

# Дозовое распределение в цилиндрическом водном фантоме от тонкого луча нейтронов для 28 групп энергий из диапазона 0 – 14,5 МэВ

## Введение

На сегодняшний день есть все предпосылки для развития одного из относительно малораспространённых методов лучевой терапии – терапии нейтронным излучением. И вместе с тем для нейтронных пучков практически отсутствуют универсальные коммерческие системы дозиметрического планирования. Такая ситуация отрицательно сказывается на качестве лечения пациентов, ухудшает привлекательность данного метода по отношению к традиционным методам лучевой терапии, делает достаточно сложным и неточным процесс сравнения клинических результатов.

Для целей нейтронной терапии используются в основном достаточно высокоэнергетические пучки нейтронов. При этом форма дозовых полей напоминает аналогичные поля от мегавольтных пучков тормозного излучения. Это наталкивает на мысль о возможности использования подходов, широко применяемых в дозиметрическом планировании дистанционной фотонной терапии, и для планирования дозового распределения от нейтронных пучков. В данной статье будет рассмотрен один из таких алгоритмов – «тонкий луч» (ТЛ), но применительно к нейтронам.

## Материалы и методы

### Постановка задачи

Для вычисления дозовых распределений алгоритмом «тонкий луч» нужно иметь определённый набор данных, а именно: непосредственно дозовые ядра тонкого луча, форму и параметры нейтронного поля и параметры поглощающей среды (фантома). Математически это можно представить в следующем виде:

$$D_{\text{дем}} = \int \int_{E S'} K_{\text{ТЛ}}(E, x_{\text{дем}} - x', y_{\text{дем}} - y', z_{\text{дем}}) * M_E(x_{\text{дем}}, x', y_{\text{дем}}, y', z_{\text{дем}}) * \psi_E(x', y', 0) dx' dy' dE \quad (1.1)$$

где  $K_{\text{ТЛ}}$  - дозовое ядро ТЛ нейтронов,  $M$  – функция, учитывающая неомогенности среды и нерегулярность поверхности,  $\psi$  - флюенс падающих нейтронов с энергией в единичном интервале около  $E$  на поверхности фантома.

$\psi_E$  - параметр, задающий геометрию и спектр пучка – зависит от конкретной установки, генерирующей нейтронный пучок.

$S$  – площадь падающего поля.

Таким образом, для математической реализации алгоритма нужно решить несколько проблем: получить тем или иным способом дозовое ядро ТЛ, ввести поправки на неомогенность и нерегулярность поверхности среды, а также решить неявную проблему – интегрирования этих данных.

На данном этапе авторам удалось решить фактически две из поставленных задач, а именно: поиск дозовых ядер и аппроксимацию этих данных функциями, удобными для интегрирования.

### Дозовые ядра нейтронов

Несмотря на упомянутую схожесть дозовых распределений от фотонных и нейтронных полей, следует отметить ряд особенностей последних. Во-первых, это сильная зависимость характера взаимодействия, и, следовательно, дозового распределения, от энергии нейтронов. Во-вторых, достаточно большой вклад в общую дозу вторичного гамма-излучения. В-третьих, сильная радиальная зависимость дозового распределения ТЛ нейтронов, обусловленная рядом особенностей взаимодействия нейтронов со средой.

Для упрощения процедуры интегрирования по спектру падающих нейтронов расчёт дозовых ядер проводился при групповом представлении спектра источника. Было рассмотрено 28 энергетических групп в диапазоне 0 – 14,5 МэВ. Расчёт проводился для полной поглощённой дозы и её отдельных составляющих: первичного нейтронного, рассеянного нейтронного и вторичного фотонного излучений. Т.о. суммарно было получено по 4 (включая сумму всех компонент) ядра для каждой из 28 групп энергий.

$$K_{ТЛ}^i(r, z) = K_P^i(r, z) + K_S^i(r, z) + K_G^i(r, z), \quad (1.2)$$

где  $K_P^i(r, z)$  – вклад в поглощенную дозу, создаваемый вблизи точки  $(r, z)$  первичными нейтронами;  $K_S^i(r, z)$  – вклад в поглощенную дозу, создаваемый вблизи точки  $(r, z)$  рассеянными нейтронами;  $K_G^i(r, z)$  – вклад в поглощенную дозу вблизи той же точки от вторичного гамма излучения, образующегося при взаимодействии нейтронов с водой,  $i$  – индекс энергетической группы.

Дозу от первичного излучения можно представить следующей зависимостью

$$K_{P,ТЛ} = K_P(E, r, z) = C_E(z) * f_E(r) = C_E * \exp(-\Sigma_E z) * f_E(r), \quad (1.3)$$

где  $f_E(r)$  – нормированная функция, задающая профиль ядра для излучения определённой энергии  $E$ ,  $\Sigma_E$  – полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами среды,  $C_E$  – константа нормировки.

Определение  $f_E(r)$  – достаточно сложная расчётно-теоретическая задача, выходящая за рамки данной работы. Кроме того, введение этой функции имеет смысл только при очень узких пучках падающего излучения

(диаметром менее 0.02 см) и на данный момент нецелесообразно (тем не менее, всегда возможно). Т.о. в ядре  $K_{r,TL}$  исключалась зависимость от радиуса  $r$ .

Более полное описание алгоритма тонкий луч, проблем и методов расчёта доз от нейтронных полей можно найти в работе [1].

Расчет проводился моделированием переноса излучения методом Монте-Карло в специализированной программе MCNP4C2 (Oak Ridge National Laboratory MCNP4c2 Monte-Carlo N-Particle Transport Code System, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico).

Среда, в которой рассматривалось распространение излучения – вода ( $H_2O$ , плотность  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ ) – является признанным ссылочным (опорным, референсным) материалом для живых тканей. Фантом имеет ограниченную область и представляет собой цилиндр глубиной и радиусом в 80 см.

Следует отметить, что программа MCNP4C2 не учитывает пробеги тяжёлых заряженных частиц. Отсюда понятно, что фактически считалась не поглощённая доза нейтронного излучения, а керма в воде. Но для нейтронных пучков в рассматриваемом диапазоне энергий из-за малого пробега ядер отдачи керма является хорошим приближением к поглощённой дозе.

Естественно, описанный подход позволяет получить ядра только в дискретном виде  $K_{TL} = K(r_i, z_j) = K_{i,j}$ . Для первичного излучения рассчитывались 14 значений по глубине, для остальных двух компонент –  $15 \times 14 = 210$  значений в областях на прямоугольной сетке с координатами (радиус; глубина). Переход к цилиндрической геометрии возможен в связи с цилиндрической симметрией задачи. На рис.1 представлен фрагмент фантома в разрезе вдоль центральной оси.

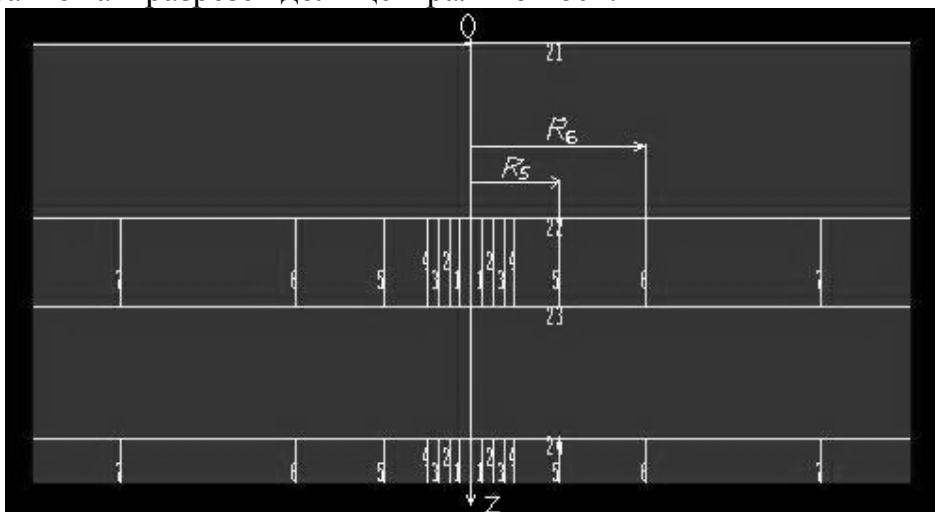
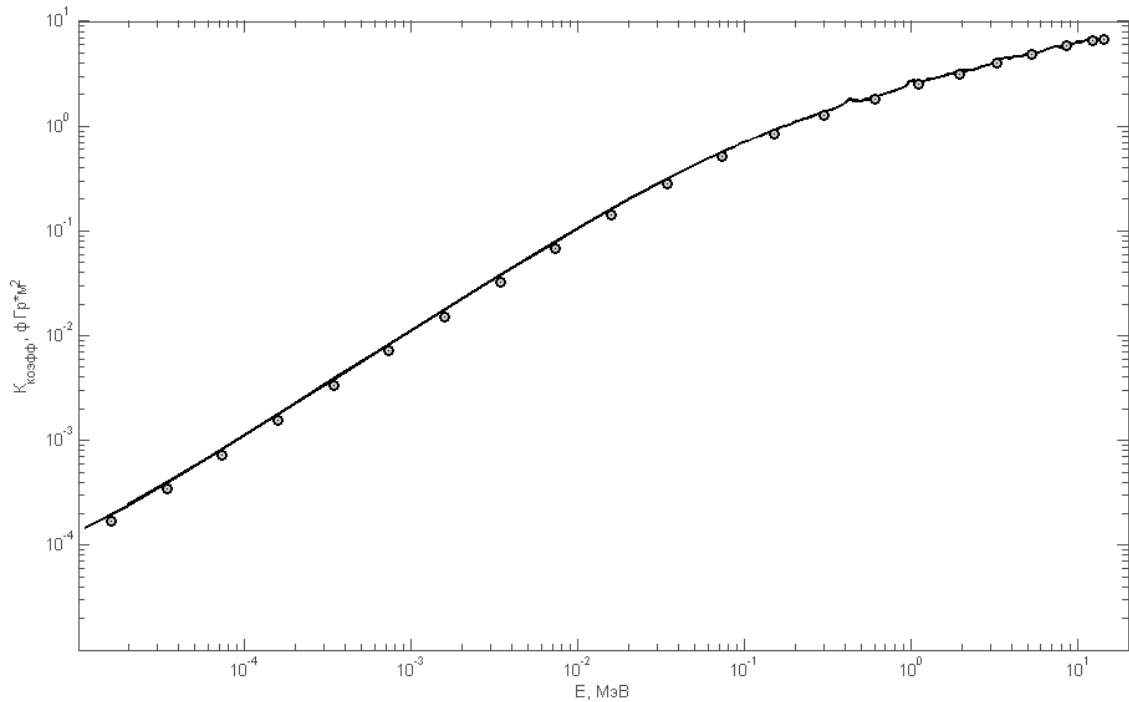


Рис. 1 Геометрия расчёта в программе MCNP4c2. Сечение  $Y=0$ .

К сожалению, практически полное отсутствие подобных данных в литературе не позволяет провести всестороннее сравнение полученных данных, однако по дозе от первичного излучения на поверхности фантома

возможно провести сравнение нейтронной кермы для воды с другими источниками, в том числе [3] (рис.2).



**Рис.2** Зависимости нейтронной кермы в воде от энергии нейтронного излучения; о – данные библиотеки дозовых ядер, кривая – данные из работы [3].

Видно, что данные находятся практически в полном согласии во всём диапазоне энергий.

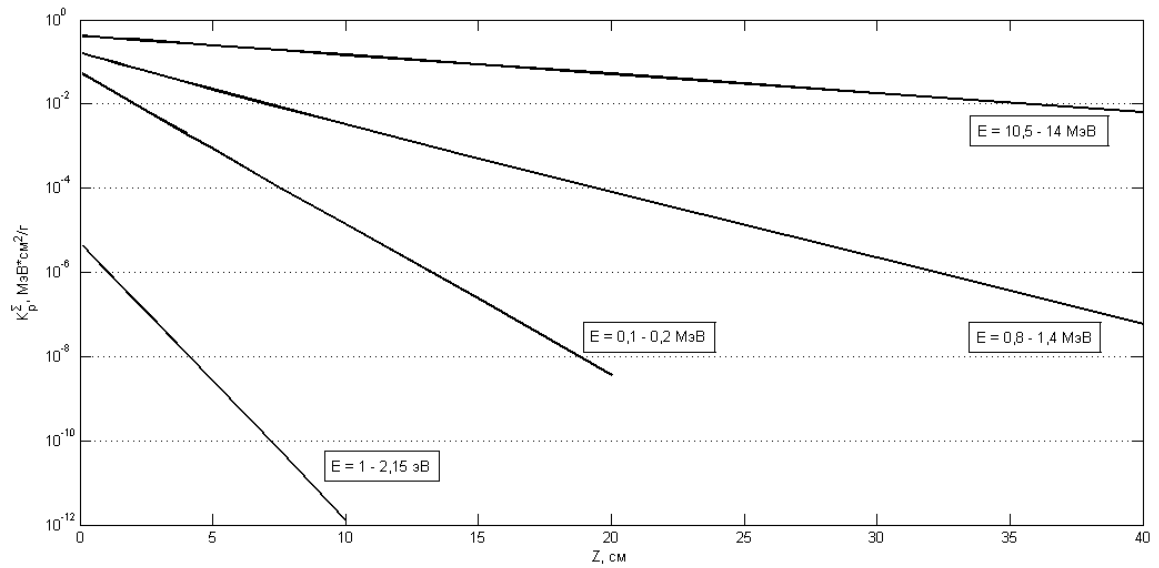
Наряду с дифференциальной формой дозовых ядер ТЛ полезно ввести интегральную форму

$$K^{\Sigma}(E, R, z) = 2\pi \int_0^R rK(E, r, z)dr \quad (1.4)$$

где  $K$  – любое дозовое ядро ТЛ, а  $R$  – радиус пучка.

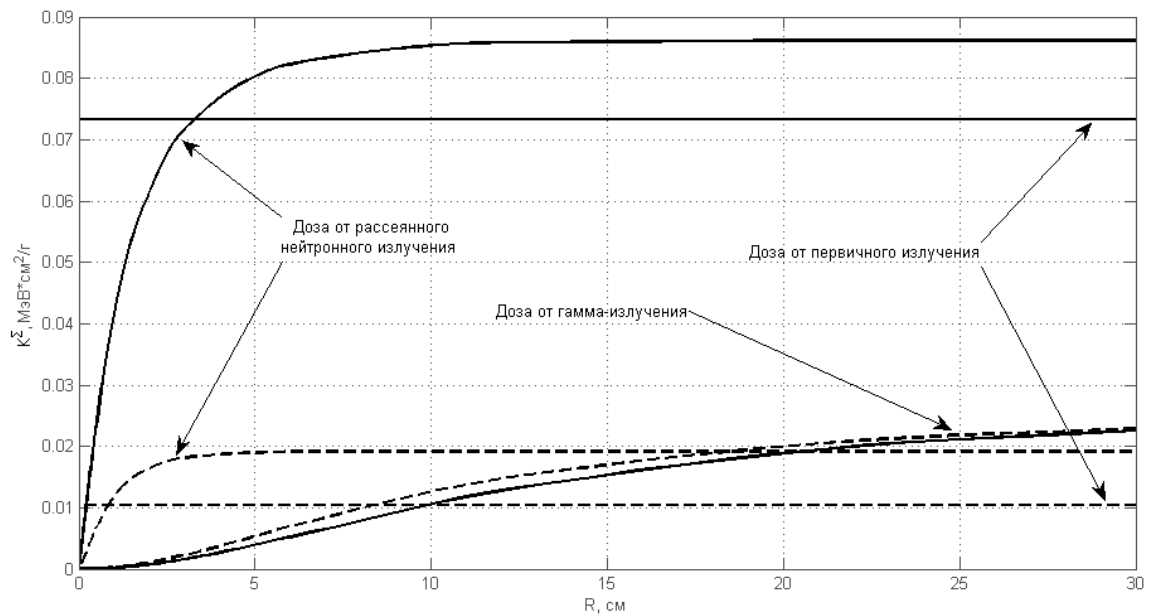
С физической точки зрения  $K^{\Sigma}(E, R, z)$  – это доза на оси пучка нейтронов энергии  $E$ , радиуса  $R$  и на глубине  $z$  от конкретной составляющей поглощённой дозы или их суммы (1.2).

При этом по величине наклона кривых  $K_p^{\Sigma}(E, z)$  по  $z$  можно легко найти величину  $\Sigma_E$  для каждой группы энергии  $E$  (1.3; 1.4) (рис.3).



**Рис. 3** Зависимость дозы  $K_s^\Sigma$ , созданной первичным излучением широкого пучка с единичным флюенсом, от глубины в фантоме  $Z$  для различных энергетических групп.

Следует отметить, что для широких полей в зависимости от энергии вклад в дозу фотонной компоненты существенно меняется. От  $\sim 10\%$  для нейтронов энергии выше  $10 \text{ МэВ}$  до  $\sim 50\%$  для нейтронов с энергией  $\sim 100 \text{ кэВ}$  и растёт далее по мере уменьшения энергии нейтронов (рис. 4).



**Рис. 4** Зависимость дозы  $K^\Sigma$ , созданной разными компонентами излучения на центральной оси пучка на глубине  $Z = 2 \text{ см}$ , от радиуса падающего пучка  $R$ . Сплошные линии соответствуют энергии нейтронного излучения  $E = 0,8 - 1,4 \text{ МэВ}$ , пунктир –  $0,1 - 0,2 \text{ МэВ}$ .

На рис. 5 и 6 представлены радиальные зависимости дозовых ядер рассеянного нейтронного и вторичного гамма-излучения на глубине  $z = 2$  см для разных групп энергий.

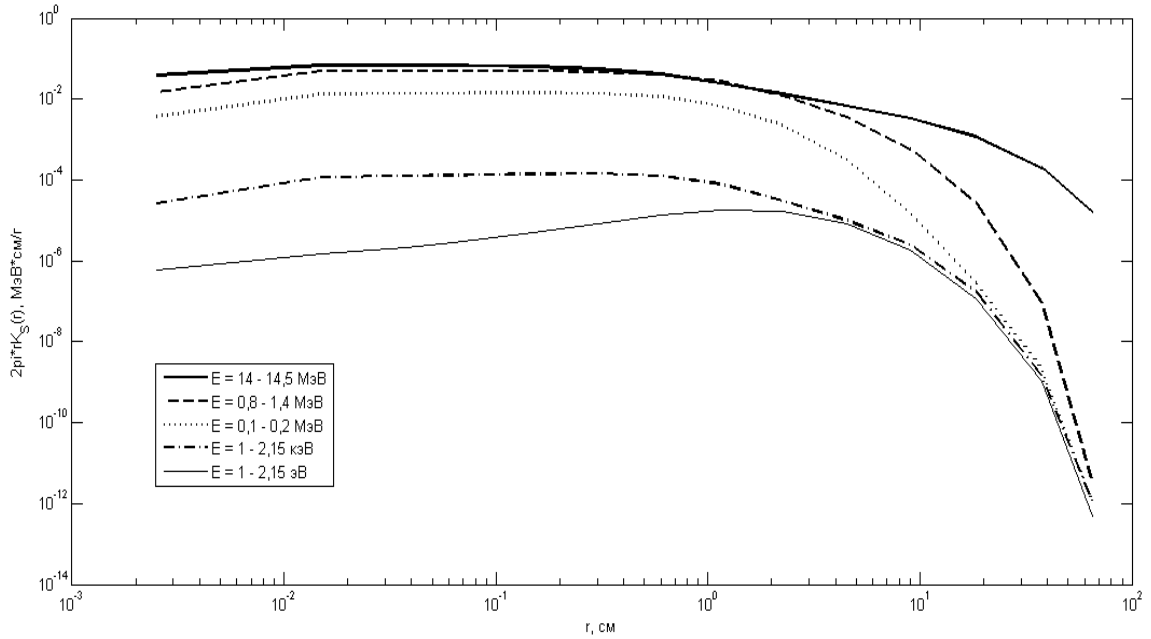


Рис. 5 Зависимость дозы  $K_S$ , созданной рассеянным нейтронным излучением на глубине  $Z = 2$  см, от удалённости от оси падающего пучка  $r$  для разных энергетических групп.

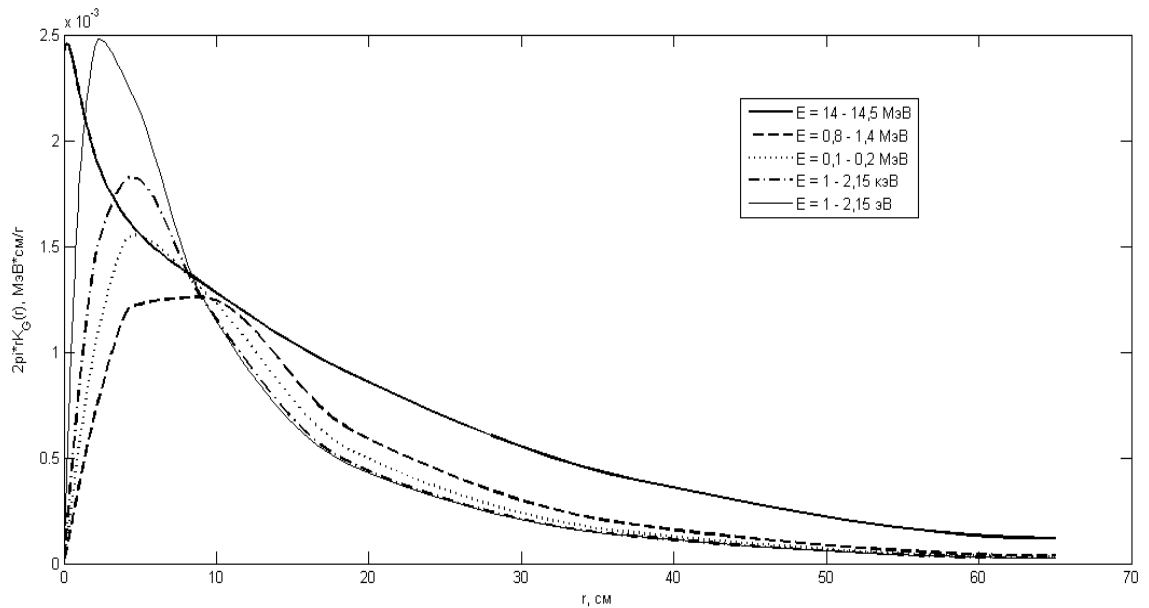


Рис. 6 Зависимость дозы  $K_G$ , созданной вторичным гамма-излучением на глубине  $Z = 2$  см, от удалённости от оси падающего пучка  $r$  для разных энергетических групп.

## Аппроксимация дозовых ядер

Как отмечалось, достаточно важной задачей является интегрирование по площади падающего поля, которое должно оптимизировать соотношение точность/время расчёта. Т.к. дискретные дозовые ядра неудобны для интегрирования, в работе изучена возможность аппроксимации дискретного дозового ядра рассеянного нейтронного и вторичного фотонного излучений непрерывными и интегрируемыми в квадратурах по  $r$  функциями.

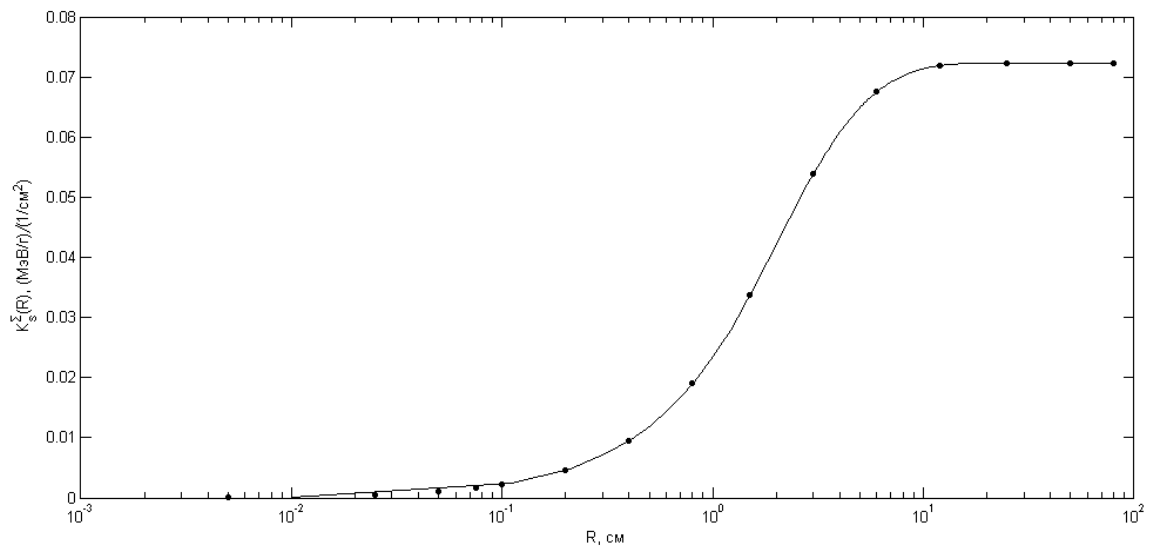
Все алгоритмы строились и исследовались в среде разработки математических приложений The MathWorks MatLab 7.0.

Наилучшего результата удалось добиться с функциями вида

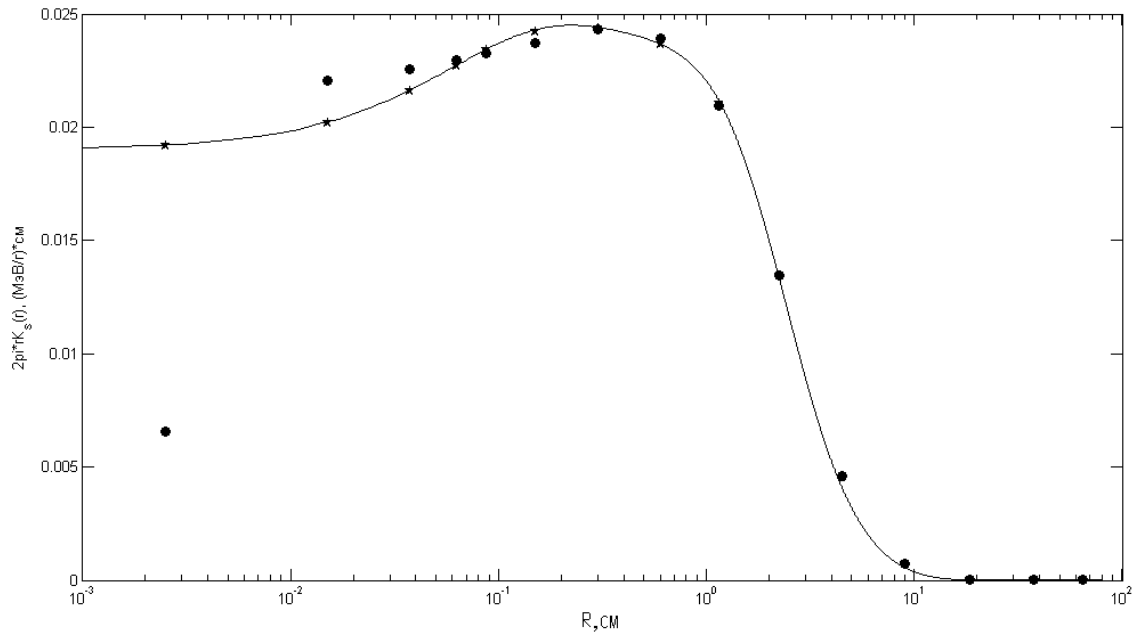
$$K_{S,TL} = K_S(r, z) = \sum_{i=1}^N C_i(z) \frac{\exp(-k_i(z) * r)}{r} \quad (1.5)$$

Переход к полям нерегулярной формы осуществляется через триангуляцию поля, т.к. интегрирование (1.4) по треугольнику позволяет заменить двумерное интегрирование одномерным интегралом функции Зиверта.

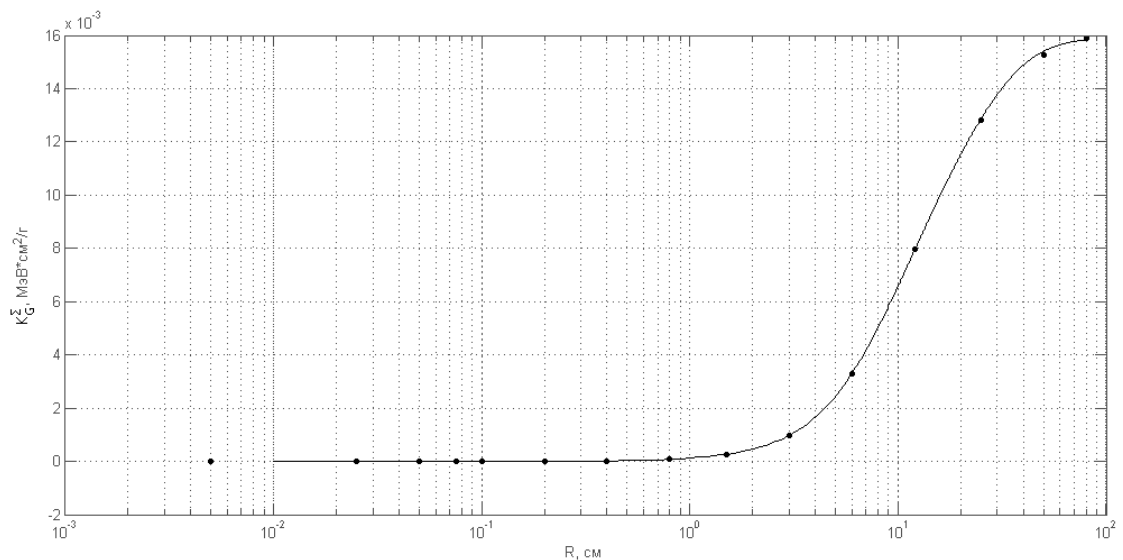
Графические изображения примеров такой аппроксимации можно видеть на рис. 7-9.



**Рис. 7** Зависимость дозы, созданной рассеянным нейтронным излучением на глубине 4 см на оси пучка, от размеров пучка, энергия пучка  $E = 0,8 - 1,4$  МэВ; точки – данные, полученные ММК, кривая – интерполяционная модель (1.5).



**Рис. 8** Зависимость дозы, созданной рассеянным нейтронным излучением тонкого луча нейтронов на глубине 4 см, от расстояния до оси фантома. Энергия тонкого луча нейтронов  $E = 0,8 - 1,4$  МэВ; точки – данные, полученные методом Монте - Карло, кривая – непрерывная функция, полученная по интерполяционной модели (1.5), звёзды – усреднённые по объёму ячеек данные интерполяционной модели (1.5).



**Рис. 9** Зависимость дозы, созданной вторичным гамма-излучением на оси пучка на глубине 4 см, от размеров падающего пучка нейтронов энергии 0,8 – 1,4 МэВ; точки – данные, полученные ММК, кривая – интерполяционная модель (1.5).



Из-за специфики задачи удобно в формуле (1.3) положить  $f_E(r) = \frac{\delta(r)}{r}$ , при этом соответствующим выбором  $C_E$  исключается интегральная ошибка при переходе к широким полям, а ошибка в вычислении дозы для данного приближения фактически будет значима в ограниченной области  $< 0,1$  мм (для данного диапазона энергий) от края поля, что на данный момент существенно превышает точность укладки и облучения пациента.

Огромное количество полученных данных (более 20000 значений только для библиотеки ТЛ нейтронов) не позволяет разместить их на страницах периодического издания, а оперирование таким массивом представляет определённые трудности. Для выхода из данной ситуации в работе дополнительно написано клиентское приложение (рис. 10), содержащее 3 основных компонента: собственно библиотеку дозовых ядер тонкого луча нейтронов (в интегральной и дифференциальной формах), подпрограмму для вычисления коэффициентов разложения по аппроксимации (1.5) и редактор графиков, позволяющий строить различные дозовые зависимости.

Само приложение запускается в среде Win32 с обязательным наличием предустановленного приложения Microsoft Excel.

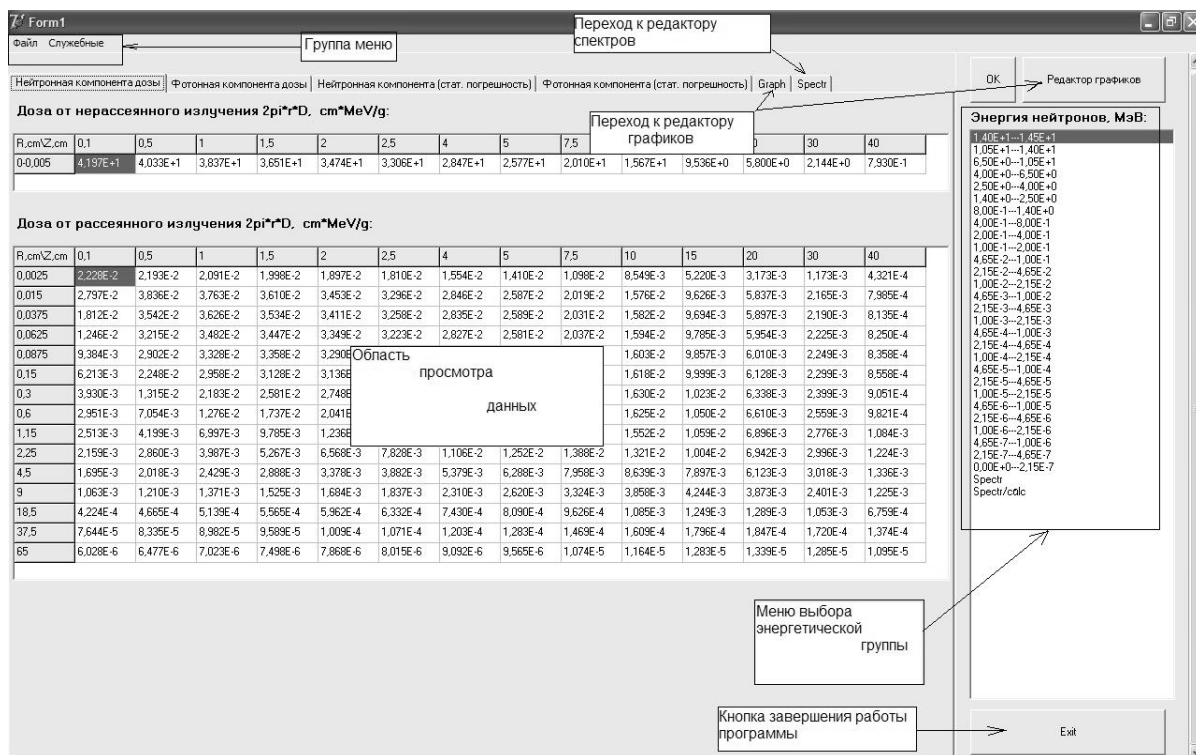


Рис. 10 Вид основного окна приложения

## **Заключение**

Полученные данные и разработанные алгоритмы позволяют утверждать, что метод уже сейчас можно использовать для планирования дистанционной терапии нейтронами без учёта неомогенностей. Кроме того, разработанное клиентское приложение существенно облегчает процесс обработки и обмена данными. В будущем, для завершения всего алгоритма, необходимо ввести адекватные функции учёта неомогенностей тканей и нерегулярности поверхности пациента.

Созданная в данной работе библиотека дозовых ядер ТЛ нейтронов для воды может быть по запросу представлена заинтересованным организациям. Также дополнительную информацию можно найти в дипломной работе [2].

## Список литературы:

1. *Климанов В.А., Крылова Т.А.* Дозиметрическое планирование лучевой терапии: Учебное пособие для ВУЗов. – 2007.
2. *Моисеев А.Н.* Библиотека дозовых ядер тонкого луча нейтронов // Дипломный проект – М: МИФИ(ГУ), фак. Т, каф. 1, 2008г.
3. A consistent set of neutron kerma coefficient from thermal to 150 MeV for biologically important materials / *Chadwick M. B. et al.* – Medical Physics, Vol. 26, No. 6, AAPM , June 1999.