В настоящей работе предложено развитие алгоритма моделирования инжекции электронов для произвольных граничных поверхностей объектов. В этой модификации способ детектирования электронов является неотъемлемой частью общего алгоритма и может быть применен как для вылетающих из объекта электронов, так и для их регистрации внутри него. Главной отличительной чертой предложенного алгоритма является то, что в результате моделирования получают распределения характеристик электронных потоков в заданных точках, например на граничной поверхности объекта. Такой способ описания электронных распределений является наиболее удобным и универсальным представлением результатов моделирования исследуемых процессов. Предложенный алгоритм регистрации электронов предполагает построение детекторов как отдельных вспомогательных объектов, заполненных веществом той части объекта, в которой происходит их регистрация (веществом приграничного материала в случае, когда рассматривается процесс инжекции электронов).

Общий подход к построению способов регистрации электронов подразумевает: 1) разработку способов описания вспомогательных объектов-детекторов исходя из конкретной постановки задачи (при этом максимально возможная часть описания детекторов должна быть инвариантна относительно линейных преобразований системы координат, поскольку сдвиг и поворот системы координат выполняются на каждом звене фотонной траектории, число которых может достигать 10^{10} и более); 2) создание алгоритма регистрации электронов в заданных точках, который должен включать экономичный способ определения точек пересечения луча вдоль очередного звена фотонной траектории с поверхностью вспомогательного объекта-детектора.

Совокупность детекторов строится следующим образом:

— на граничных поверхностях исследуемого объекта задается множество точек — центров детекторов (см. ниже), в которых рассчитываются плотности потока электронов. Так, при моделировании электромагнитных полей радиационного происхождения внутри и снаружи облучаемых объектов указанные точки задаются на внутренних

и внешних граничных поверхностях исследуемых объектов. Причем расположение и число таких точек согласуется с положением узлов дискретной пространственной сетки, используемой при численном решении электродинамической задачи. В задачах неразрушающего контроля центры детекторов могут располагаться, например, на поверхности усиливающих экранов, а их число определяется свойствами симметрии планируемого эксперимента;

— около заданных центров строится детектор, форма и размеры которого определяются свойствами граничной поверхности объекта, удобством расчета и энергией электронов. Важно, чтобы способ построения детектора обладал алгоритмической простотой, поскольку, вообще говоря, вся совокупность детекторов строится для каждого электрона отдельно (при этом положения центров детекторов для всех электронов, естественно, не меняются).

Построение детекторов для задачи об инжекции электронов с граничных поверхностей объектов, облучаемых фотонным излучением. Множество точек $\{T_k\}_{k=1}^K$ на граничных поверхностях объекта, в которых рассчитывается плотность потока инжектируемых электронов, выбирается исходя из анализа постановки задачи, а также с учетом возможностей используемой вычислительной техники. В ряде практических задач требуется рассчитать распределения плотности электронных потоков по энергии и направлениям, что требует значительного объема оперативной памяти в процессе вычислений и дискового пространства для хранения результатов расчетов.

Предположим, что множество точек $\{T_k\}_{k=1}^K$ для регистрации электронов выбрано. Теперь необходимо определить размеры и форму детекторов. В качестве формы детектора удобно использовать цилиндр, расположенный внутри приграничного материала объекта так, что центр его нижнего основания совпадает с точкой T_k (рис. 3). Радиус основания R_k определяется для каждого цилиндра в зависимости от локальных свойств граничной поверхности и априорной информации о скорости изменения искомых величин вдоль границы объекта. Так, ясно, что значение R_k должно быть много меньше радиуса кривизны граничной поверхности. Однако слишком малое значение R_k может заметно ухудшить статистику регистрируемых электронов.

Ось симметрии цилиндра выбирается вдоль направления внутренней нормали к граничной поверхности в точке T_k .

Пусть далее после очередного поворота траектории фотона (рис. 4) рассчитаны энергия E_e и направление движения $\vec{\Omega}_e$ электрона (комптоновского или фотоэлектрона) в приграничном материале объекта. Тогда высота $h(E_e)$ цилиндра выбирается равной длине пробега электрона $L_e(E_e)$ в веществе граничного материала. Отметим, что материал,

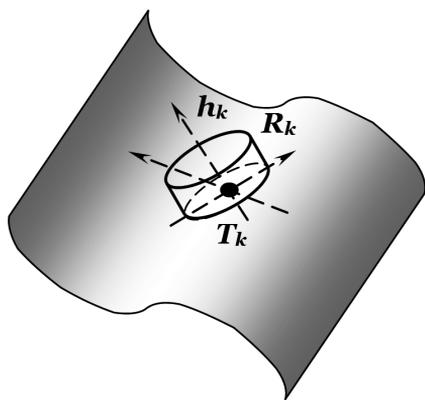


Рис. 3. Фрагмент граничной поверхности объекта с детектором

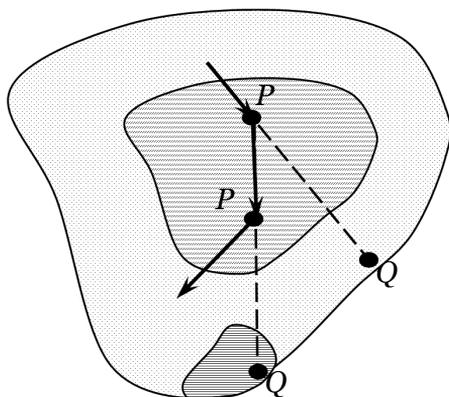


Рис. 4. Точки поворота фотонной траектории (P) и точки рождения электронов (Q)

в котором находится очередная точка поворота фотонной траектории, и материал, в котором появляется электрон, могут быть различными (см. рис. 4).

Таким образом, для рассматриваемого звена фотонной траектории имеется совокупность детекторов-цилиндров $\{C_k\}_{k=1}^K$, высота $h_k(E_e)$ каждого из них зависит от энергии электрона и, вообще говоря, от номера детектора k (когда регистрация электронов происходит в разных материалах приграничного вещества). Постоянными в рамках решения задачи остаются число детекторов K и координаты центров нижних оснований $\{T_k\}_{k=1}^K$, а также значения R_k и совокупность внутренних нормалей $\{\vec{n}_k\}_{k=1}^K$.

Важно отметить, что линейное преобразование координатной системы при таком описании детекторов (совокупность $\{T_k\}_{k=1}^K$; соответствующие наборы нормалей $\{\vec{n}_k\}_{k=1}^K$; высот $h_k(E_e)$ и радиусов оснований R_k) приводит к изменению только координат центров детекторов и нормалей $\{\vec{n}_k\}_{k=1}^K$.

Алгоритм регистрации электронов в построенных детекторах включает в себя два последовательных этапа.

1. Регистрация электронов подразумевает, прежде всего, определение точки рождения электрона в детекторе. В основе способа расчета координат точки, в которой появляется электрон, лежит, как и в первой части работы, метод, в котором энергия электрона вычисляется до определения места его рождения. При этом в качестве “полезного” участка фотонной траектории (см. выше), на котором разыгрывается точка появления электрона, используется отрезок внутри детектора между точками его пересечения с “фотонным” лучом.

2. После определения места рождения начинает выполняться алгоритм расчета траектории электрона внутри детектора до вылета из

объекта. Этот алгоритм основан на результатах работы [7] и использует модель “утолщенных” траекторий. Вылетом электрона из объекта считается пересечение им плоскости нижнего основания детектора (в которой лежит точка T_k).

Пусть после очередного поворота траектории фотона осуществлен переход в систему координат, начало которой совпадает с точкой поворота, а полярная ось — с новым направлением движения (азимутальный угол отсчитывается, как правило, от плоскости, образованной лучом вдоль прежнего направления движения фотона и полярной осью в исходной системе координат).

Рассмотрим основные этапы расчета точек пересечения фотонного луча с детекторами.

Вначале с помощью системы неравенств проводится грубый отсев детекторов, которые не пересекаются фотонным лучом. Такой отсев делается обычно на основе сравнения расстояния от центра детектора до фотонного луча (оси z) и размеров детектора (см. рис. 5).

Если в результате первого отсева остается более одного детектора, то проводится более тонкий отбор детекторов и рассчитываются координаты $z_1^{k_i}, z_2^{k_i}$ ($k_i \in \{1, \dots, K\}; i = 1, \dots, I$, где I — число пересекаемых детекторов) точек пересечения поверхности детектора с лучом $x = 0, y = 0$. Если начало очередного звена траектории фотона лежит внутри i -го детектора, то $z_1^{k_i} = 0$.

Затем проводится розыгрыш точки рождения электрона \vec{r}_e на отрезке $[z_1^{k_i}, z_2^{k_i}]$ с использованием распределения (1) и вычисление его статистического веса с помощью формулы (2).

После определения начальных параметров электрона $\{\vec{r}_e, \vec{\Omega}_e, E_e, w_e\}$ требуется определить его вклад в интенсивность потока, угловые и энергетические распределения электронов, вылетающих из цилиндрического детектора через нижнее основание. Для этого необходимо в результате серии последовательных статистических испытаний построить траекторию рожденного электрона. Поскольку высота цилиндрического детектора $h = h(E_e)$, определяемая тормозной способностью электрона, предполагается много меньшей радиуса кривизны граничной поверхности, то можно ограничиться приближением плоской границы (рис. 6). В этом приближении граничная поверхность является плоскостью, проходящей через точку T_k перпендикулярно вектору \vec{n}_k . В расчете учитывается вклад электрона, траектория которого пересекает указанную граничную плоскость в точке C_k (см. рис. 6), даже если эта точка не принадлежит нижнему основанию цилиндрического детектора.

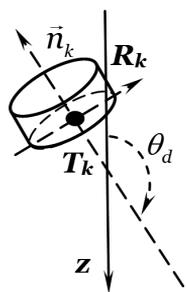


Рис. 5. Пересечение детектора фотонным лучом

Парциальный вклад каждого электрона в интенсивность потока в точке T_k вычисляется по формуле $\vec{q}_e^k = \frac{w_e \vec{\Omega}_e}{S_k}$ (S_k — площадь основания детектора).

Замечание. Фотонный луч может пересекать несколько цилиндрических детекторов. Реализация описанного выше алгоритма в каждом из них может потребовать больших вычислительных ресурсов. Поэтому представляется целесообразным выбирать один из пересекаемых детекторов, например, путем розыгрыш детектора, в котором будет рожден электрон. Предлагается разыгрывать номер детектора в подмножестве детекторов, пересекаемых рассматриваемым фотонным лучом, как дискретную случайную величину, принимающую различные значения с равными вероятностями. Тогда значение статистического веса электрона, вычисленное по формуле (2), необходимо умножить еще на число детекторов, участвующих в розыгрыше.

Пример моделирования инжекции электронов. На рис. 7 изображена схема модельного эксперимента, в котором алюминиевая труба радиусом R со стенками толщиной $R/10$ облучается источником гамма-излучения S на основе изотопа Se^{75} , широко применяемого в дефектоскопии. Расстояние от ближайшей к источнику точки на поверхности трубы и угол раствора источника подобраны так, чтобы образующая конуса излучения, лежащая в плоскости zOy , была касательной к внешней поверхности трубы (см. рис. 7).

Расположение совокупности точек T_k на внутренней и внешней поверхностях трубы, в которых рассчитываются характеристики электронных потоков, показано на рис. 8, где изображена половина трубы для отрицательных значений координаты x ; точки T_k отмечены белым цветом.

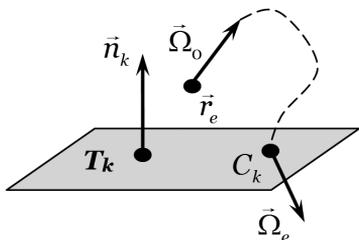


Рис. 6. Траектория электрона

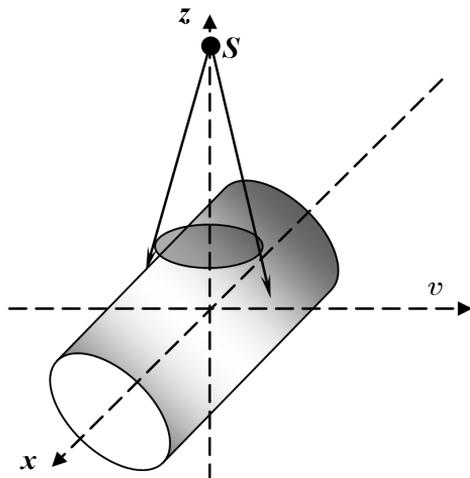


Рис. 7. Схема модельного эксперимента

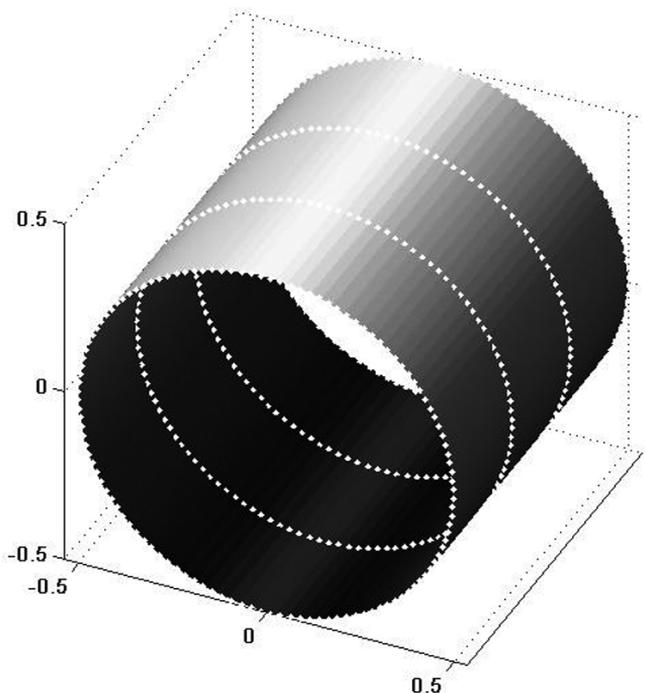


Рис. 8. Расположение “центров” детекторов (белые точки)

На рис. 9 и 10 изображено полученное распределение плотности потока инжектируемых электронов соответственно с внешней и внутренней поверхностей трубы.

Светлые тона соответствуют бóльшей плотности потока, темные — меньшей. Интересно отметить, что максимумы плотности потока на внешней поверхности расположены в двух симметричных точках на одинаковом расстоянии от оси конуса излучения, в то время как на внутренней поверхности такой максимум только один и расположен на оси указанного конуса.

На рис. 11, 12 в качестве примера приведено спектральное распределение электронов, вылетающих с граничных поверхностей верхней части трубы, в различных точках — центрах используемой системы детекторов.

Расчеты проводились с использованием многопроцессорной вычислительной системы МВС-100К, эффективность распараллеливания составила более 99 %. Проводилась оценка статистической погрешности (дисперсии) полученных результатов плотности потока электронов путем статистической обработки результатов независимых статистических испытаний (расчетов), проведенных с использованием разных процессоров. Выбором соответствующего числа фотонных траекторий статистическая погрешность устанавливалась в пределах 1 %.

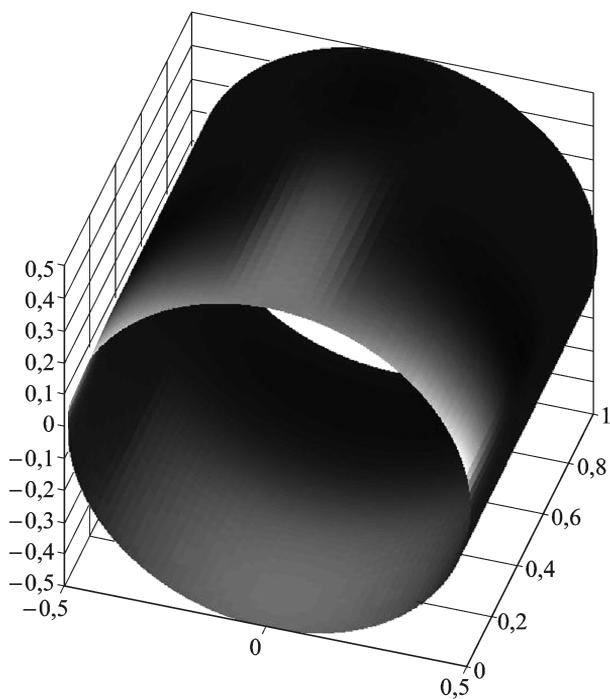


Рис. 9. Распределение плотности потока электронов на внешней поверхности

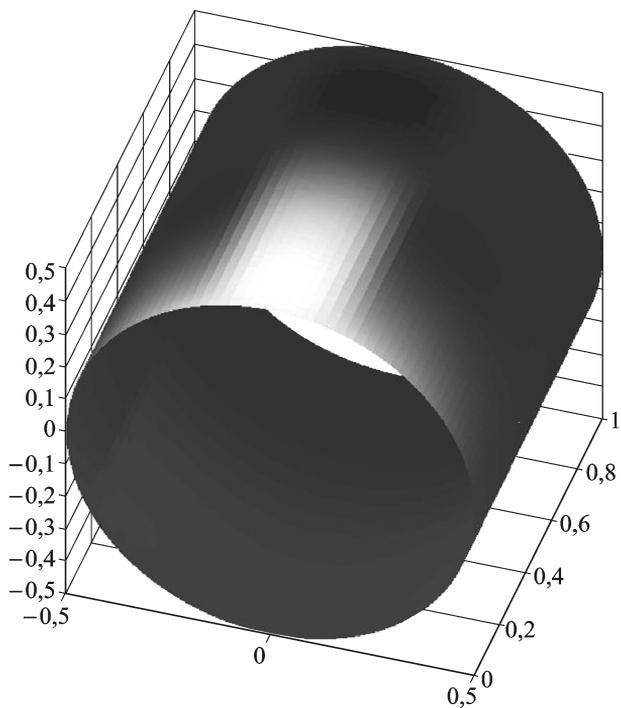


Рис. 10. Распределение плотности потока электронов на внутренней поверхности

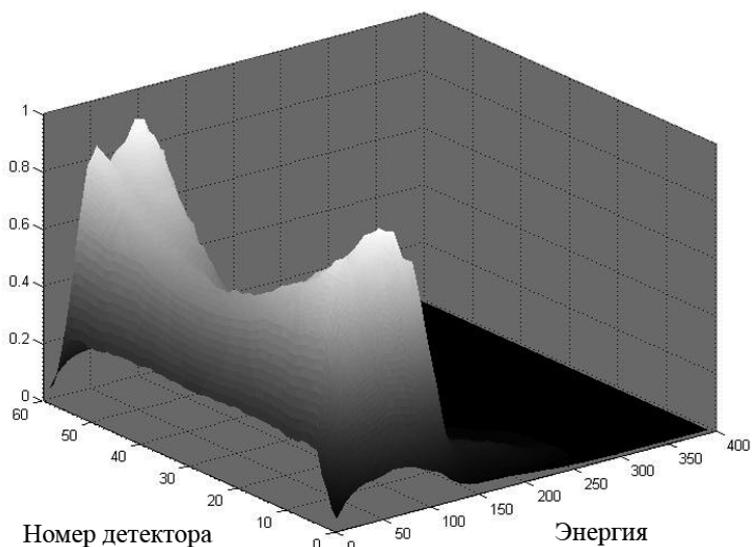


Рис. 11. Распределение плотности потока электронов на внешней граничной поверхности трубы

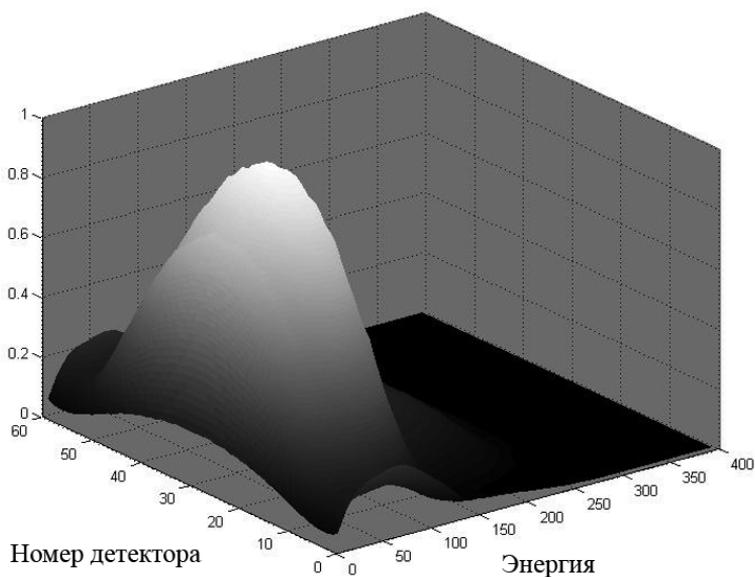


Рис. 12. Распределение плотности потока электронов на внутренней граничной поверхности трубы

Выводы. Разработан оригинальный статистический алгоритм расчета распределения электронов, инжектируемых с граничных поверхностей объектов, облучаемых гамма- и рентгеновским излучениями, который является в достаточной мере универсальным для применения в практических приложениях. Создан программный комплекс, реали-

зующий разработанный метод, предназначенный для моделирования рассматриваемых процессов на высокопроизводительных многопроцессорных суперкомпьютерах.

Разработанный алгоритм является развитием статистических моделей, предложенных авторами ранее [7, 9–11]. В них разработаны и обоснованы модификации метода Монте-Карло, созданы алгоритмы переноса электронов и фотонного излучения в веществе. Эффективность алгоритмов оценивалась в сравнительных расчетах, в том числе с использованием широко известного пакета MCNP [12]. Сравнение с MCNP для простой геометрии объекта (пластина) [7] показало, что при одном и том же уровне статистической погрешности расчет с использованием MCNP требует в 10–50 раз больше времени, чем расчеты с использованием предложенных в статье алгоритмов. Отметим также, что разработанный метод статистического моделирования эмиссии электронов с внешних и внутренних границ облучаемых объектов ориентирован на сложные многокомпонентные объекты. Это обстоятельство, по мнению авторов, является важным достоинством метода, который выделяет его из множества аналогичных статистических моделей и алгоритмов.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 2 “Интеллектуальные и информационные технологии, математическое моделирование, системный анализ и автоматизация”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mikhail B. Markov, Mikhail E. Zhukovskiy. Modeling the radiative electromagnetic field. International Journal of Computing Science and Mathematics. – 2008. – Vol. 2, No.1/2. – P. 110–131.
2. Электродинамическое действие ионизирующих излучений / С.Н. Ганага, Л.Н. Здуход, С.В. Пантелеев и др. // Физика ядерного взрыва / Под ред. В.М. Лоборева. Т. 2. – С. 107.
3. Н е р а з р у ш а ю щ и й контроль. Россия. 1900–2000 гг.: Справочник / Под ред. В.В. Ключева. – 2-е изд., исправ. и доп. – М.: Машиностроение, 2002.
4. М о р г о в с к и й Л. Я., Х а к и м ъ я н о в Р. Р. Использование флюорометаллических усиливающих экранов с пленками типа РТ при рентгенографическом контроле // Дефектоскопия. – 1985. – № 1.
5. I b a c h H. Electron spectroscopy for surface analysis / Ed. by H. Ibach. Berlin: Springer, 1977. – P. 1.
6. К о в а л е в В. П., Х а р и н В. П., Г о р д е е в В. В. и др. // Атомная энергия. – 1972. – Т. 32, вып. 4. – С. 342.
7. Ж у к о в с к и й М. Е., С к а ч к о в М. В. О статистических методах моделирования переноса электронов в веществе // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”. – 2009. – № 1. – С. 31–46.
8. А к к е р м а н А. Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 200 с.

9. П р и м е н е н и е поверхностно ориентированного описания объектов для моделирования трансформации рентгеновского излучения в задачах вычислительной диагностики / В.П. Загонов, М.Е. Жуковский, С.В. Подоляко, М.В. Скачков и др. // Математическое моделирование. – 2004. – Т. 16, № 5. – С. 103–116.
10. Monte Carlo radiographic model with CAD-based geometry description / G.-R. Jaenisch, C. Bellon, U. Samadurau, M. Zhukovskiy and S. Podoliako // Insight. – 2006. – No. 10. – P. 618–623.
11. Жуковский М. Е., Скачков М. В., Егоров А. А. Модификации метода Монте-Карло в задачах о трансформации ионизирующего излучения // Преп. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. – 2005. – № 85.
12. MCNP – A general Monte Carlo N -particle transport code / Ed. by J.F. Briesmeister (ed.). LANL Report LA-13709-M, Los Alamos, 2000.

Статья поступила в редакцию 12.03.2009

Михаил Евгеньевич Жуковский — ведущий научный сотрудник института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. Канд физ.-мат. наук, автор более 40 научных публикаций в области математического моделирования процессов генерации радиационных электромагнитных полей, статистического моделирования процессов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, математического моделирования в задачах неразрушающего контроля.



M.Ye. Zhukovskii – Ph. D. (Phys.-Math.), leading researcher of the Keldysh Institute for Applied Mathematics, RAS. Author of more than 40 publications in the field of mathematical simulation of processes of generating radiation electromagnetic fields, statistical simulation of processes of interaction of ionizing radiation with substance, mathematical simulation in problems of non-destructive inspection.

Михаил Викторович Скачков — доцент кафедры “Прикладная математика” Московского инженерно-физического института (государственный университет). Канд физ.-мат. наук, автор более 20 научных публикаций в области математического моделирования процессов генерации радиационных электромагнитных полей, статистического моделирования процессов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, проблем математической физики и вычислительной математики.



M.V. Skachkov – Ph. D. (Phys.-Math.), assoc. professor of “Applied Mathematics” department of the Moscow Engineering and Physics Institute (state university) Author of more than 20 publications in the field of mathematical simulation of processes of generating radiation electromagnetic fields, statistical simulation of processes of interaction of ionizing radiation with substance, mathematical simulation, problems of mathematical physics and computational mathematics.