

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Расчет спектра пучка электронов после прохождения алюминиевых пластин

У. А. Близнюк,^{1,2} П. Ю. Борщеговская,^{1,2} С. А. Золотов,¹ В. С. Ипатова,²
Г. А. Крусанов,³ А. Д. Никитченко,¹ Ф. Р. Студеникин,^{1,2,а} А. П. Черняев^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³ ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА
Россия, 123098, Москва, ул. Живописная, д. 46

Поступила в редакцию 14.03.2022, после доработки 27.04.2022, принята к публикации 13.05.2022.

В данной работе получены аналитические зависимости, описывающие спектр электронов и распределение дозы по глубине объекта при его облучении пучком ускоренных электронов с начальной энергией от 1 МэВ до 10 МэВ после прохождения алюминиевых пластин толщиной от 0.5 мм до 5 мм. Разработанная математическая модель позволяет рассчитать спектр пучка электронов после прохождения пластин с ошибкой не более 10%, погрешность вычисления соответствующих глубинных дозовых распределений — не более 5%.

Ключевые слова: взаимодействие электронов с веществом, алюминиевые пластины, энергетический спектр электронов, распределение поглощенной дозы, математическая модель, распределение Ландау.

УДК: 539.1.06. PACS: 29.27.-Eg.

ВВЕДЕНИЕ

Радиационные технологии находят широкое применение во многих областях науки и техники, таких как медицина, фармацевтика, пищевая и сельскохозяйственная промышленности и многое другое [1, 2]. Мировой интерес к радиационной обработке объектов и материалов связан с высокой технологичностью данного метода и набирающим популярностью трендом «зеленые» технологии, который выражается в создании экологически чистых товаров и услуг [3, 4].

На сегодняшний день большинство промышленных центров, работающих на базах крупных радиационных центров обработки объектов и материалов, оснащено ускорителями электронов с энергиями до 10 МэВ или гамма-установками с различными радиоизотопами ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs [5]. Ежегодное увеличение количества комплексов на базах ускорителей во многом связано с их большей мощностью дозы по сравнению с радиоизотопами и, как следствие, большей скоростью обработки объектов, возможностью варьирования энергии пучка и возможностью генерации тормозного излучения (до 5 МэВ), проникающая способность которого превышает глубину обработки радиоизотопами [1, 6].

Важным критерием эффективности радиационной обработки является степень однородности распределения поглощенной дозы по объему обрабатываемого объекта, показывающая, во сколько раз отличаются максимальное и минимальное значения доз в его объеме [7–9]. Авторами статьи разработан метод повышения однородности радиационной обработки объектов органического и неорганического проис-

хождения, основанный на дополнительном размещении алюминиевых пластин между выходом пучка и обрабатываемым объектом (Студеникин Ф.Р. и др. 2022. № 1 в этом журнале). После прохождения пластины определенной толщины спектр пучка размывается и смещается в сторону меньших энергий, что приводит к более однородному распределению дозы в объекте от электронов различных энергий. В качестве материала пластин выбран алюминий, так как данный материал широко применяется при работе с пучками электронов [10].

Для оценки однородности облучения необходимо рассчитать распределение поглощенной дозы по объему облучаемого объекта. При этом необходимо знать как геометрию облучения (размер объекта, его плотность и химический состав), так и все технические характеристики ускорителя, в том числе — спектр ускорителя после прохождения алюминиевых пластин.

Для расчета спектра пучка ускоренных электронов после прохождения алюминиевых пластин может быть применено моделирование с использованием метода Монте-Карло, однако данный подход требует длительных вычислений и является ресурсно-затратным. Представляется интересным получение аналитической зависимости спектра электронов после прохождения алюминиевой пластины от ее толщины в диапазоне от 1 мм до 5 мм и начальной энергии электронов, варьирующейся от 1 МэВ до 10 МэВ.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для расчета энергетических спектров электронов после прохождения моноэнергетических пучков с энергией от 1 до 10 МэВ через алюминиевые

^а E-mail: f.studenikin@gmail.ru

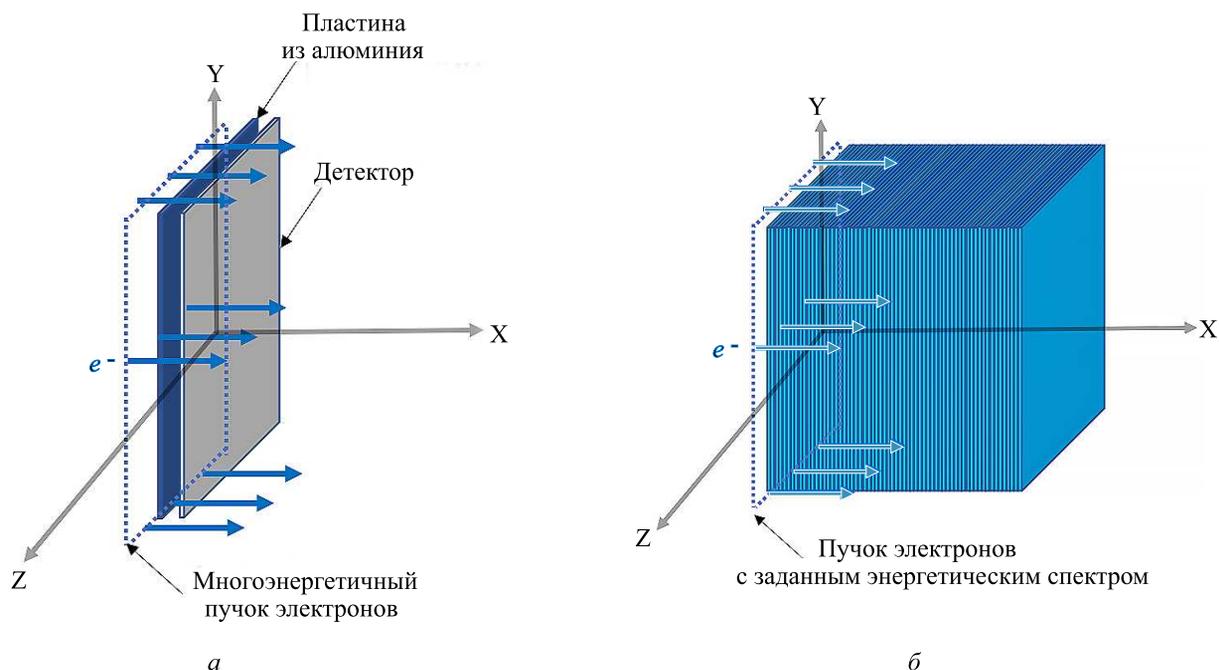


Рис. 1. Схемы моделирования на Geant4: а — прохождение моноэнергетического пучка электронов через алюминиевую пластину; б — облучение объекта из воды в форме параллелепипеда пучком ускоренных электронов с заданным энергетическим спектром

пластины толщиной от 0.5 до 5 мм и распределений поглощенной дозы в объекте в форме параллелепипеда, состоящего из воды, проводилось моделирование методом Монте-Карло, для реализации которого использовался инструментарий Geant4 (ЦЕРН, Швейцария) [11, 12]. Геометрия облучения представлена на рис. 1, а, б.

На рис. 1, а представлена схема облучения алюминиевых пластин размером $31 \times 31 \text{ см}^2$ и толщиной L , варьировавшейся в диапазоне от 0.5 мм до 5 мм с шагом 0.5 мм, моноэнергетическими пучками электронов различных энергий E_0 . Источник электронов представлял собой плоскость $31 \times 31 \text{ см}^2$, удаленную от центра пластины на 0.05 мм. Начальная энергия электронов E_0 задавалась от 0.5 МэВ до 10 МэВ с шагом 0.5 МэВ. Энергия электронов, прошедших алюминиевые пластины, фиксировалась в расположенной вплотную к пластине области из воздуха размером $310 \times 310 \times 0.1 \text{ мм}$.

На рис. 1, б представлена схема облучения объекта из воды в форме параллелепипеда пучком ускоренных электронов с начальной энергией от 0.2 МэВ до 10 МэВ с шагом 0.2 МэВ. Для расчета распределения поглощенных доз моделировалось с использованием Geant4 одностороннее облучение параллелепипеда из воды с ребром 31 см и толщиной 30 см. Параллелепипед состоял из 600 слоев толщиной 0.05 см, в каждом из которых фиксировалась поглощенная энергия.

Энергия частиц в пучке задавалась в соответствии с зарегистрированным спектром энергии после прохождения через пластины, количество электронов в пучке составляло 106, что соответствует флюенсу электронов $1.04 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$.

Полученные путем моделирования с использованием Geant4 энергетические спектры после прохождения пластин различной толщины от моноэнер-

гетических пучков приближались распределением Ландау и набором полиномов, после чего была получена аппроксимирующая зависимость распределения электронов по энергии от толщины пластины и начальной энергии электронов.

Для получения зависимости спектра электронов после прохождения пластин различной толщины пучком электронов, имеющим начальное, отличное от дельта-функции, распределение по энергии, характерное для типичного ускорителя, применяемого для радиационной обработки, был разработан следующий алгоритм: начальный спектр ускорителя представляли набором моноэнергетических пучков с шагом 0.2 МэВ, после чего с помощью аппроксимирующей функции рассчитывали спектр электронов после прохождения пластин.

Проводилось компьютерное моделирование с использованием Geant4 прохождения пучка электронов с начальным немонаэнергетическим спектром, характерным для линейного ускорителя импульсного действия, через пластины из алюминия различной толщины. Проводилось сравнение спектров после прохождения пластин, полученных с использованием аппроксимирующей функции, со спектрами, полученными с помощью моделирования, и далее оценивалась ошибка предложенной математической модели. Также проводилось сравнение распределений поглощенной дозы, рассчитанных с помощью аппроксимирующей функции и с помощью моделирования с использованием Geant4. Фиксировалась ошибка восстановления дозового распределения с учетом полученной аппроксимирующей функции для спектра пучка.

Отношение суммарной энергии вторичных тормозных фотонов к общей суммарной энергии всех частиц после прохождения пластин толщиной от 1 мм до 5 мм электронами с начальной энергией

до 10 МэВ составило менее 2%, поэтому фотонами при расчете аппроксимирующей зависимости было решено пренебречь.

Из литературы [13] известно, что распределение ионизационных потерь E_{loss} первичных заряженных частиц при прохождении через вещество хорошо описываются распределением Ландау:

$$\Lambda(E_{loss}, E, b) = \frac{\lambda\left(\frac{E_{loss}-E}{b}\right)}{b}, \quad (1)$$

где $\lambda(x)$ — универсальная безразмерная функция безразмерного аргумента x , а t — переменная интегрирования:

$$\lambda(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-t) \cos(tx + \frac{2t}{\pi} \log(t)) dt,$$

где $b > 0$, ΔE — параметры распределения.

Заметим, что если первичный электрон имел начальную энергию E_0 и потерял энергию E_{loss} в пластине, то его энергия E после прохождения пластины станет равной $E = E_0 - E_{loss}$. Отсюда можно получить распределение электронов по энергии E после прохождения пластины:

$$\Lambda(E_{loss}, E, b) = \text{Landau}(E_0 - E, \Delta E, b). \quad (2)$$

Для начальных энергий электронов E_0^j ($j = 1 \dots J$) путем моделирования с использованием Geant4 было рассчитано количество электронов $h_{i,j,k}$ после прохождения пластины толщиной L_i ($i = 1 \dots I$) с энергией, лежащей в интервале $[E^{k-1}, E^k]$, ($k = 1 \dots K$), где $E^k = k\tau$, τ — ширина энергетического интервала. Далее по спектрам $h_{i,j,k}$ были рассчитаны параметры распределения Ландау $\Delta E_{i,j}$ и $b_{i,j}$. Получившийся набор значений $\Delta E_{i,j}$ и $b_{i,j}$ аппроксимировали полиномами второй степени, зависящими от начальной энергии E_0 и толщины пластины L :

$$\begin{aligned} E_{\text{appr}} &= c_1 + c_2 E_0 + c_3 L + c_4 E_0 L + c_5 (E_0)^2 + c_6 (L)^2, \\ b_{\text{appr}} &= b_1 + b_2 E_0 + b_3 L + b_4 E_0 L + b_5 (E_0)^2 + b_6 (L)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициенты аппроксимации c_1 – c_6 и b_1 – b_6 определялись методом наименьших квадратов.

Часть спектра $h_{i,j,k}$ электронов после прохождения пластины толщиной L_i при начальной энергии E_0^j с учетом (3) аппроксимировалась распределением $l_{i,j,k}$:

$$l_{i,j,k} = \Lambda\left(E_0^j - E^k, E_{\text{appr}}(E_0^j, L_i), b_{\text{appr}}(E_0^j, L_i)\right) \tau N, \quad (4)$$

где N — число электронов. Распределение (4) описывает только спектр первичных электронов после прохождения пластины. Оставшаяся часть спектра $v_{i,j,k}$ рассчитывалась как разность спектров $h_{i,j,k}$ и $l_{i,j,k}$:

$$v_{i,j,k} = h_{i,j,k} - l_{i,j,k}. \quad (5)$$

Путем билинейной интерполяции значений $v_{i,j,k}$ в точках (E_0^j, L_i) были получены интерполяционные

функции v_{appr}^k :

$$\begin{aligned} v_{\text{appr}}^k &= d_1^k + d_2^k E_0 + d_3^k L + d_4^k E_0 L, \quad E_0 \in [E_0^j, E_0^{j+1}], \\ &L \in [L_i, L_{i+1}], \end{aligned} \quad (6)$$

где $d_1^k, d_2^k, d_3^k, d_4^k$ — коэффициенты интерполяции.

Таким образом, выражение для спектра пучка после прохождения пучка электронов с начальной энергией E_0 пластины толщиной L принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} h_{\text{appr}}^k(E_0, L) &= \\ &= [\Lambda(E_0 - E^k, E_{\text{appr}}(E_0, L), b_{\text{appr}}(E_0, L)) + \\ &\quad + v_{\text{appr}}^k(E_0, L)] \tau N. \end{aligned} \quad (7)$$

Итоговый спектр электронов, имевших начальную энергию E_0 и прошедших пластину толщиной L , описывается следующей формулой:

$$\begin{aligned} h_{\text{appr}}(E, E_0, L) &= \\ &= [\Lambda(E_0 - E, E_{\text{appr}}(E_0, L), b_{\text{appr}}(E_0, L)) + \\ &\quad + v_{\text{appr}}^k(E_0, L)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Если начальный спектр пучка электронов немоноэнергетический и имеет распределение по энергиям $\tilde{h}_0(E)$, то с учетом (8) можно получить выражение для спектра электронов $\tilde{h}_{\text{appr}}(E)$ после прохождения пластины толщиной L :

$$\tilde{h}_{\text{appr}}(E) = \int_0^{E_{\text{max}}} h_{\text{appr}}(E, E_0, L) \tilde{h}_0(E_0) dE_0. \quad (9)$$

В данной работе интеграл (9) приближался конечной суммой.

Путем моделирования с использованием Geant4 для каждого моноэнергетического пучка с начальной энергией E_0^j от 1 до 10 МэВ с шагом 1 МэВ были рассчитаны спектры $h_{i,j,k}$ после прохождения пучками пластин различных толщин L_i от 1 до 5 мм с шагом 1 мм.

На рис. 2 представлены спектры $h_{i,j,k}$ для начальных энергий электронов 1 МэВ и 10 МэВ после прохождения электронами пластин толщиной 1 мм и 5 мм.

Как видно из рис. 2 (*а*, *б*, *в*), спектры имеют два характерных пика: в области высоких энергий, связанный с размыванием моноэнергетического спектра первичных электронов в сторону меньших энергий; в области низких энергий в результате образования вторичных электронов после взаимодействия первичного пучка с пластинами из алюминия. При этом если облучаемая первичными электронами пластина имеет толщину, большую, чем пробег первичных электронов в алюминии, как на рис. 2, *г*, то первичные электроны полностью поглощаются в ней, и на выходе из пластины спектр формируется только вторичными частицами. Так же видно, что с увеличением толщины пластины (рис. 2, *а*, *б*) пик первичных электронов сдвигается влево, а сам спектр становится более равномерным.

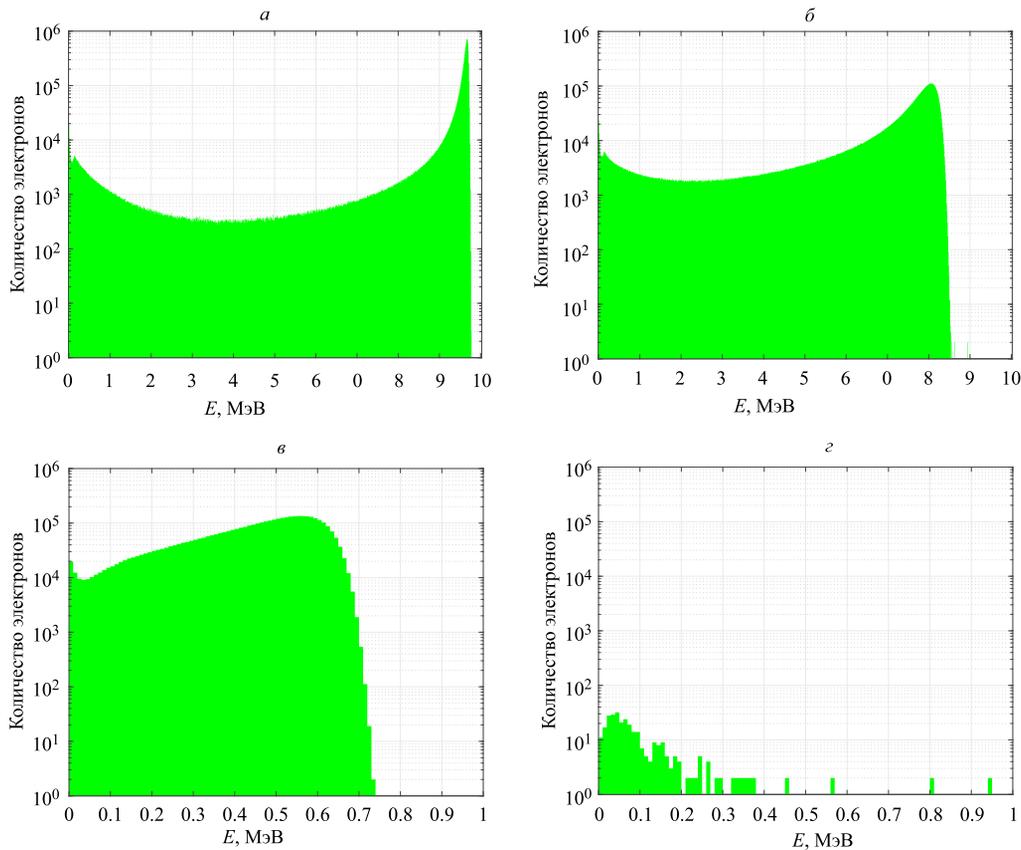


Рис. 2. Полученные путем моделирования с использованием Geant4 энергетические спектры электронов после прохождения моноэнергетическим пучком электронов с энергией E_0 пластин толщиной L : а — $E_0 = 10$ МэВ и $L = 1$ мм; б — $E_0 = 10$ МэВ и $L = 5$ мм; в — $E_0 = 1$ МэВ и $L = 1$ мм; г — $E_0 = 1$ МэВ и $L = 5$ мм

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Были рассчитаны параметры функций (3), аппроксимирующие спектры первичных электронов $h_{i,j,k}$:

$$E_{\text{appr}} = 0.048 - 0.044E_0 + 0.445L - 0.011E_0L + 0.004(E_0)^2 + 0.013(L)^2,$$

$$b_{\text{appr}} = 0.027 - 0.015E_0 + 0.068L - 0.004E_0L + 0.001(E_0)^2 + 0.003(L)^2.$$

Значения параметров ΔE_{appr} , b_{appr} , E_0 даны в МэВ, толщина пластины L — в мм.

На рис. 3 представлена гистограмма моноэнергетического пучка с энергией 10 МэВ, полученная путем моделирования, после прохождения алюминиевой пластины толщиной $L = 3$ мм. Красной линией описывается функция для итогового суммарного спектра электронов после прохождения пластины, рассчитанная с использованием формулы (8); черной пунктирной кривой показана часть спектра, описываемая распределением Ландау (4) с учетом рассчитанных параметров ΔE_{appr} и b_{appr} ; синей кривой выделена оставшаяся часть спектра $v_{i,j,k}$, которая распределением (4) не описывается.

Для практического использования аппроксимирующей зависимости (8) определим область, в которой ошибка определения спектра, равная $\frac{\| \tilde{h}_{\text{appr}}^k - \tilde{h}_{i,j,k} \|}{\| \tilde{h}_{i,j,k} \|}$,

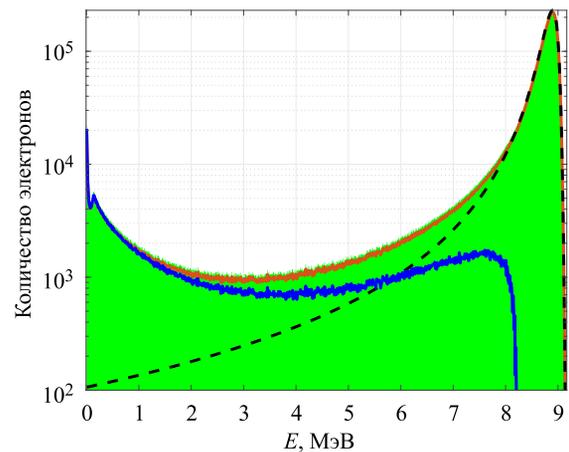


Рис. 3. Полученный путем моделирования с использованием Geant4 энергетический спектр электронов $h_{i,j,k}$ после прохождения пластин: зеленая гистограмма. Черная пунктирная кривая — рассчитанный путем аппроксимации распределением Ландау спектр $l_{i,j,k}$, синяя сплошная кривая — рассчитанный путем билинейной интерполяции спектр $v_{i,j,k}$; красная сплошная кривая — суммарный рассчитанный спектр h_{appr}^k

где $\| \cdot \|$ — евклидова норма L2, не превышает 10%. Для пластин толщиной от 1 мм до 3 мм начальная энергия электронов должна быть больше или равна 2 МэВ, для пластин толщиной 4 мм энергия электронов должна быть больше или равна 3 МэВ и для 5 мм — 4 МэВ. Для начальных спектров немонотонности

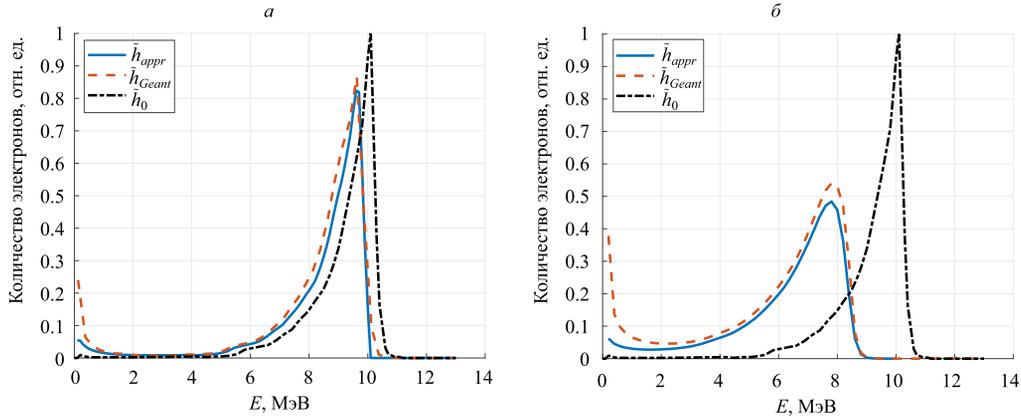


Рис. 4. Начальное распределение электронов по энергии \tilde{h}_0 (черная точечная кривая) и распределения после прохождения пластин толщиной $a - L = 1$ мм и $b - L = 5$ мм (синяя сплошная кривая \tilde{h}_{Geant} — распределения электронов, полученные с использованием моделирования с использованием Geant4; оранжевая пунктирная кривая — \tilde{h}_{appr} рассчитанные с использованием аппроксимирующей зависимости распределения электронов), нормированные на максимум \tilde{h}_0

ческих пучков, целиком лежащих в вышеуказанной области толщин и энергий электронов, можно дать оценку погрешности построенных спектров не более 10%.

Для проверки алгоритма расчета спектра после прохождения пластин из алюминия для начального немонэнергетического пучка было взято распределение электронов по энергии $\tilde{h}_0(E)$, характерное для линейного ускорителя с наиболее вероятной энергией 10 МэВ. На рис. 4 представлены распределения электронов \tilde{h}_{appr} , рассчитанные с использованием аппроксимирующей функции (9) для толщин пластин 1 мм (рис. 4, а) и 5 мм (рис. 4, б), и соответствующие распределения электронов по энергии \tilde{h}_{Geant} , полученные с помощью моделирования с использованием Geant4.

Как видно из рис. 4, а, б, с увеличением толщины пластин от $L = 1$ мм до $L = 5$ мм происходит смещение эффективного пика распределения в сторону меньших энергий, а также его уменьшение и уширение. Относительная ошибка между распределениями \tilde{h}_{appr} и \tilde{h}_{Geant} , равная $\frac{\|\tilde{h}_{appr} - \tilde{h}_{Geant}\|}{\|\tilde{h}_{Geant}\|}$, где $\|\cdot\|$ — евклидова норма $L2$, после прохождения пучка электронов с учетом начального распределения \tilde{h}_0 составила 8% и 11% для толщин пластин $L = 1$ мм и $L = 5$ мм соответственно.

Зная распределение электронов $\tilde{h}_{appr}(E)$ по энергии после прохождения пластины и зная дозовые распределения $d(x, E)$ для пучков с энергией E в облучаемом объекте, можно рассчитать дозовое распределение $D_{appr}(x)$ в объекте:

$$D_{appr}(x) = \int_0^{E_{max}} d(x, E) \tilde{h}_{appr}(E) dE. \quad (10)$$

На рис. 5 представлены дозовые распределения D_{Geant} , полученное моделированием с использованием Geant4, и D_{appr} , рассчитанное с использованием полученных зависимостей (9, 10), приближенных конечными суммами, для моноэнергетического пучка электронов с энергией $E_0 = 10$ МэВ, прошедших алюминиевую пластину толщиной $L = 3$ мм.

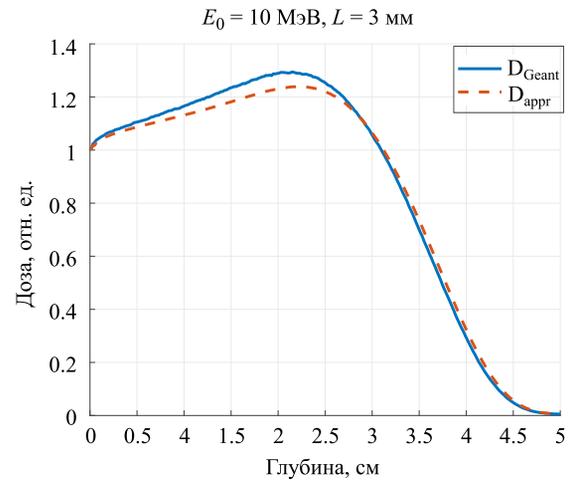


Рис. 5. Распределения дозы, поглощенной в объекте из воды, полученные с использованием моделирования на Geant4 D_{Geant} , и рассчитанные с использованием полученных аналитических зависимостей D_{appr}

Погрешность в расчете глубинных дозовых распределений с использованием полученных аналитических зависимостей, равная $\frac{\|D_{appr} - D_{Geant}\|}{\|D_{Geant}\|}$, не превышает 5%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена математическая модель расчета энергетических спектров электронов после прохождения моноэнергетического пучка электронов с начальной энергией от 1 МэВ до 10 МэВ через алюминиевые пластины различной толщины. Были определены значения начальных энергий электронов и толщин пластин, при которых ошибка восстановления спектра после прохождения пластин не превышала 10%.

Данный подход также может применяться для расчета энергетических спектров после прохождения через пластины-модификаторы другой геометрии и химического состава, при условии проведения дополнительного компьютерного моделирования с использованием Geant4.

Была показана применимость разработанной модели расчета спектра электронов после прохождения пластин для начального немонотонного распределения электронов в пучке, характерного для линейного ускорителя электронов. Была проведена оценка распределения поглощенной дозы по глубине объекта, создаваемого электронами после прохождения пластин. Ошибка расчета глубинного дозового распределения не превышала 5%.

Полученные аналитические зависимости могут быть использованы для расчетов спектров и глубинных дозовых распределений в объектах при проведении их промышленной радиационной обработки ускоренными электронами.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ №20-32-90237 «Аспиранты», в рамках междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черняев А.П. Радиационные технологии: наука, народное хозяйство, медицина. М.: КДУ, 2018.
2. Козьмин Г.В., Санжарова Н.И. и др. // Достижения науки и техники АПК. 2015. N 5. С. 91.
3. Radiation Technology for Cleaner Products and Processes // Proceedings of the Technical Meeting on

- Deployment of Clean (Green) Radiation Technology for Environmental Remediation. IAEA TECDOC No. 1786.
4. Manual of good practice in food irradiation: sanitary, phytosanitary and other applications. Vienna: International Atomic Energy Agency. 2015.
5. CAC, 2003. CODEX STAN 106-1983, Rev.1-2003. Codex Alimentarius Commission. General Standard for Irradiated Foods. Codex Alimentarius, FAO/WHO, Rome.
6. Butz H., Mrozewski M.J. // Sustainability. 2021. **13**. P. 6617.
7. Miller R.B. Electronic Irradiation of Foods: An Introduction to the Technology. Food engineering series. Springer, 2005.
8. Kim J., Moreira R., Huang Y., Castell-Perez M.E. // J. Food Eng. 2007. **79**. P. 312.
9. Mrozowska M., Kukołowicz P. // Reports of Practical Oncology & Radiotherapy. 2015. **20**. P. 278.
10. ISO/ASTM 51649:2015. Practice for dosimetry in an electron beam facility for radiation processing at energies between 300 keV and 25 MeV.
11. <https://geant4.web.cern.ch>
12. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2016. **835**. P. 186.
13. Ландау Л. // J. Phys. USSR. 1944. **8**. С. 201.

Determining the Electron Beam Spectrum after Passing through Aluminum Plates

U. A. Bliznyuk^{1,2}, P. U. Borshchegovskaya^{1,2}, S. A. Zolotov¹, V. S. Ipatova², G. A. Krusanov³, A. D. Nikitchenko¹, F. R. Studenikin^{1,2,a}, A. P. Chernyaev^{1,2}

¹Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow 119991, Russia

³Burnazyan Federal Medical Biophysical Center FMBA of Russia

E-mail: ^af.studenikin@gmail.ru

The study presents analytical dependencies that describe the electron spectrum and depth dose distribution in the object with an accelerated electron beam with having an initial energy of 1–10 MeV after passing through aluminum plates with a thickness of 0.5–5 mm. The mathematical model we developed allows to determine the spectrum of an electron beam after passing through plates with an error margin of no more than 10% and the depth dose distributions with a margin of error of no more 5%.

Keywords: interaction of electrons with matter, aluminum plates, electron energy spectrum, depth dose distribution, Landau distribution

PACS: 29.27.-Eg.

Received 14 March 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2022. **77**, No. 4. Pp. 615–621.

Сведения об авторах

1. Близнюк Ульяна Александровна — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; тел.: (495)-939-49-46, e-mail: uabliznyuk@gmail.com.
2. Борщеговская Полина Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495)-939-49-46, e-mail: alexeevapo@mail.ru.
3. Золотов Сергей Александрович — мл. науч. сотрудник, аспирант; тел.: (495)-939-49-46, e-mail: zolotov.sa15@physics.msu.ru.
4. Ипатова Виктория Сергеевна — вед. инженер; тел.: (495)-939-49-46, e-mail: ipatova.vs15@physics.msu.ru.
5. Крусанов Григорий Андреевич — мл. науч. сотрудник; e-mail: krusanov@physics.msu.ru.
6. Никитченко Александр Денисович — аспирант; (495)-939-49-46, e-mail: nikitchenko.ad15@physics.msu.ru.
7. Студеникин Феликс Рикардович — мл. науч. сотрудник, аспирант; тел.: (495)-939-49-46, e-mail: f.studenikin@gmail.com.
8. Черняев Александр Петрович — доктор физ.-мат. наук, зав. кафедрой, зав. лабораторией; тел.: (495)-939-49-46, e-mail: a.p.chernyaev@yandex.ru.