

**ДОЗИМЕТРИЯ МАЛЫХ ПОЛЕЙ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ТОРМОЗНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ
ЭЛЕКТРОНОВ. Часть 2.
Дозиметрия малых полей тормозных фотонов
с максимальной энергией от 10 до 24 МэВ**

В.А. Климанов^{1,2}, Ю.С. Курпичев^{3,4}, М.А. Колыванова²,
П.В. Казанцев⁵, А.Н. Моисеев⁶

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

² Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна, Москва

³ Национальный медицинский исследовательский центр онкологии
им. Н.Н. Блохина МЗ РФ, Москва

⁴ Центр лучевой терапии “ОнкоСтоп”, Москва

⁵ Международное агентство по атомной энергии

⁶ ООО “Медскан”, Москва

Работа представляет вторую часть аналитического обзора современного состояния в области дозиметрии малых полей, создаваемых пучками тормозного излучения с малым поперечным сечением. В этой части рассматриваются пучки тормозного излучения медицинских ускорителей электронов с максимальной энергией от 10 до 24 МэВ. Пучки с малым поперечным сечением все шире используются в современных технологиях дистанционной лучевой терапии (ЛТ). Однако экспериментальная дозиметрия малых полей встречает определенные трудности, связанные, в первую очередь, с нарушением условий Брэгга-Грея в этой области, большими значениями поправочных факторов и неадекватностью допущения о взаимной независимости отдельных факторов возмущения поля при введении в него дозиметрических детекторов. Два года назад МАГАТЭ опубликовало Доклад TRS-483, в котором были относительно подробно проанализированы результаты исследований в области дозиметрии малых полей тормозного излучения с максимальной энергией до 10,0 МэВ. Диапазон же более высоких энергий является недостаточно изученным, поэтому настоящая работа состоит из двух частей. В первой части (Мед. физика. 2019. № 2(82). С. 111–127) рассматриваются специфические проблемы абсолютной и относительной дозиметрии малых полей, в частности критерии малости поля, влияние на показания детекторов вариации спектра фотонов, размера, материала чувствительной области и конструкции детекторов, возмущения поля внесением в него детекторов и значения факторов выхода для узких пучков тормозного излучения с максимальной энергией до 10,0 МэВ. Во второй части анализируется имеющаяся в литературе информация для более высоких энергий. В заключении рассматриваются условия, при выполнении которых отпадает необходимость в применении сложных методик, разработанных для дозиметрии малых полей, т.е. поле можно считать не относящимся к классу малых полей.

Ключевые слова: дистанционная лучевая терапия, тормозное излучение, дозиметрия малых полей, отклик детекторов, поправочные факторы, медицинские ускорители электронов, метод Монте-Карло

Введение

В клинической практике, как известно, применяются пучки тормозного излучения с максимальной энергией не только до 10 МэВ, но и генерируемые электронами со средней энергией в спектре 10, 15, 18, 20 и 24 МэВ. Имеющаяся в литературе информация по дозиметрии таких пучков носит существенно более ограниченный характер, чем для пучков первой группы. Вместе с тем проблема, дозиметрии малых полей в этой области энергий стоит не менее, а возможно, в некоторых направлениях еще более остро, чем в области более низких энергий тормозного излучения. В качестве иллюстрации приведем на рис. 2.1 пример измерения дозы в водном фантоме на глубине максимальной дозы разными детекторами для пучка 15 МВ [4]. Отметим, что поправочные коэффициенты, связанные с особенностями малых полей, в показания детекторов не вводились.

Из приводимых данных наглядно видно возрастание спада результатов измерений при уменьшении размера квадратных полей, начиная с поля менее, чем 3×3 см. Наименьший спад получен для специального стереотаксического диода (SFD), а наибольший – для фермеровской ионизационной камеры с чувствительным объемом 0,6 см³. Причиной такого поведения кривых является влияние эффектов изменения качества (спектра) пучков, усреднения результатов по объему чувствительной области детекторов, потеря равновесия заряженных частиц (РЗЧ) и возмущение поля при введении в однородную среду детекторов. Рассмотрим имеющуюся в литературе на данный момент информацию по этим вопросам.

2.1. Энергетическое распределение фотонов

Наиболее известной в литературе работой, посвященной исследованию спектров тормозного излучения, генерируемого разными медицинскими ускорителями при работе в режимах ускорения электронов от 4,0 до 25 МэВ, является публикация [19]. Однако полученные спектры для высоких энергий представляют усреднение по круглому полю радиусом 2,5 см, т.е. фактически данные не относятся к малым полям. Но они позволяют проследить общую динамику изменения спектров тормозного излучения при изменении ускоря-

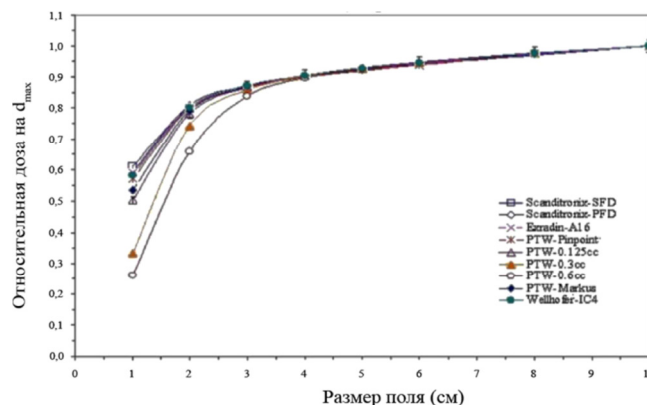


Рис. 2.1. Зависимость относительной дозы, точнее величины S_{cp} , измеренной разными детекторами в водном фантоме на центральной оси пучков на глубине максимальной дозы, от размеров квадратного поля излучения для пучка 15 МВ [4]

ющего потенциала ускорителей и дают информацию о спектрах, больше относящихся к референсным полям.

Для малых полей спектры тормозных фотонов и образуемых ими электронов в воде при облучении мишени ускорителя электронами с энергией 15 МэВ, был рассчитан методом Монте-Карло в работе [20] по программе FLURRZnrc, входящей в комплекс EGSnrc. В программе FLURRZnrc не проводится моделирование головки ускорителя, поэтому авторы работы [20] использовали обходный путь. В качестве спектра падающего на фантом излучения был взят спектр из работы [21], который был получен автором в простой геометрии облучения тонкого слоя вольфрама узким пучком 15 МэВ электронов, т.е. также без учета сложной геометрии головки ускорителя. Затем этот спектр был модифицирован так, чтобы соответствовать коэффициенту качества для узкого пучка тормозного излучения в работе [22]. Таким образом была смоделирована ситуация, когда на водный фантом падают пучки с этими модифицированными для каждого поперечного размера пучка спектрами. Полученные спектры фотонов и электронов в водном фантоме на глубине максимальной дозы и глубине 20 см для разных поперечных размеров круглых пучков показаны на рис. 2.2–2.4. Другим недостатком приводимых в работе [20] спектров является то, что они даны не в табличном, а в графическом виде, поэтому их практическое использование и сравнение с другими данными затруднительно.

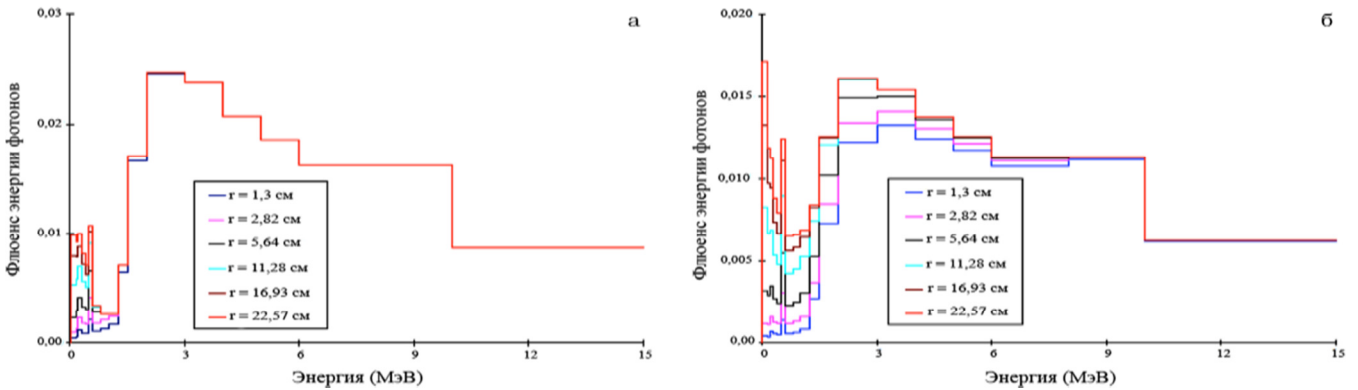


Рис. 2.2. Энергетическое распределение флюенса фотонов в водном фантоме на глубине максимальной дозы (для поля 10×10 см) (а) и 20 см (б) для круглых 15 МВ пучков разного радиуса [20]

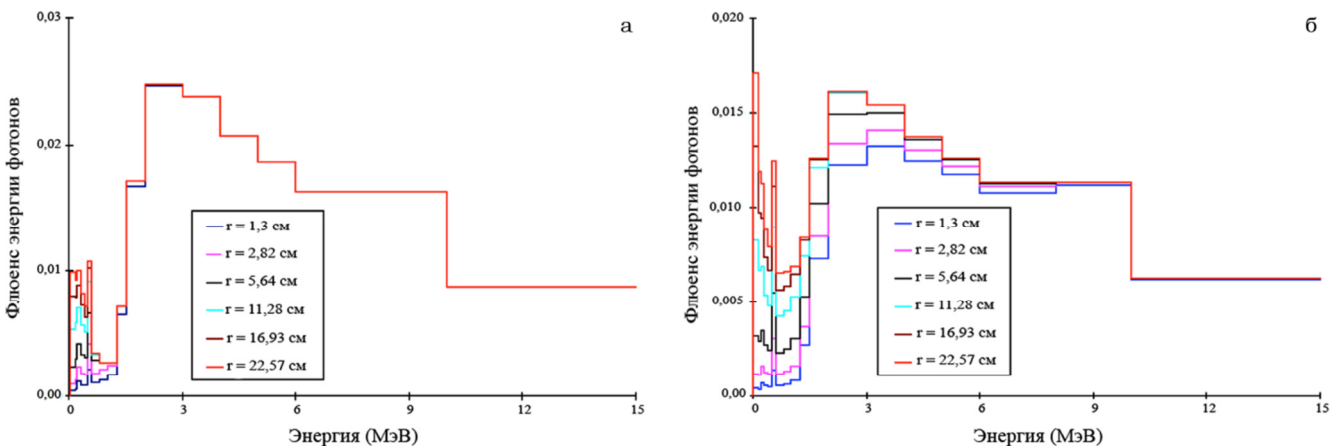


Рис. 2.3. Энергетическое распределение полного флюенса электронов в водном фантоме на глубине максимальной дозы (для поля 10×10 см) (а) и 20 см (б) для круглых 15 МВ пучков разного радиуса [20]

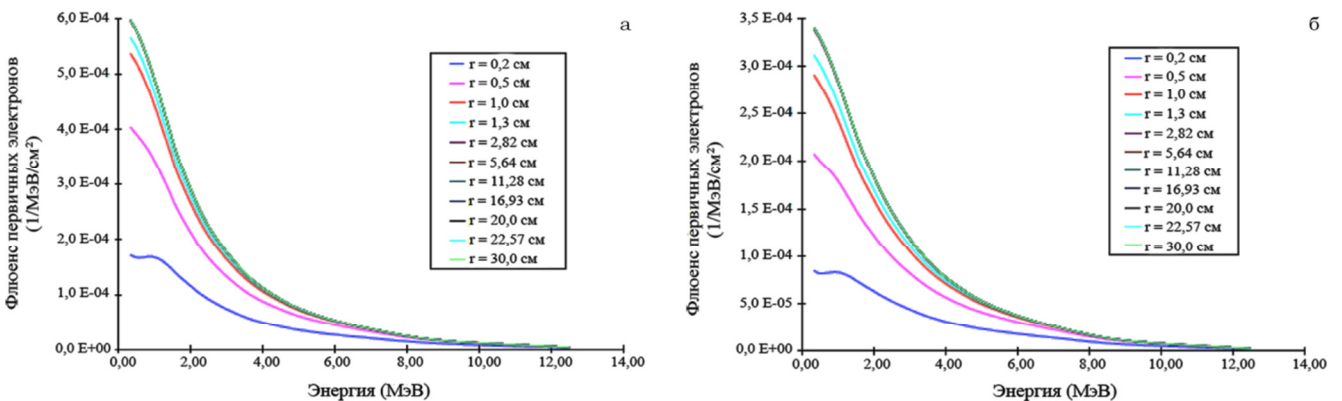


Рис. 2.4. Энергетическое распределение флюенса первичных электронов в водном фантоме на глубине максимальной дозы (для поля 10×10 см) (а) и 20 см (б) для круглых 15 МВ пучков разного радиуса [20]

Характерная особенность спектров, приводимых на рис. 2.2, заключается в том, что все они независимо от размеров поля на глубине максимальной дозы совпадают для энергий фотонов $E \geq 2$ МэВ. Этот факт, возможно, связан с особенностями получения данных

спектров и требует проверки с помощью прямого расчета. В области более низких энергий вклад фотонов в спектр и в дозу уменьшается с уменьшением размера поля, что вызвано уменьшением размера области, где формируется рассеянное излучение.

В ряде других работ, например [23–26], говорится о расчете отдельных параметров и поправочных коэффициентов для малых полей в области высоких энергий тормозного излучения, используя спектры, полученные по программе BEAM, но сами спектры не приводятся. Поэтому одной из важных задач является получение информации о спектральном распределении пучков высокоэнергетического тормозного излучения с учетом эффектов, создаваемых конструкционными элементами и сглаживающим фильтром головки ускорителей.

2.2. Коэффициент качества пучков высокоэнергетического тормозного излучения с малым поперечным сечением

В клинической ЛТ вместо характеристики пучков по энергетическому спектру чаще применяется понятие качества пучка, которое определяется по отношению поглощенных доз в водном фантоме на глубинах 20 см и 10 см при размере поля 10×10 см, $TPR_{20,10}(10)$. Другими словами, коэффициент качества в конвенциональной ЛТ является некоторым обобщенным параметром пучка, связанным в определенной мере со спектром пучка через скорость ослабления дозы, создаваемой пучком в водном фантоме. Однако в области малых полей этот коэффициент теряет свою однозначность, так как теперь он связан не только со спектром, но и в существенной степени с поперечным размером поля. Причем эта зависимость значительно более сильная, чем для полей конвенциональных размеров. Тем не менее, традиционное понятие коэффициента качества полезно для определения поправки на качество пучка из приводимых в литературе данных для абсолютных измерений дозы с помощью ионизационной камеры. Для малых полей, создаваемых высокоэнергетическими тормозными пучками, полезное исследование коэффициента качества выполнено в работе [26]. Автор взял за основу экспериментальные данные по $TPR_{20,10}(10)$ для полей от 4×4 до 40×40 см для тормозных пучков с ускоряющим потенциалом от 2 до 50 МэВ [27] и дополнил их своими измерениями для пучков 6 и 10 МВ, что соответствует изменению $TPR_{20,10}(10)$ от 0,52 до 0,84. Далее автор провел аналитическую аппроксимацию этих экспериментальных данных и предложил

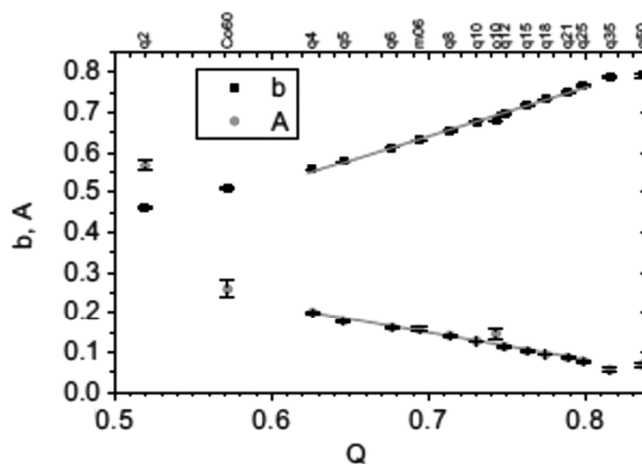


Рис. 2.5. Зависимость параметров A и b от качества пучка [26]

достаточно полезные формулы, позволяющие определить коэффициент качества пучка произвольного сечения, как если бы он был референсных размеров, т.е. 10×10 см. Аппроксимационная формула для определения $TPR_{20,10}(s)$ для произвольного размера поля S при условии знания качества пучка в референсных условиях имеет вид:

$$TPR_{20,10}(s) = b(Q) + A(Q)(1 - e^{-s/t}), \quad (2.1)$$

где A и b – подгоночные параметры, приводимые на рис. 2.5, параметр t практически постоянен и приводится на рис. 2.6.

Результирующая аппроксимационная формула была получена в [26] преобразованием формулы (2.1) к следующему виду:

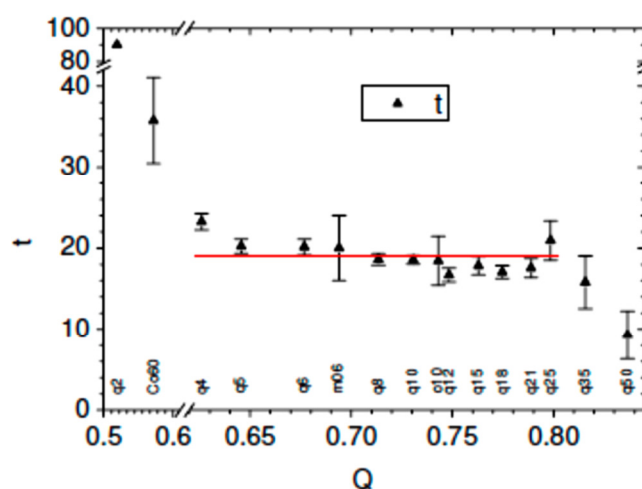


Рис. 2.6. Зависимость параметра t от качества пучка [26]

Таблица 2.1

Значения параметров в аппроксимационной формуле (2.2) [24]

b_1	$-0,208 \pm 0,022$	A_1	$+0,625 \pm 0,0306$	$t = +19,5 \pm 2$ см
b_2	$+1,213 \pm 0,030$	A_2	$-0,679 \pm 0,050$	

$$Q = TPR_{20,10}(10) = \frac{TPR_{20,10}(s) - b_1 - A_1(1 - e^{-s/t})}{b_2 + A_2(1 - e^{-s/t})}, \quad (2.2)$$

где b , A и t – подгоночные параметры; s – размер поля (сторона квадрата). Значения параметров приводятся в табл. 2.1 и на рис. 2.6.

Если коэффициент качества пучка неизвестен, то решение уравнение (2.2) проводится рекурсивно. Например, когда выбирается стартовая позиция с $t=19,5$ см и уточнение с $t=42$ см–32,4 см× Q , одной дополнительной итерации окажется достаточным для сходимости.

Отметим, что размер полей, рассмотренных в работе, захватывает верхнюю (см. далее) границу малых полей. Экстраполяция в более малые по размерам пучки в [26] не проводилась.

В работе [28] формула (2.2) была улучшена. Дело в том, что правая часть формулы (2.2), рассчитанная для $s=10$ см, не обязательно будет равна левой части, что приводит к противоречию (различие в значении $TPR_{20,10}(10)$ составляет ~1 % для значений от 0,62 до 0,8) при определении $TPR_{20,10}(s)$ для значений s , близких к 10. Противоречие можно устранить модификацией формулы (2.2) следующим образом [28]:

$$TPR_{20,10}(10) = \frac{TPR_{20,10}(s) + [b_1^* - A_1^* \cdot (1 - e^{-s/t})]}{1 + [b_2^* - A_2^* \cdot (1 - e^{-s/t})]}, \quad (2.3)$$

где коэффициенты со звездочкой отличаются от полученных в [26] или по значению, или по знаку.

Новый вариант расчетной формулы, предложенный в [28], имеет вид:

$$TPR_{20,10}(10) = \frac{TPR_{20,10}(s) + c_1 \cdot (e^{(10-s)/t} - 1)}{1 + c_2 \cdot (e^{(10-s)/t} - 1)}, \quad (2.4)$$

где $c_i = -e^{-10/t} / (e^{-10/t} - 1) \cdot b_i^*$ для $i=1,2$, Значения коэффициентов c_i приводятся в табл. 2.2.

Формула для $TPR_{20,10}(s)$ теперь модифицируется к виду:

$$TPR_{20,10}(s) = TPR_{20,10}(10) + (c_2 \cdot TPR_{20,10}(10) - c_1 \cdot (e^{(10-s)/t} - 1)). \quad (2.5)$$

Графическая иллюстрация зависимости $TPR_{20,10}(s)$ от размера поля приводится на рис. 2.7.

В ряде работ, например, [29], поправочные факторы на качество пучка даются в зависимости не от $TPR_{20,10}(s)$, а в зависимости от индекса $\%dd(10)_x$, понимая под этой величиной процентную дозу для квадратных полей на глубине 10 см, обусловленную только фотонным компонентом дозы (без вклада от “загрязняющих” электронов и сопутствующему ему тормозного излучения). Для определения этой величины в области высоких энергий тормозного излучения ($\%dd(10) > 75$) в [29] предложена простая формула:

$$\%dd(10)_x = 1,267dd(10) - 20 \quad (2.6)$$

для $75\% < \%dd(10) \leq 89\%$,

где $\%dd(10)$ – экспериментальное значение процентной дозы в водном фантоме на глубине 10 см для открытого квадратного пучка. Для энергий ниже 10 МВ $\%dd(10)_x = \%dd(10)$.

Отметим, что применение формулы (2.6) согласно работе [28], может приводить к погрешности в определении коэффициента качества до 2 %.

В подавляющем большинстве научных публикаций процентную дозу обозначают не $\%dd$, а PDD , поэтому в данной работе мы в основном будем придерживаться обозначения PDD .

Таблица 2.2

Значения подгоночных коэффициентов в формулах (2.2) и (2.5) [28]

Уравнение	Спектр и глубина	Значения параметров, неопределенностей и корреляций
(2.2)	4–25 МВ 4–40 см	$b_1 = -0,208 \pm 0,022$; $b_2 = 1,213 \pm 0,030$ $A_1 = 0,625 \pm 0,0306$; $A_2 = -0,679 \pm 0,050$ $t = 19,5 \pm 2,0$ см
(2.5)	4–25 МВ 4–40 см	$c_1 = 0,3763 \pm 0,0040$; $c_2 = 0,4103 \pm 0,0055$ $t = 20,0$ см; $\rho(c_1, c_2) = 0,997$
(2.5)	4–25 МВ 4–12 см	$c_1 = 0,3186 \pm 0,0081$; $c_2 = 0,3314 \pm 0,0111$ $t = 20,0$ см; $\rho(c_1, c_2) = 0,997$

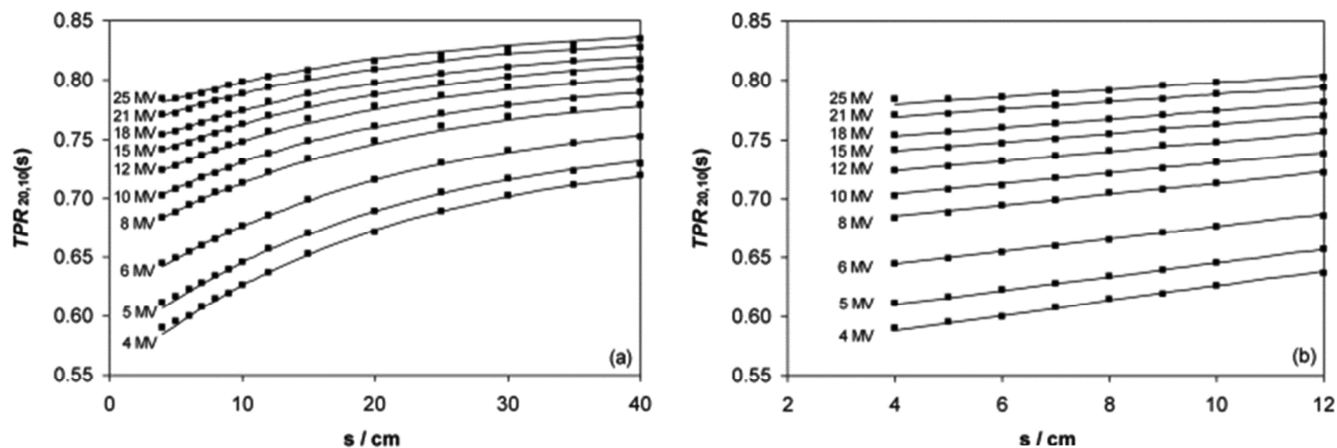


Рис. 2.7. Графическая иллюстрация зависимости $TPR_{20,10}(s)$ от размера поля s и сравнение результатов расчета по аппроксимационным формулам с исходными данными [27]

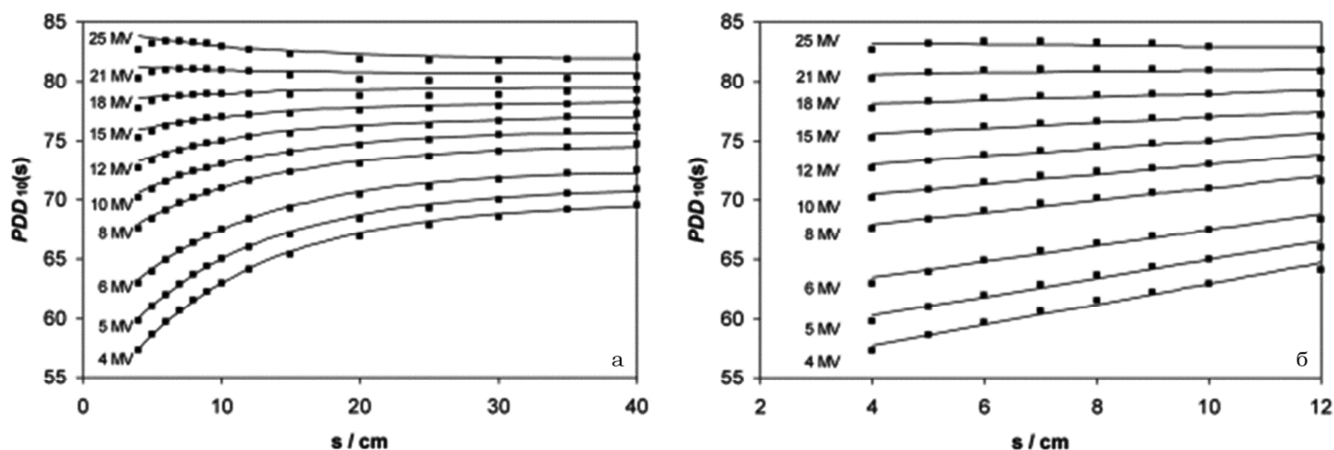


Рис. 2.8. Графическая иллюстрация зависимости $PDD_{20,10}(s)$ от размера поля s и сравнение результатов расчета по аппроксимационным формулам с исходными данными [27]

В работе [28] показано, что значение $PDD_{10}(s)$ можно определить точно по такой же формуле, как формула (2.3) и (2.5), подставляя только в них PDD вместо TPR . На рис. 2.8 показано сравнение результатов расчета процентной дозы для квадратного поля размером s с исходными данными работы [27].

2.3. Состояние равновесия заряженных частиц для малых полей, создаваемых высокоэнергетическими тормозными пучками

Соотношения между поглощенной дозой (D), кермой (K) и ионизационной кермой (K_{co})

для фотонного излучения в различных средах имеют фундаментальное значение в радиационной дозиметрии. На эти соотношения решающее влияние оказывает перенос вторичных электронов, образующихся в среде при взаимодействии фотонов с веществом. В разделе 1.2 указывалось, что во многих работах (например, [6, 7]) предлагается за границу размеров малых полей принимать минимальный радиус пучка, для которого $D/K_{co} \approx 1$. Этот радиус часто обозначают r_{LCPE} .

На рис. 1.2 была показана зависимость этого отношения от радиуса круглых полей для разных энергий, в том числе и для 15 и 24 МВ пучков в водном фантоме на глубине 5 см. Из представленных данных следует, что на этой глубине малыми полями для 15 МВ пучков с

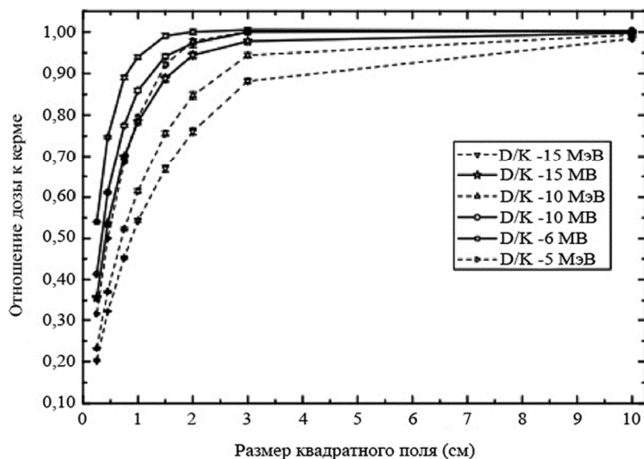


Рис. 2.9. Зависимость отношения D/K на геометрической оси пучка в воде от размера квадратного поля для пучков с разным ускоряющим потенциалом [29]

круглыми сечениями следует называть пучки с радиусом $r \leq 2$ см, а для 24 МВ – $r \leq 2,5$ см. Данная проблема в области высоких энергий изучалась также в относительно недавней работе [29]. В аннотации работы утверждается, что авторами были изучены малые поля в широком интервале глубин в водном фантоме с точки зрения соотношения между поглощенной дозой (D), кермой (K) и ионизационной кермой (K_{col}). Однако в работе конкретные результаты приводятся только для 15 МВ пучка (т.е. в диапазоне высоких энергий) и глубины 10 см. Эти результаты показаны на рис. 2.9.

Сравнение результатов работы [29] с работами [6, 7] при учете того, что в [29] изучалось отношение D/K , а в [6, 7] отношение D/K_{col} , тем не менее, приводит к заключению, что значение r_{LCPE} зависит не только от энергии пучка, но и от глубины в водном фантоме.

Отметим еще один интересный результат, полученный в работе [29] и приводимый в табл. 2.3, хотя он относится не к малым, а к референсным полям. Как видно из представленных данных, значение отношения D/K уменьшается, а D/K_{col} увеличивается с увеличением качества пучка, при этом несильно отклоняясь от единицы.

Поводя итоги данного раздела, приходим к заключению, что проблема РЗЧ в области высоких энергий тормозного излучения, изучена далеко не полно.

Таблица 2.3
Значения отношений D/K и D/K_{col} на геометрической оси клинических пучков тормозного излучения в воде на глубине $1,5 \times d_{max}$ см для референсного размера поля 10×10 см [29]

Качество (спектр) пучка	D/K	$D/K (= \beta)$
100 кВ	$0,9999 \pm 0,0005$	$1,0001 \pm 0,0004$
250 кВ	$0,9994 \pm 0,0006$	$1,0002 \pm 0,0007$
Co-60	$1,0014 \pm 0,0010$	$1,0045 \pm 0,0020$
6 МВ	$1,0030 \pm 0,0002$	$1,0102 \pm 0,0011$
10 МВ	$1,0020 \pm 0,0003$	$1,0145 \pm 0,0013$
15 МВ	$0,9981 \pm 0,0003$	$1,0177 \pm 0,0013$

2.4. Исследование поправочных коэффициентов для детекторов разных видов

2.4.1. Поправочные коэффициенты для учета качества пучка

Измерение поглощенной дозы в воде, D_w , для клинических высокоэнергетических пучков тормозного излучения в типовых случаях проводится с помощью цилиндрических ионизационных камер (ИК), которые калибруются в референсных условиях для поля 10×10 см гамма-излучения радионуклида Co-60. Для учета разной чувствительности ИК к излучению Co-60 и к мегавольтным пучкам вводится поправочный фактор на качество пучка, k_Q . Фактор k_Q определяется как отношение калибровочных коэффициентов ионизационной камеры по поглощенной дозе в воде в пучке качеством Q , $N_{D,w,Q}$ и в пучке фотонов ^{60}Co , $N_{D,w,Co}$:

$$k_Q = N_{D,w,Q} / N_{D,w,Co} \quad (2.7)$$

В настоящей работе качество пучка определяется через $TPR_{20,10}$ или $\%dd(10)_x$.

Одной из первых работ, в которых систематически изучалось значение k_Q – фактора для нескольких моделей ионизационных камер (ИК), явилось исследование рабочей группы 51 AARM [29]. Часть полученных в работе [29] результатов приводится на рис. 2.10 и табл. 2.4.

Табулированные значения k_Q для ИК определялись в основном расчетным путем на базе теории полости для ИК и расчетом мето-

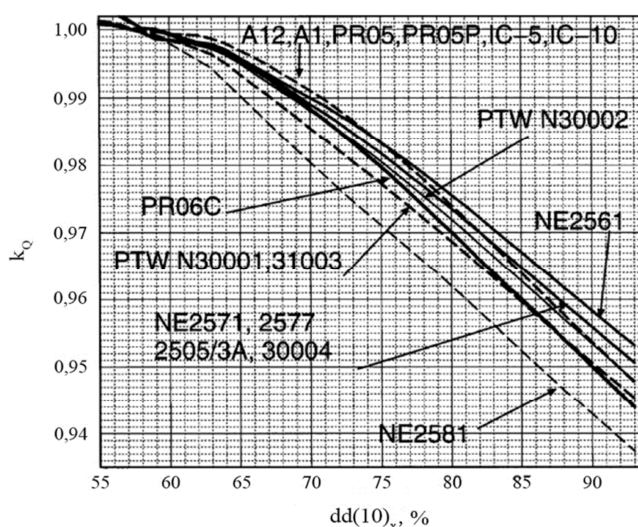


Рис. 2.10. Зависимость поправочного фактора на качество пучка от $\%dd(10)_x$ для ряда цилиндрических ионизационных камер, часто применяемых для дозиметрии в референсной геометрии [29]

дом Монте-Карло для нахождения отношения массовых тормозных способностей вода/воздух. Стандартная неопределенность такого подхода примерно 1%. Существенное уменьшение неопределенности (0,35%) достигнуто в работе [23] с помощью экспериментального измерения k_Q на водном калориметре для нескольких видов ИК.

Для тех ускорителей, где невозможно реализовать референсную геометрию для абсолютной дозиметрии ИК, сейчас предлагается применить новый формализм [2] (см. раздел 1.6), в котором вводится понятие машинно-специфического поля (msr) как промежуточный шаг между стандартным референсным полем и пациент-специфическим полем. Такой шаг требует дополнительного множителя для классического k_Q , чтобы учесть разницу в ответе ИК для референсного поля – машинно- или план-класса поля. Эти множители могут рассчитываться тоже методом Монте-Карло или определяться непосредственно на первичных стандартах. При этом возникает простой вопрос, корректны ли такие факторы k_Q для малых и композитных полей, т.е. имеется ли зависимость k_Q – факторов от размера поля.

Данный вопрос изучался экспериментально в iMERA-PLUS проекте JRP7 External Beam Cancer Therapy для 6 и 10 МВ пучков и поля 3×3 см. В результате было получено, что

Таблица 2.4
Значение поправочных факторов на качество пучка в зависимости от $\%dd(10)_x$ для ряда цилиндрических ионизационных камер, применяемых в референсной дозиметрии. Данные могут линейно интерполироваться по $\%dd(10)_x$ [29]

Ионизационная камера	K_Q		
	$\%dd(10)_x$		
	0,71	0,81	0,93
Capintec PR-05PR-05P	0,990	0,972	0,948
Capintec PR-06C/G, 0.6cc Farmer	0,987	0,968	0,944
Extradin A1 Shonka	0,990	0,972	0,948
Extradin A12 Farmer	0,990	0,972	0,948
NEA2505/3.3A 0.6cc Farmer	0,988	0,972	0,951
NEA2561 0.3cc NPL Sec. Std.	0,989	0,974	0,953
NEA2571 0.6cc Farmer	0,988	0,972	0,951
NEA2577 0.2cc	0,988	0,972	0,951
NEA2581 0.6cc robust Farmer	0,979	0,960	0,937
PTW N30001 0.6cc Farmer	0,984	0,967	0,945
PTW N30002 0.6cc all Graphite	0,987	0,970	0,948
PTW N30004 0.6cc Graphite	0,988	0,973	0,952
PTW 31003 0.6cc waterproof	0,984	0,967	0,946
Wellhofer IC-10/IC-5	0,989	0,971	0,946

отношение $k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10}$ близко к единице со стандартной погрешностью 0,4%. Аналогичный результат был получен в работе [30], в которой изучались поля 4×4 и 2×2 см для 6 и 12 МВ пучков. Как дополнение к описанным экспериментальным данным в работе [23] данная проблема была изучена для 15 и 25 МВ пучков в поле 3×3 см. Полученные таким образом результаты приводятся в табл. 2.5 и на рис. 2.11. Они показывают, что хотя отношение $k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10}$ и близко к единице, тем не менее, при линейной интерполяции данных можно обнаружить некоторый тренд, заключающийся в слабом росте данного отношения с ростом коэффициента качества пучка в области высокоэнергетического тормозного излучения. Данный факт является неожиданным результатом. В то же время если исключить точку 25 МВ из рассмотрения, то для остальной области изменения качества можно допустить независимость отношения $k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10}$ от качества пучка в пределах неопределенности порядка 0,5%. В этот интервал k_Q попадает нижняя граница рассматриваемого в настоящей работе диапазона ускоряющих потенциалов, применяемых в ускорителях при генерации высокоэнергетического тормозного излучения (ВТИ) (например, 12 МВ пучок примерно соответствует $TPR_{20,10}(10) \approx 0,75$).

Таблица 2.5

Значения k_Q -фактора для разных моделей ИК в референсном поле 10×10 см [23]

10×10 см $TPR_{20,10}$	K_Q -фактор					
	NEA2561 #293	NEA2561 #297	NEA2571 #1748	NEA2571 #2906	FC65G #771	FC65G #1108
0.638 (4 МВ)	0,9979	0,9972	0,9964	0,9967	0,9936	0,9932
0.683 (6 МВ)	0,9932	0,9921	0,9912	0,9904	0,9886	0,9884
0.714 (8 МВ)	0,9982	0,9876	0,9883	0,9869	0,9829	0,9841
0.733 (10 МВ)	0,9860	0,9850	0,9830	0,9826	0,9794	0,9799
0.760 (15 МВ)	0,9821	0,9818	0,9795	0,9788	0,9755	0,9762
0.799 (25 МВ)	0,9691	0,9693	0,9569	0,9662	0,9634	0,9623

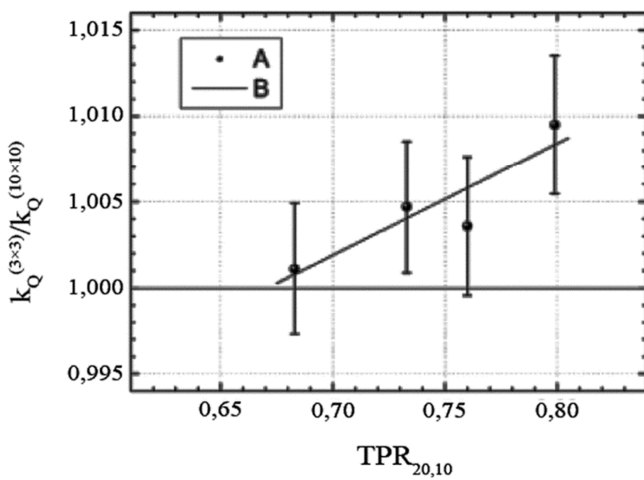


Рис. 2.11. Зависимость отношения $k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10}$ от качества пучка, выраженного в виде $TPR_{20,10}$, для ИК NE2561: А – экспериментальные данные со стандартными неопределенностями; В – линейная интерполяция, показывающая возможное возрастание зависимости с увеличением качества пучка [23]

Учитывая сказанное выше, имеет смысл привести в данной части обзора, где рассматривается ВТИ в диапазоне $10 \text{ МВ} < U \leq 20 \text{ МВ}$, результаты исследования k_Q^{ref} для 12 МВ пучка в условиях референсного размера поля (10×10 см), которые были собраны и систематизированы в публикации IAEA № 483 [3]. Другими словами, значения k_Q^{ref} для $TPR_{20,10}(10)=0,75$, определенные для референсного поля 10×10 см, с небольшой погрешностью (~0,5 %) можно применить в соответствии с результатами работы [23] для малых полей, создаваемых 12 МВ пучками. Эти данные для большого набора ИК приводятся в табл. 2.7 вместе с данными для пучков другого качества.

2.4.2. Поправочные коэффициенты для учета усреднения показаний по объему чувствительной области детекторов

Поправочный фактор на усреднение показаний по объему чувствительной области детектора определяется как отношение поглощенной дозы в водном фантоме в референсной точке при отсутствии детектора к средней поглощенной дозе в воде в чувствительном объеме детектора (все еще в отсутствии детектора). Данный фактор определяется интегрированием 3-мерного дозового распределения в водном фантоме по объему детектора. Для цилиндрической ИК интегрирование можно проводить по 2-мерной площади проекции чувствительного объема, спроектированного перпендикулярно к оси пучка, с включением весовой функции, учитывающей долю чувствительного объема в разных поперечных смещениях относительно оси пучка. Общий вид уравнения для его определения следующий:

$$k_{vol} = \frac{\iint_A w(x,y) dx dy}{\iint_A w(x,y) \cdot OAR(x,y) \cdot dx dy}, \quad (2.8)$$

Таблица 2.6

Значения k_Q -фактора для ИК NE2561#293 для поля размером 3×3 см и отношение $k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10}$ с соответствующей стандартной неопределенностью [23]

NE2561#293 $TPR_{20,10}$	$k_Q^{3 \times 3}$	$k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10}$	$u(k_Q^{3 \times 3} / k_Q^{10 \times 10})$
0.683 (6 МВ)	0,9943	1,0011	0,0038
0.733 (10 МВ)	0,9906	1,0047	0,0038
0.760 (15 МВ)	0,9856	1,0036	0,0040
0.799 (25 МВ)	0,9783	1,0095	0,0040

Таблица 2.7

Значения k_G^{ref} -факторов при традиционных референсных размерах поля (10×10 см) для референсных ионизационных камер в зависимости от значений индексов качества пучка $TPR_{20,10}(10)$ и $\%dd(10)_x$ [3]

Ионизационная камера	0,630	0,660	0,690	0,720	0,750
	63,4	65,2	67,6	70,5	73,9
Capintec PR-06/G Farmer	0,997	0,994	0,991	0,988	0,982
Extradin A2 Spokas	0,998	0,997	0,995	0,992	0,988
Extradin A12 Farmer	0,998	0,996	0,993	0,990	0,984
Extradin A12S	0,996	0,994	0,991	0,987	0,981
Extradin A19	0,996	0,993	0,990	0,985	0,980
Nuclear Assos 30-751 Farmer	0,996	0,993	0,990	0,985	0,979
Nuclear Assos 30-752 Farmer	0,997	0,995	0,992	0,989	0,984
NE 2505/3, 3A Farmer	0,996	0,994	0,992	0,989	0,984
NE 2571 Farmer	0,997	0,994	0,992	0,989	0,984
NE 2561	0,996	0,993	0,991	0,989	0,984
PTW 23331 rigid	0,996	0,992	0,989	0,985	0,980
PTW 23332 rigid	0,996	0,993	0,989	0,984	0,978
PTW 23333 (3 mm cap)	0,996	0,993	0,989	0,985	0,979
PTW 30001 Farmer	0,996	0,993	0,989	0,985	0,979
PTW 30010 Farmer	0,996	0,993	0,989	0,985	0,979
PTW 30002/30011 Farmer	0,996	0,993	0,991	0,987	0,982
PTW 30004/30012 Farmer	0,998	0,995	0,993	0,989	0,984
PTW 30006/30013 Farmer	0,996	0,993	0,989	0,984	0,978
PTW 30006/30013 Semiflex	0,996	0,993	0,989	0,984	0,978
SCN 100700-0 Farmer	0,997	0,994	0,991	0,986	0,979
SCN 100700-1 Farmer	0,998	0,994	0,994	0,990	0,984
Victoreen Radocon III 555	0,991	0,989	0,985	0,979	0,973
Victoreen 30-348	0,995	0,991	0,988	0,982	0,976
Victoreen 30-351	0,995	0,991	0,988	0,983	0,977
Victoreen 30-349	0,995	0,991	0,988	0,983	0,978
Victoreen 30-361	0,995	0,991	0,988	0,983	0,977
IBA FC-65P (Wellhofer IC-69) Farmer	0,997	0,994	0,992	0,986	0,979
IBA FC-65G (Wellhofer IC-70) Farmer	0,998	0,997	0,994	0,989	0,983

Курсивом в первой строке "шапки" таблицы даны величины $TPR_{20,10}$, а во второй строке – величины $\%dd(10)_x$.

где x и y – координаты осей, ортогональных к центральной оси пучка; A – площадь проекции чувствительного объема камеры на плоскость, ортогональную к оси пучка; $OAR(x,y)$ – внеосевое отношение, являющееся поперечным профилем пучка на измеряемой глубине, нормированное на единицу на центральной оси; $w(x,y)$ – весовая функция, представляющая протяженность воздушной полости ИК вдоль оси пучка (z) как функции поперечных координат (x и y). Для геометрии плоскопараллельной камеры $w(x,y)$ равна единице на площади интегрирования.

Таким образом, поправочный коэффициент k_{vol} однозначно связан с поперечным профилем пучка, и в качестве обобщенной характеристики конкретной модели ИК его имеет смысл вводить только для измерений в референсной геометрии, когда поперечный профиль пучка имеет почти постоянное значение в пределах детектора. Для этого случая значения k_{vol} для разных значений качества пучка систематизированы в работе [3] и приводятся в табл. 2.8. К рассматриваемому в настоящей работе энергетическому диапазону ВТИ относится собственно только последний столбец

Таблица 2.8
Обобщенные значения поправочного фактора на усреднение по объему (k_{vol}^{ref}) для разных моделей ИК в референсной геометрии для пучков разного качества [3]

Ионизационная камера	0,630	0,660	0,690	0,720	0,750
Capintec PR-06C/G Farmer	1,002	1,003	1,003	1,004	1,005
Extradin A2 Spokas	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001
Extradin A12 Farmer	1,002	1,003	1,004	1,005	1,006
Extradin A12S	1,000	1,001	1,001	1,001	1,001
Extradin A19	1,002	1,003	1,004	1,006	1,007
Nuclear Assos 30-751 Farmer	1,002	1,003	1,004	1,005	1,006
Nuclear Assos 30-752 Farmer	1,002	1,003	1,004	1,005	1,006
NE 2506/3, 3A Farmer	1,002	1,003	1,004	1,005	1,006
NE 2571 Farmer	1,002	1,003	1,004	1,005	1,006
NE 2611	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001
PTW 23331 rigid	1,002	1,003	1,003	1,004	1,005
PTW 23332 rigid	1,001	1,002	1,002	1,003	1,003

Курсивом в первой строке "шапки" таблицы приведены величины $TPR_{20,10}$

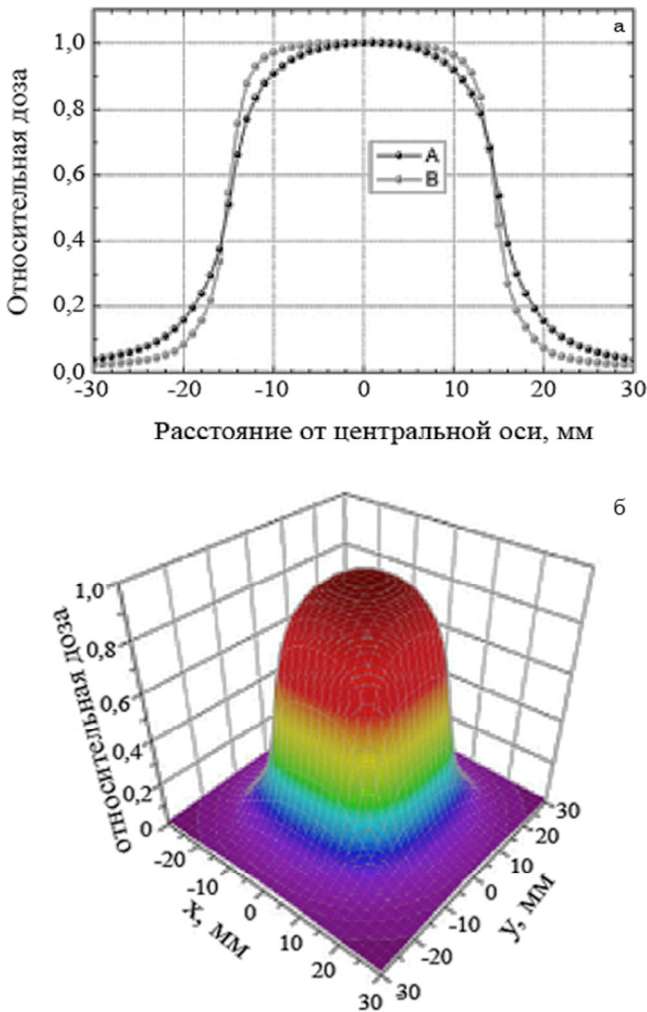


Рис. 2.12. Поперечный профиль флюенса поля 3×3 см для 25 МВ (А) и 6 МВ (В) пучков, измеренные в водном фантоме на глубине 10 см камерой РТВ31014 [23]

таблицы, но для понимания тенденции изменения данных с изменением коэффициента качества приведены и остальные данные.

Поправочный фактор k_{vol} был изучен для малого поля 3×3 см, создаваемого 6 и 25 МВ пучками на специализированной установке РТВ, состоящей из двух ЛУЭ Electa Precise [23]. Профиль пучка в области измерений поправочного фактора показан на рис. 2.12, значения поправочного фактора на усреднение по объему приводятся в табл. 2.9. Анализ данных табл. 2.9 и рис. 2.12 показывает, что несмотря на некоторые нерегулярности, общая тенденция говорит о небольшом увеличении фактора k_{vol} с увеличением коэффициента качества

Таблица 2.9
Значения поправочного фактора на усреднение по объему для двух моделей ионизационных камер в референсном поле и в малом поле в водном фантоме на глубине 10 см для тормозных пучков с разным коэффициентом качества [23]

Размер поля	$TPR_{20,10}$	NE 2561	NE2571/FC65G
		фактор k_{vol}	
10×10 см	0,638	1,0015	1,0017
	0,683	0,9993	0,9990
	0,714	1,0003	1,0005
	0,733	0,9988	0,9975
	0,760	1,0005	1,0001
3×3 см	0,799	0,9987	0,9978
	0,683	1,0024	
	0,733	1,0032	
	0,760	1,0076	
	0,799	1,0055	

Таблица 2.10
Поправочный фактор k_{vol} для поля 4×4 см, создаваемого 6 и 15 МВ пучками тормозного излучения [30]

Тип камеры РТВ	k_{vol} для 6 МВ	k_{vol} для 15 МВ
PinPoint 31015 (0,03 см ³)	1,000	1,001
Simiflex 31010 (0,125 см ³)	1,001	1,002
Simiflex 31010 (0,3 см ³)	1,004	1,008

Таблица 2.11
Поправочный фактор k_{vol} для малых полей, создаваемых 15 МВ пучком тормозного излучения [30]

Тип камеры РТВ	S=1 см	S=2 см	S=3 см	S=4 см
Simiflex 31010 (0,3 см ³)	1,543	1,091	1,023	1,008
PinPoint	1,075	1,009	1,002	1,001

пучка в области ВТИ. Такой вывод подтверждают и результаты работы [30], приводимые в табл. 2.10 и 2.11. Кроме того результаты работы [30] демонстрируют систематический рост значения фактора k_{vol} с уменьшением размера поля, что и следовало ожидать.

Таким образом, результаты анализа литературных данных по поправочному фактору k_{vol} для учета усреднения показаний по объему чувствительной области детекторов показывают, что во-первых, таких данных для малых полей в диапазоне энергий ВТИ имеется очень ограниченное количество, и, во-вторых, значения k_{vol} -фактора для малых полей размером

$s \leq 3$ см становятся значительными. Данная ситуация обусловлена прямой связью между k_{vol} и такими характеристиками пучков как энергетическое распределение фотонов и поперечный дозовый профиль. Следовательно, факторы k_{vol} каждого детектора необходимо определять для конкретных ускорителей и характеристик пучков.

2.5. Факторы возмущения и теория полости в диапазоне ВТИ

Помимо ограничений, обусловленных размером поля излучения и коллимацией пучка, существуют два важных вопроса, связанных со свойствами детекторов, используемых для дозиметрии малых пучков фотонов. Это размер детектора относительно размеров поля и эффекты возмущения, вызванные материалом детекторов и их конструкцией, причем оба эффекта играют фундаментальную роль в ответной реакции детекторов на облучение. Первый эффект был рассмотрен ранее в разделе 2.4. Перейдем к анализу влияния второго эффекта на показания детектора.

В разделах 1.4 и 1.5 было отмечено, что определение поглощенной дозы в малых полях в воде с помощью ИК на основе теории полости, связывающей дозу в детекторе и в воде, является неправомерным по причине отсутствия РЗЧ в малых полях. Соответственно неправильно полагать равенство флюенсов электронов в материале чувствительного объема детекторов (RSV) и в воде. Это приводит к нарушению предположений теории Брега-Грея о статистической независимости факторов возмущения друг от друга и к значительному отличию значений этих факторов от единицы, что демонстрировалось для 6 МВ пучка на рис. 1.9. Эти особенности малых полей с точки зрения их дозиметрии были суммированы в табл. 1.1.

В диапазоне энергий ВТИ область, где отсутствует РЗЧ, значительно расширяется из-за возрастания пробега вторичных электронов в поперечном направлении. Поэтому для оценки суммарного фактора возмущения применяют метод Монте-Карло, с помощью которого определяют отношение поглощенных доз в точке измерения в воде при отсутствии детектора к средней поглощенной дозе в RSV детектора:

$$F_{det,g} = \frac{D_{w,g}}{D_{det,g}}. \quad (2.9)$$

Важно отметить, что при определении средней дозы в RSV детектора методом Монте-Карло желательно проводить полную симуляцию конструкции детектора. Последнее часто бывает затруднительно, так как производители детекторов нередко дают неточное описание конструкции. Как пример, укажем на работу [32], в которой у авторов возникли проблемы именно по причине неточного описания производителем конструкции детектора.

2.5.1. Особенности детекторов в области ВТИ

В клинической практике сегодня для дозиметрии пучков применяют детекторы двух основных типов, а именно, ионизационные камеры (ИК) и твердотельные детекторы (ТД). Ионизационные камеры в силу многих положительных качеств, являются базовым детектором для дозиметрии фотонных полей конвенциональных размеров. Вместе с тем, ИК присущ ряд особенностей, которые препятствуют их применению для дозиметрии малых полей. К таким особенностям относятся следующие:

- ✓ Малая пригодность к дозиметрии в полях с высоким градиентом пространственного распределения дозы или с неоднородными пучками.
- ✓ Ограничения, накладываемые обратным соотношением между размером и чувствительностью.
- ✓ Требование небольших значений поправок на возмущение флюенса.
- ✓ Требование существования однородного распределения флюенса в окрестности ИК.

Последнее требование практически всегда выполняется в широких пучках и становится трудно выполнимым в малых полях. Значения поправочных факторов на усреднение по объему можно уменьшить, если применять ИК небольшого объема и измерения выполнять на расстояниях от края поля больших, чем r_{LCE} . Однако, учитывая значительное увеличение значения r_{LCE} с увеличением энергии фотонов, применение ИК в области ВТИ становится очень проблематичным.

Твердотельные детекторы во многих отношениях превосходят ИК. Отметим следующие особенности ТД:

- ✓ Высокая чувствительность при относительно небольших объемах, что позволяет пре-

одолеть проблему ИК, связанную с усреднением показаний по объему.

- ✓ Хорошая приспособленность для относительной дозиметрии.

В то же время у ТД имеется ряд проблем, связанных с материалом RSV, конструкцией детектора, определенной анизотропией и др. В некоторых случаях поправочные факторы для учета этих эффектов становятся в области ВТИ для малых полей достаточно большими при значительной разнице в эффективных значениях атомного номера материала RSV детекторов и воды и сильно коррелированными. Отмеченные факторы приводят, как отмечалось выше в разделе 1.4, к несостоятельности теории Брэгга–Грея для малых полей и в области ВТИ. Другими словами, теперь

$$D_{w,g}(P) \neq \bar{D}_{det,g} \cdot S_{w,det} \cdot \prod p_{det,i} \quad (2.10)$$

2.5.2. Зависимость флюенса от материала и конструкции детекторов

Достаточно давно было замечено, что эффекты возмущения в малых полях вызваны различиями между флюенсом электронов в детекторе и однородным флюенсом в среде (вода), т.е. $\Phi_w \neq \Phi_{det}$. Поэтому в настоящее время их значения определяются с использованием отношения D_w / D_{det} , вычисленного методом Монте-Карло.

В некоторых работах (например, [31]) полагали, что $\Phi_w \neq \Phi_{det}$ вследствие разности в массовой плотности воды и материала RVS детекторов. Однако в последних работах Р. Andreo с коллегами (например, [12, 14]) показано, что это неравенство вызвано различием в массовых тормозных способностях, в том числе:

- ✓ Сильной зависимостью тормозной способности от средней энергии связи электронов на оболочках атомов (I -величины).
- ✓ Умеренной зависимостью от электронной плотности ($\sim \rho Z/A$).
- ✓ Косвенной зависимостью от массовой плотности.

В области ВТИ данные различия влияют на возмущение флюенса в еще большей степени, чем при более низких энергиях.

2.5.3. Дозовый отклик кремниевых диодов в малых полях

Высокая чувствительность кремниевых диодов при относительно малых размерах де-

лает их перспективными для измерения дозы в малых полях. Однако коэффициент поглощения энергии кремния существенно быстрее увеличивается с уменьшением энергии фотонов $< 0,2$ МэВ, чем в воде. Поэтому в областях, где вклад в дозу низкоэнергетических фотонов значителен, наблюдается повышенный дозовый отклик кремниевых диодов. К таким случаям относятся поля больших размеров с относительно невысокой максимальной энергией фотонов. Для малых полей данный эффект исследовался в ряде работ, например, в [3, 33, 34], но главным образом для 6 МВ пучков. Для уменьшения энергетической зависимости дозовой чувствительности кремниевых диодов промышленность выпустила на рынок диоды с дополнительной защитой вокруг RSV. Однако отзывы о таких детекторах, появившиеся в литературе, были достаточно противоречивыми.

С уменьшением размера поля и увеличением средней энергии фотонов, т.е. при переходе к малым полям и пучкам ВТИ, относительный вклад в дозу низкоэнергетических фотонов, естественно уменьшается. Однако в области ВТИ может проявить себя разница в атомных номерах кремния и воды по отношению к поглощению энергии через эффект образования пар, что скажется на отношении $(\mu_{en}/\rho)_w^{Si}$. Кроме того, спектр фотонов видоизменяется с увеличением глубины расположения точки измерения в облучаемой среде. Поэтому исследование дозового отклика кремниевых диодов для малых полей в области ВТИ представляет интерес. К сожалению, детальных исследований по данной проблеме в литературе совершенно недостаточно.

К настоящему времени для исследования дозового отклика детекторов в малых полях использовались три основных подхода. В первом применялось прямое сравнение показаний исследуемого детектора с эталонным. В работе [33] за эталонный был взят алмазный детектор PTW 60003 малого объема, так как алмаз имеет атомный номер, близкий к воде. В работе [35] проводилось сравнение с ИК в полях разных размеров, а затем осуществлялась экстраполяция полученных данных к полю нулевого размера. Во втором подходе применялся метод Монте-Карло с прямым моделированием сложной геометрии детекторов (например, [8, 38–38]). В обоих случаях полученные результаты характеризуют конкретные модели (а иногда и образцы) детекторов. Более общие подходы были разработаны на основе теории полости

Burlin T.E. в работе [20, 39] и на основе данных по спектрам фотонов и электронов, создаваемых пучками тормозных фотонов, в работах [40, 41]. Конкретные результаты для малых полей в диапазоне энергий ВТИ были получены авторами работ [40, 41], поэтому несколько более подробно остановимся на анализе именно их.

Локальные спектры первичных электронов и рассеянных фотонов в гомогенных средах для 6 и 15 МВ пучков тормозного излучения рассчитывались в работах [40, 41] на основе концепции дозовых ядер тонкого луча фотонов, используя ядра, предварительно рассчитанные авторами методом Монте-Карло в работе [42]. Низкоэнергетическая часть спектров обрабатывалась в рамках теории больших полостей (подобие теории Бэрлина), а высокоэнергетическая часть – в рамках теории малых полостей (теория Спенсера-Аттикса). Граничная энергия между двумя частями спектра в работе [40] равнялась 5 МэВ. Потеря РЗЧ в объеме RSV детектора для электронов, рождаемых фотонами, учитывалась поправочным фактором, названным “степень нарушения РЗЧ” и имеющим для кремниевого диода вид:

$$K(E) = \frac{\hat{D}^{Si}(E)}{\Psi(E) \cdot \left(\frac{\mu_{en}^{Si}}{\rho} \right)}, \quad (2.11)$$

где $\hat{D}^{Si}(E)$ – доза, поглощенная в “полости” из кремния и вызываемая фотонами с энергией E (прямо или через вторичные электроны) энергетического флюенса $\Psi(E)$. “Шляпка” над символом дозы означает, что доза была вычислена (с использованием метода Монте-Карло) в качестве дозы, получаемой только от электронов, освобожденных при первом взаимодействии фотонов, чтобы не удвоить вклад от рассеяния фотона. Знаменатель представляет собой поглощенную дозу в кремниевой полости в условиях РЗЧ.

Нормированный отклик кремниевого диода определялся в [40] из выражения:

$$RF_{norm}(s,r) = \frac{D^{Si}(s,r)}{D^W(s,r)} \bigg/ \frac{D^{Si}(s_{ref},r_{ref})}{D^W(s_{ref},r_{ref})}, \quad (2.12)$$

где $D^{Si}(s,r)$ – доза в кремниевой полости в воде (“кремниевая” доза) для данной апертуры поля s в точке интереса r в облучаемой среде; $D^{Si}(s_{ref},r_{ref})$ – “кремниевая” доза в референсных

условиях ($s=10 \times 10$ см, глубина $r=10$ см на центральной оси пучка); $D^W(s,r)$ и $D^W(s_{ref},r_{ref})$ – дозы в воде в полости детектора при его отсутствии. Для корректировки дозы, измеренной детектором, ее значение требуется умножить на поправочный фактор, равный $1/RF_{norm}$ для поля и позиции интереса. Данную модель расчета авторы [40] назвали моделью равновесного поля (EFM).

Для обобщения модели EFM на малые поля требуется учесть, что поглощение энергии в полости RSV, находящейся внутри кремниевого диска, также зависит от степени нарушения РЗЧ в исследуемом поле, которая связана с размером апертуры s . С этой целью авторы модели EFM в работе [41] заменили фактор $K(E)$ на произведение двух разных факторов, определяемых в разных условиях. Один фактор – для спектра рассеянных фотонов, обозначаемый $K^{Si,sc}(E)$, и второй – для спектра первичных фотонов, обозначаемый $K^{Si,p}(s,E)$. Поток рассеянных фотонов приходит с разных направлений и эффективно создает более широкое поле, чем поток первичных фотонов. Поэтому можно предположить, что для поля рассеянных фотонов устанавливается состояние поперечного РЗЧ, а возможные интерфейсные эффекты, вероятно, выравниваются так, что доза в RSV может быть аппроксимирована средней дозой в диске кремниевого детектора. Следовательно, фактор $K^{Si,sc}(E)$ для рассеянной дозы можно считать не зависимым от размеров поля и идентичным первоначальному фактору $K(E)$.

Фактор $K^{Si,p}(s,E)$ для первичных фотонов связан с фотонами, распространяющимися вдоль оси пучка. Когда размеры поля становятся сравнимыми с пробегом электрона в среде, электроны могут выйти из поля, нарушая в результате состояние РЗЧ. В этом случае аналог уравнения (2.11) записывается в виде:

$$K^{Si,p}(s,E) = \frac{\hat{D}^{Si}(s,E)}{\Psi(E) \cdot \left(\frac{\mu_{en}^{Si}}{\rho} \right)}, \quad (2.13)$$

имея в виду, что “шляпка” над знаком дозы означает, что рассматривается вклад только от первичных фотонов.

Перейдем теперь к факторизации $K^{Si,p}(s,E)$ в зависимости от степени нарушения поперечного РЗЧ в окружающей детектор среде. Степень нарушения РЗЧ в воде для первичных фотонов количественно определяется по формуле:

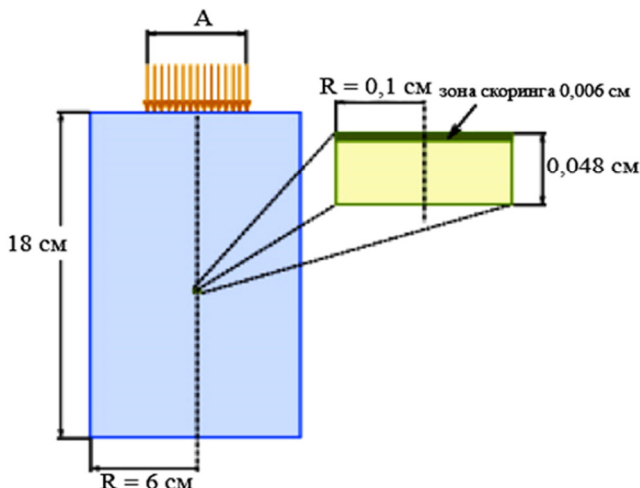


Рис. 2.13. Геометрия для расчета $k^S(s,E)$. Доза рассчитывалась в слое толщиной 0,006 см радиусом 0,1 см на глубине 10 см в водном фантоме. В одной геометрии диск из кремния имел толщину 0,048 см, область расчета располагалась наверху диска. В другой геометрии область диска заполнялась водой, что создавало гомогенную среду. Моноэнергетические фотоны от мононаправленного источника падали нормально на поверхность фантома [41]

$$CPE^W(s,E) = \frac{D_{primary}^W(s,E)}{D_{primary}^W(s_{large},E)}, \quad (2.14)$$

где S_{large} обозначает поле, достаточно широкое для обеспечения полного РЗЧ.

Вводя обозначение:

$$k^{Si}(s,E) = \frac{\hat{D}^{Si}(s,E)}{\hat{D}^W(s,E)} \cdot \frac{\left(\frac{\mu_{en}^W}{\rho}\right)}{\left(\frac{\mu_{en}^{Si}}{\rho}\right)}, \quad (2.15)$$

авторы [41] приходят после преобразований к следующему финальному выражению для $K^{Si,p}(s,E)$:

$$K^{Si,p}(s,E) = CPE^W(s,E) \cdot k^{Si}(E). \quad (2.16)$$

Полученные таким образом уточненные выражения для корректирующих факторов, в которых учитываются малые размеры полей, были введены в модель EFM. Новая модель получила название “обобщенная модель поля” (GFM). Используя развитые модели, авторы в работе [41] провели ряд расчетов методом Монте-Карло отклика кремниевого детектора и поправочных факторов в геометрии, показанной на рис. 2.13 и сравнили результаты с расчетом по моделям.

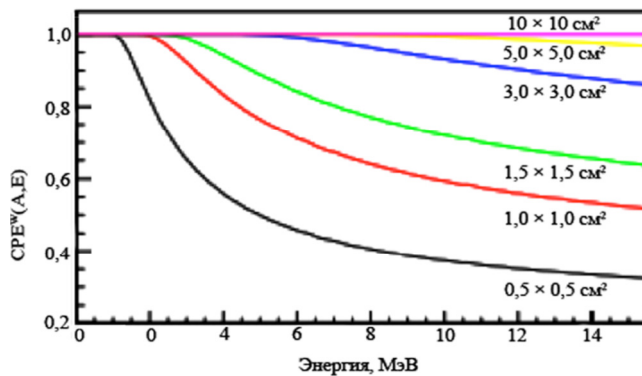


Рис. 2.14. Зависимость $CPE^W(s,E)$ от энергии фотонов в водном фантоме на глубине 10 см для разных размеров квадратных полей [41]

Результаты расчета $k^{Si}(E)$ методом Монте-Карло показали слабую зависимость этой величины от размера поля, зависимость же от энергии фотонов была в [41] аппроксимирована следующей формулой:

$$k^{Si}(E) = a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^{a_3} + a_4 \cdot e^{a_5 \cdot E} + a_6 \cdot e^{a_7 \cdot E^2}, \quad (2.16)$$

где $a_0 = -0,967$, $a_1 = -0,00968 \text{ МэВ}^{-1}$, $a_2 = 1,964 \text{ МэВ}^{-a_3}$, $a_4 = -0,643$, $a_5 = -3,492 \text{ МэВ}^{-1}$, $a_6 = -0,0802$, $a_7 = -0,0321 \text{ МэВ}^{-2}$.

Зависимость коэффициента $CPE^W(s,E)$ от переменных была рассчитана в [41] с помощью суперпозиции дозовых ядер тонкого луча и показана на рис. 2.14 для глубины 10 см в водном фантоме.

На рис. 2.15 приводятся результаты расчета отклика кремниевого детектора в геометрии, показанной на рис. 2.13, в соответствии с моделями EFM и GFM, и их сравнение с экспериментальными данными и результатами расчета методом Монте-Карло для 6 и 15 МВ пучков тормозных фотонов [41].

Таким образом, результаты работы [41] показывают, что незащищенный кремниевый диод является неплохим детектором для измерения дозы в малых полях. Его чувствительность несколько повышается для полей размером менее 2x2 см. Наблюдаемое на рис. 2.15 некоторое расхождение данных расчета по моделям с результатами расчета методом Монте-Карло вызвано эффектом усреднения показаний по объему RSV. После введения поправки на усреднение по объему согласие результатов улучшается. Отметим также относительную близость полученных в [41] значений отклика детекторов для 6 и 15 МВ пучков.

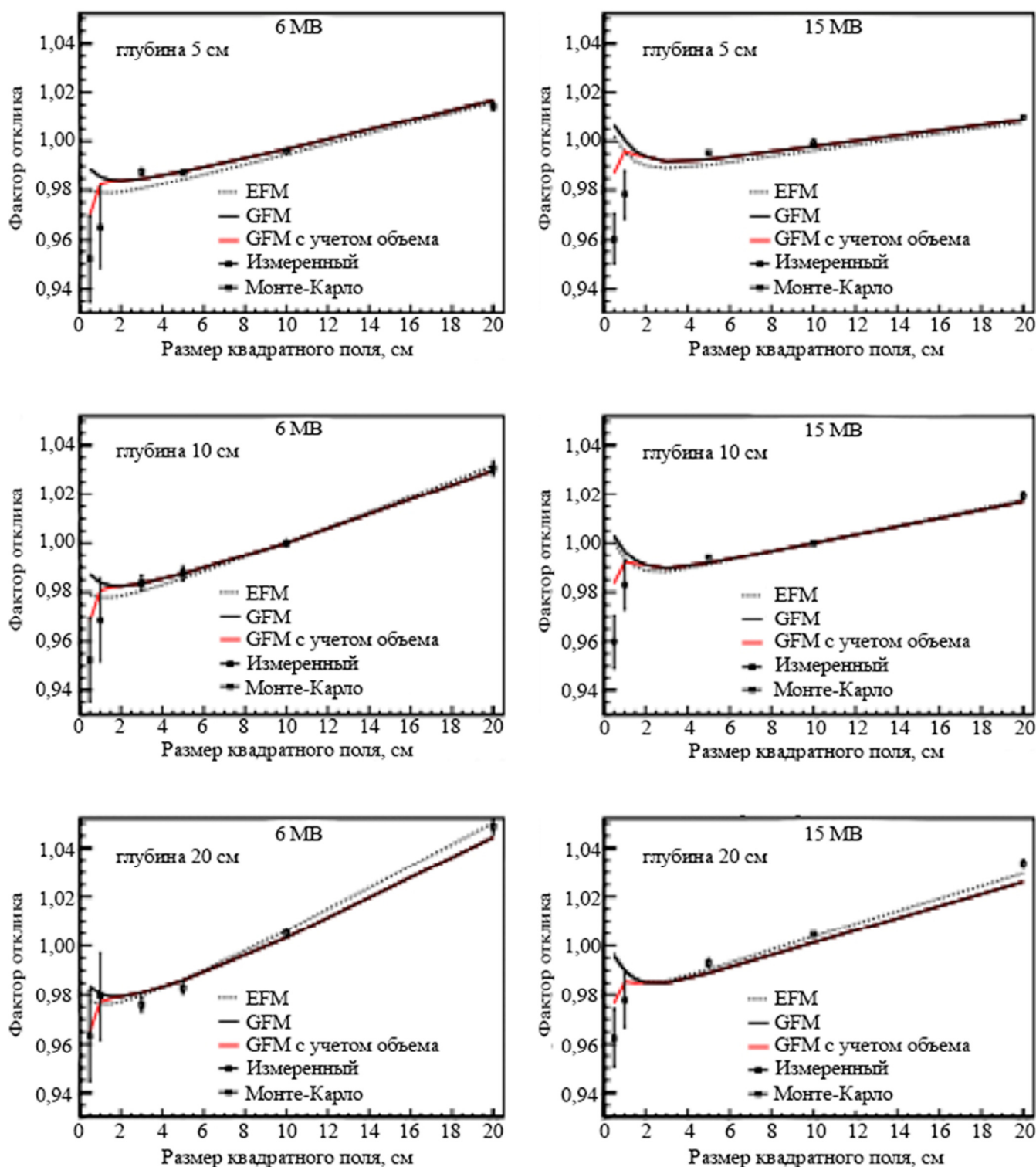


Рис. 2.15. Зависимости отклика кремниевого диода от размера квадратного поля, полученная для квадратных полей, создаваемых в водном фантоме пучками 6 и 15 МВ тормозных фотонов, рассчитанные по моделям EFM и GFM при значении нижней границы дельта-электронов $\Delta=10$ кэВ и их сравнение с экспериментальными данными и результатами расчета методом Монте-Карло, нормированными для полей $0,5 \times 0,5$ и $1,0 \times 1,0$ см на результат расчета для поля 3×3 см. Экспериментальные данные получены авторами в предыдущей работе [42] и представляют показания ИК, скорректированные на вариацию отношения тормозных способностей по Спенсеру и Аттиксу [41]

2.5.4. Выходные факторы поля, измеренные разными детекторами

Ввиду специфики малых полей определение выходного фактора поля как отношение показаний детектора в исследуемом и референсном полях, используемое в конвенционной ЛТ, является некорректным для малых полей. Для малых полей, как описывалось в разделе 1.6, для определения этой величины следует применять отношение поглощенных доз. Причем последние определяются из показаний детекторов, в которые вводятся различные поправочные факторы и факторы возмущения поля. В соответствии с формализмом Альфонсо и др. [2], если берется отношение дозы в исследуемом поле к дозе в референсном поле, то эта величина обозначается $\Omega_{Q_{clin}, Q_{ref}}^{f_{clin}, f_{ref}}$, если же к дозе в машинно-специфичном поле, то – $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. Численные значения выходных факторов определяются по формулам (1.7) и (1.8), используя скорректированные экспериментальные данные или результаты расчета методом Монте-Карло. К сожалению, в настоящее время в диапазоне энергий ВТИ публикации, в которых выходные факторы малых полей исследовались бы строго в соответствии с формализмом [2], практически отсутствуют.

Ранее, до широкого распространения малых полей, отношение доз в конвенциональной ЛТ нередко заменялось на отношение показаний детекторов в исследуемом и референсным полях без введения всех необходимых поправочных факторов. Эта величина по терминологии монографии [43], называлась полным фактором рассеяния $S_{c,p}$, и несколько позднее – выходным фактором (output factor) и обозначалась OF . К таким работам относится публикация [4], в которой изучался относительный выходной фактор для малых квадратных полей, создаваемых 6 и 18 МВ пучками, измеряемый разными детекторами. Результаты приводятся на рис. 2.1.

В более ранней работе [44] авторы изучили относительные выходные факторы для малых и больших круглых полей, создаваемых в твердом водозэквивалентном фантоме разными мегавольтными пучками, измеряя их разными детекторами (небольшой диод, пленка, малая плоскопараллельная ИК, цилиндрическая ИК и ТЛД). Полученные результаты приводятся в табл. 2.11. Необходимые поправки в соответствии с формализмом [2] в показания детекторов не вводились.

Таблица 2.11
Относительные выходные факторы круглых полей для пучков разных энергий от 4 до 24 МВ: 4 – Varian Clinac 4; 15 – Siemens Mevatron 77; 6 – Varian Clinac 6 | 100; 24 – Varian Clinac 2500; 10 – Varian Clinac 18. Экстраполированные данные даются в скобках

Размер поля	Энергия, МВ				
	4	6	10	15	24
10	0,85	0,90	0,74	0,62	0,59
15	0,89	0,91	0,82	0,76	0,71
20	0,90	0,92	0,86	0,83	0,78
25	0,91	0,93	0,89	0,87	0,83
30	0,92	0,94	0,91	0,88	0,86
35	(0,92)	0,94	0,92	0,91	0,88
40	(0,93)	0,95	0,92	0,94	(0,89)
10×10 см	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00

Авторы отмечают близость результатов (различие в пределах 3 %), полученных диодом, пленками и ТЛД. Ионизационные камеры дали наибольшие отклонения от средних величин по этим трем детекторам.

2.6. Определение размеров поля, в котором возможна дозиметрия конкретным детектором без корректировки результатов на нестандартные условия

Как было видно из предыдущего изложения, если измерения детектором выполняются в произвольных нестандартных условиях, то в дозиметрическом формализме IAEA-AAPM они корректируются с помощью поправочного выходного фактора поля $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. Определение этого фактора представляет достаточно сложную процедуру и проводится индивидуально для конкретного детектора в конкретных условиях. Поэтому большой интерес вызывает определение условий, в которых не будет требоваться введение поправок, и при этом погрешность не будет превышать определенного уровня. Такое исследование было выполнено для малых полей и композитных полей, являющихся результатом суперпозиции нескольких полей, как например в IMRT, в работе [45]. Используя подпрограмму `egs_chamber` комплекса EGSnrc, авторы рассчитали функции дозового отклика для девяти разных детекторов в воде для 6 и 15 МВ пучков. Эти функции вместе предложенным в работе новым критерием

рием были использованы для количественной оценки верхней границы $\xi_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ переменной $\zeta_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$, определяющей область возмущения при условии, что в ней не будет коллимации/модуляции. Переменная $\xi_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ определяется как абсолютная величина относительного отклонения от единицы качественного поправочного фактора детектора $k_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ для нестандартного поля, в том числе и малого поля. Применяя данный критерий, оцениваются размеры возмущенных областей через нахождение минимального размера поля, где разрешается выполнять “беспоправочную” дозиметрию с заданной толерантностью $\xi_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ с помощью конкретного детектора. Рассмотрим метод, предложенный в работе [45], более подробно.

Качественный поправочный фактор детектора $k_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ для перехода от машинно-специфичного поля к нестандартному полю определяется в работе [45] как отношение дозы в воде к дозе в детекторе:

$$k_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}} = \frac{D_{w, \vartheta_{ns}}^{f_{ns}} / M_{\vartheta_{ns}}^{f_{ns}}}{D_{w, \vartheta_{msr}}^{f_{msr}} / M_{\vartheta_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{(D_{det}^w)_{\vartheta_{ns}}^{f_{ns}}}{(D_{det}^w)_{\vartheta_{msr}}^{f_{msr}}}, \quad (2.17)$$

где $M_{\vartheta_{msr}}^{f_{msr}}$ и $M_{\vartheta_{ns}}^{f_{ns}}$ показания детектора в машинно-специфичном поле f_{msr} и нестандартном поле f_{ns} .

Отношение $(D_{det}^w)_{\vartheta_{ns}}^{f_{ns}}$ может быть рассчитано как отношение интегралов по объему чувствительной области детектора от функции дозового отклика детектора $d_{det}(x, y)$ и дозы в воде $d_w(x, y)$, умноженных на распределения флюенса $F_{ns}(x, y)$ в плоскости изоцентра:

$$(D_{det}^w)_{\vartheta_{ns}}^{f_{ns}} = \frac{\iint_{f_{msr}} d_w(x, y) F_{ns}(x, y) dx dy}{\iint_{f_{msr}} d_{det}(x, y) F_{ns}(x, y) dx dy}. \quad (2.18)$$

Аналогично рассчитывается $(D_{det}^w)_{\vartheta_{msr}}^{f_{msr}}$.

Абсолютная величина относительного отклонения $k_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ от единицы, обозначаемая $\zeta_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ определяется из выражения:

$$\zeta_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}} = \frac{|k_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}} - 1|}{k_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}}. \quad (2.19)$$

Функция возмущения, обозначаемая $h(x, y)$, находится из уравнения:

$$h(x, y) = \left[\frac{d_w(x, y) - (D_{det}^w)_{\vartheta_{msr}}^{f_{msr}} d_{det}(x, y)}{mean\{d_w(X, Y)\}} \right], \quad (2.20)$$

где $mean\{d_w(X, Y)\}$ – означает среднюю величину на f_{msr} функции отклика водного объема. Можно показать, что справедливо следующее неравенство:

$$\zeta_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}} \leq \frac{mean\{h(x, y)\} on D^c}{\Omega_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}} \left[1 - \frac{A(D_{per})}{A(f_{msr})} \right], \quad (2.21)$$

где D_{per} – зона возмущения, определяемая как площадь, где коллиматорная функция равна нулю, т.е. поле открыто; D^c – дополняющий объем снаружи зоны возмущения и внутри f_{msr} ; $A(f)$ – площадь данного поля f (в cm^2).

Можно существенно увеличить эту границу для очень малых полей, взяв среднее значение абсолютной величины функции возмущения и получим следующий критерий:

$$\zeta_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}} \leq \xi_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}, \quad (2.22)$$

где $\xi_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ – критериальный параметр, который соответствует толерантности $\zeta_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$, и определяется как:

$$\xi_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}} = \frac{mean\{h(x, y)\} on D^c}{\Omega_{\vartheta_{ns} \vartheta_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}} \left[1 - \frac{A(D_{per})}{A(f_{msr})} \right], \quad (2.23)$$

Для малых полей в формуле (2.23) для критерия нужно взять $f_{ns} = D_{per}$.

Разработанный в работе [45] метод был применен к определению размеров зон вокруг точки интереса в воде, где возможно применение “беспоправочной” дозиметрии, оставаясь в пределах заданной погрешности, для спектров 6 и 25 МВ пучков, генерируемых ускорителями компании Varian, и девяти разных детекторов (табл. 2.12). Рассмотрено два режима работы детекторов – сканирование поля при радиальной и аксиальной ориентации детекторов (рис. 2.16).

Таблица 2.12

Характеристики детекторов, исследованных в работе [45]

Детектор	Чувствительный объем, мм ³	Диаметр объема, мм	Длина объема, мм	Материал объема	Плотность объема, г/см ³
NE2571	690	6,2	24	Воздух	0,0012
A12	640	6,0	24,1	Воздух	0,0012
A1SL	63	4,0	5,9	Воздух	0,0012
A14	17	4,0	2,0	Воздух	0,0012
PTW31018	1,7	2,5	0,35	Изооктан	0,69
PTW60003	1,7	2,9	0,25	Алмаз	3,52
PTW60012	0,024	1,0	0,03	Кремний	2,53
Alanine	49	5,0	2,5	Смесь аланина	1,12
W1	2,4	1,0	3,0	Полистерен	1,05

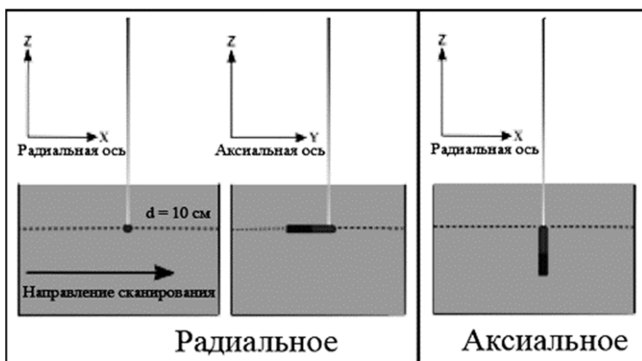


Рис. 2.16. Диаграмма, показывающая радиальную и аксиальную ориентацию детекторов. Функции отклика детекторов симулировались методом Монте-Карло вдоль поперечной оси (перпендикулярно к оси детектора как при радиальной, так и при аксиальной ориентации) и продольной оси (вдоль оси детектора только для радиальной ориентации) [45]

Полученные результаты авторы [45] привели для 6 МВ спектра в виде изолиний (рис. 2.17) и таблиц (табл. 2.13), а для 25 МВ спектра – в виде таблиц (табл. 2.14). На рис. 2.18 приводится также сравнение результатов для 6 МВ и 25 МВ спектров.

Заключение

Подводя итоги анализа литературных данных по малым полям, можно сделать следующие выводы:

Малые поля отличаются от конвенциональных три признака: отсутствие равновесия заряженных частиц (РЗЧ), окклюзия (частичная видимость) источника и возмущение распределения флюенса заряженных частиц телом детектора.

Таблица 2.13

Процентные значения критериального параметра $\xi_{Q_{ns} Q_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ в зависимости от размера квадратного поля при аксиальной ориентации детекторов для 6 МВ спектра [45]

Детекторы	Размер квадратного поля, см									
	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,50	3,00	
MicroLion	3,1	2,0	1,3	0,8	0,5	0,3	0,2	0,1	0,1	
N. Diamond	3,8	2,4	1,5	1,0	0,6	0,4	0,3	0,2	0,1	
U. diode	4,9	3,0	1,9	1,2	0,8	0,5	0,4	0,2	0,1	
Alanine	1,4	0,6	0,3	0,2	0,1	0,1	0,1	0,0	0,1	
S. Fiber	0,5	0,4	0,3	0,3	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1	

Таблица 2.14

Процентные значения критериального параметра $\xi_{Q_{ns} Q_{msr}}^{f_{ns} f_{msr}}$ в зависимости от размера квадратного поля при аксиальной ориентации детекторов для 25 МВ спектра [45]

Детекторы	Размер квадратного поля, см									
	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,50	3,00	
MicroLion	2,4	1,8	1,4	1,0	0,8	0,6	0,5	0,3	0,2	
N. Diamond	3,3	2,1	1,5	1,0	0,8	0,6	0,5	0,3	0,1	
U. diode	4,0	2,8	2,1	1,6	1,3	1,0	0,9	0,5	0,3	
Alanine	1,5	0,8	0,6	0,4	0,3	0,2	0,2	0,1	0,1	
S. Fiber	0,7	0,5	0,4	0,3	0,3	0,2	0,2	0,1	0,1	

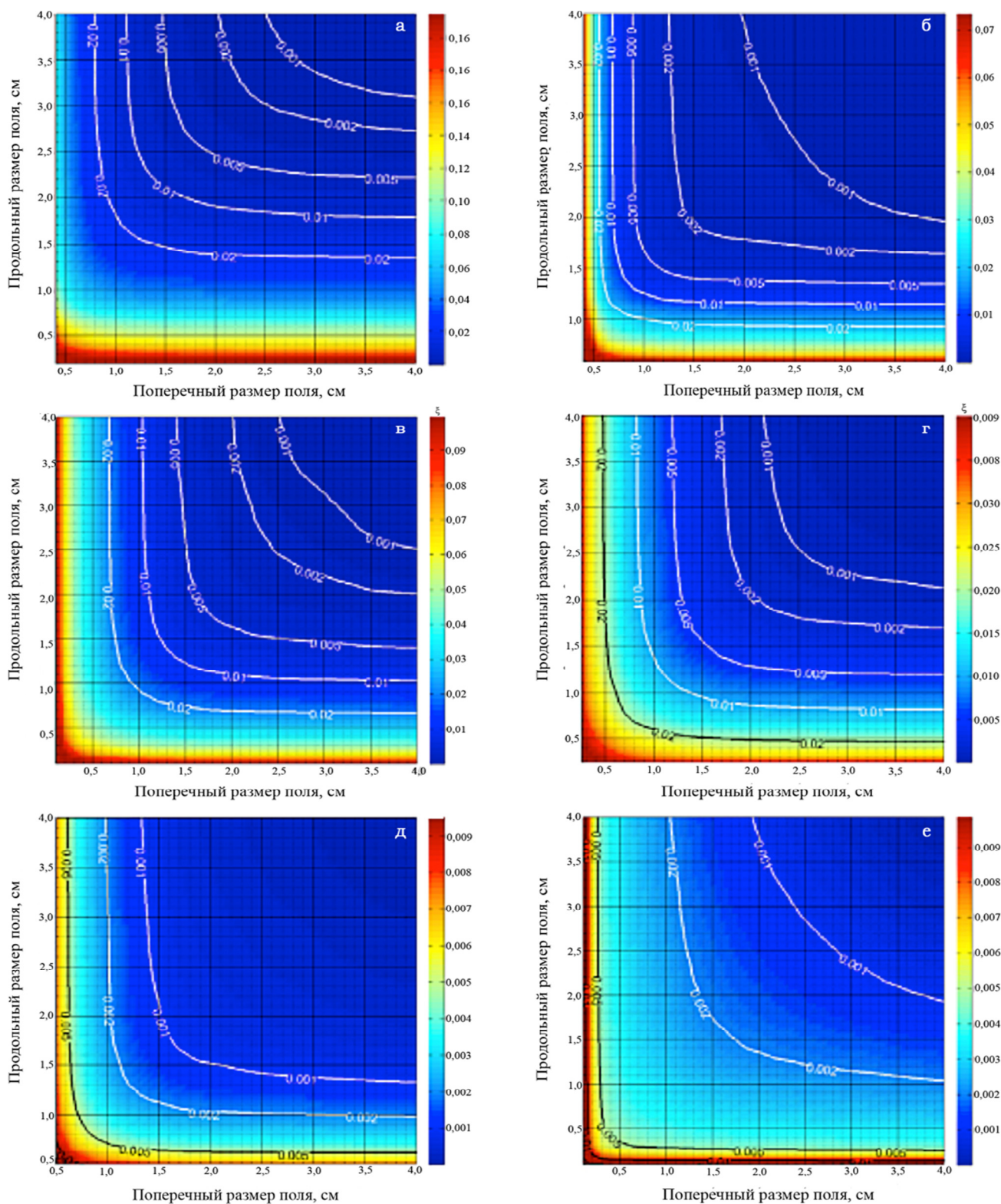


Рис. 2.17. Карты возмущений 6 MB спектра для незранированного диода, жидкостной ИИ (МикроЛион), аланина и сцинтилляционных волоконных детекторов в аксиальной ориентации, так же как ИИ A14 и A1SL. Эти карты показывают значения $\xi_{\vartheta_{ns}}^{f_{msr}}$ для различных комбинаций размеров поля с разрешением 0,5 мм. Изолинии 0,1, 0,2, 0,5, 1 и 2% показывают поверх цветных карт. Размеры полей, меньшие, чем чувствительный объем детекторов, не показаны. Следует отметить, что каждая цветовая карта имеет свой конкретный масштаб [45]

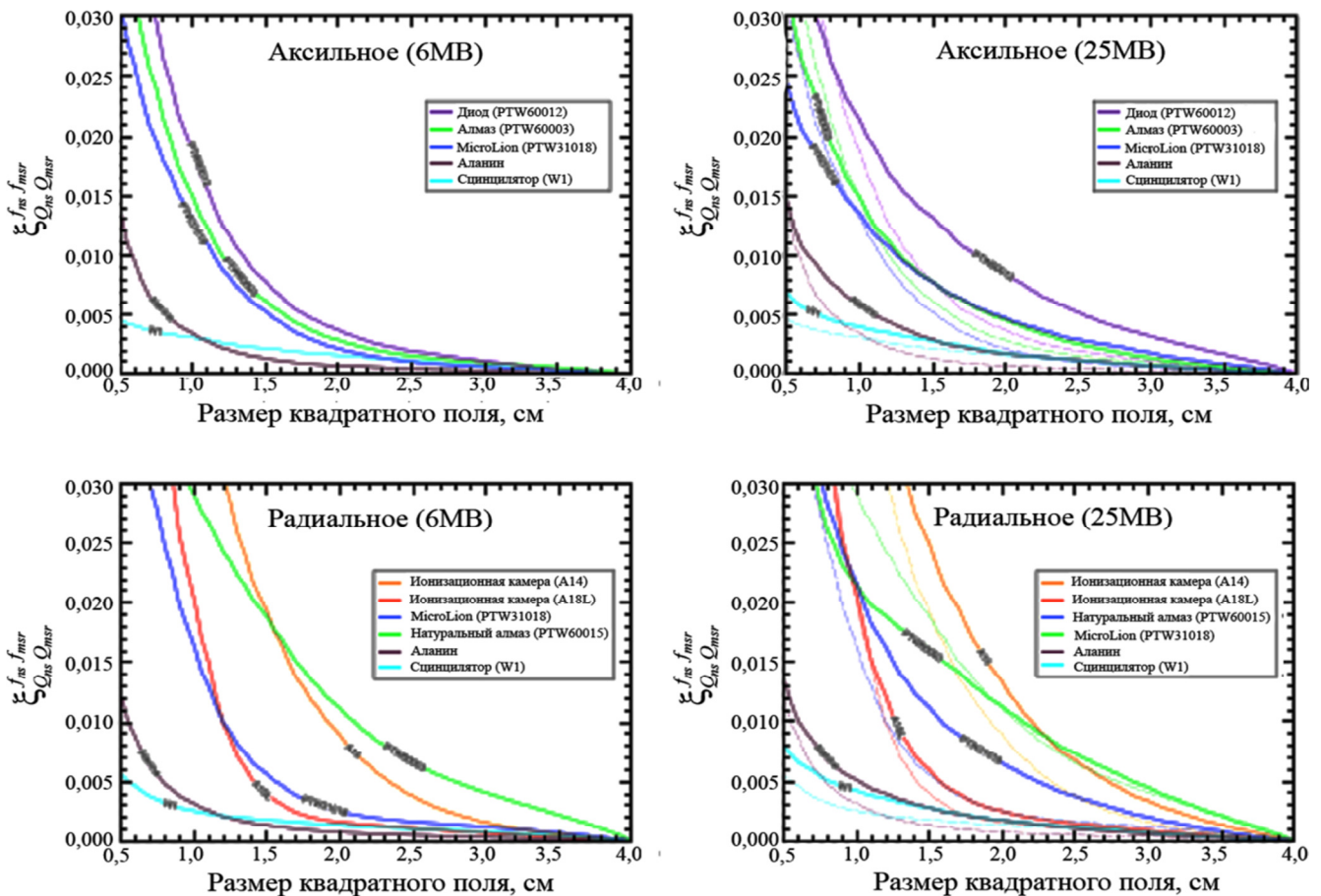


Рис. 2.18. Сравнение зависимостей $\xi \frac{f_{ns} f_{msr}}{Q_{ns} Q_{msr}}$ от размеров квадратных полей для спектров 6 МВ и 25 МВ при аксиальной и радиальной ориентации. Данные 6 МВ спектра показаны на графиках 25 МВ спектра в виде точечных кривых [45]

- ✓ Физика дозиметрии малых мегавольтных полей достаточно сложна по сравнению с дозиметрией конвенциональных полей в силу значительно большего количества аспектов и проблем, существенно влияющих на результаты измерения.
- ✓ Возмущение поля и аномальные эффекты, вызываемые влиянием таких факторов, как возмущение распределения заряженных частиц присутствием детектора в точке интереса и усреднение показаний по конечному объему чувствительной области детектора, значительно зависят от материала детектора и его конструкции, от размера поля относительно размера детектора и от типа ускорителя (эффективного размера источника).
- ✓ Отсутствие РЧЗ и эффекты возмущения могут оказать существенное влияние на абсолютную дозиметрию, вплоть до нарушения

- применимости теории Брэгга-Грея, и, строго говоря, сделать недействительным использование главных уравнений теории, основанных на существовании РЗЧ.
- ✓ Хотя относительная дозиметрия концептуально более проста, эффекты возмущения значительно влияют на значения выходных факторов полей, измеряемых разными детекторами, поэтому эти факторы некорректно определять для малых полей как отношение показаний детектора.
- ✓ В последних работах Р. Andreo et al [12] доказывается, что дозовый отклик детектора должен быть описываться не в терминах отношения электронных плотностей материала детектора и воды, а в терминах отношений тормозной способности детектора к воде, в основном из-за разных значений I и в меньшей степени из-за разной плотности электронов.

- ✓ Возмущающий эффект, связанный с конструкцией детектора, может оказаться значительным, как, например, в случае некоторых кремниевых диодов.
- ✓ Для получения меньшей неопределенности при измерении поглощенной дозы в воде для малых полей целесообразно проводить эти измерения детекторами разных типов. Сравнения показаний между ними дают ценную информацию об их пригодности для дозиметрии малых полей.
- ✓ В литературе имеется очень большое количество работ, посвященных дозиметрии малых полей в области спектров тормозного излучения до 10 МВ. Их результаты систематизированы и обобщены в публикации МАГАТЭ TRS 483. В то же время область более высоких энергий тормозного излучения исследована совершенно недостаточно.
- ✓ Учитывая все сложные проблемы, возникающие при дозиметрии нестандартных полей, полезно перед измерениями провести анализ пригодности конкретных детекторов для так называемой беспоправочной дозиметрии исследуемых нестандартных полей с погрешностью, не превышающей приемлемого уровня. Критерии такой пригодности и методика анализа разработана в работе [45].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и СИТМА в рамках научного проекта № 18-52-34008.

Список литературы

1. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water. TRS No. 398. IAEA. – Vienna. 2000.
2. Alfonso R., Andreo P., Capote R. et al. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields // *Med. Phys.* 2008. Vol. 35. P. 5179–5186.
3. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination. TRS No. 483. – Vienna. 2017.
4. Das I.J., Ding G.X., Ahnesjo A. Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry // *Med. Phys.* 2008. Vol. 35. P. 206–215.
5. Ding G.X., Duggan D.M., Coffey C.W. Commissioning stereotactic radiosurgery beams using both experimental and theoretical methods // *Phys. Med. Biol.* 2006. Vol. 51. P. 2549–2566.
6. Li X. A. et al. Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps // *Med. Phys.* 1995. Vol. 22. P. 1167–1170.
7. Papaconstadopoulos P. On the detector response and the reconstruction of the source intensity distribution in small photon fields // PhD thesis, .PID: 141364. – McGill University, Montreal, 2016. <http://digitool.Library.McGill.CA:80/R/-?func=dbin-jump-full&objectid=141364&silolibrary=GEN01>.
8. Benmakhlouf H., Sempau J., Andreo P. Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study // *Med. Phys.* 2014. Vol. 41. P. 041711.
9. Andreo P., Brahme A.. Stopping power data for high-energy photon beams // *Phys. Med. Biol.* 1986. Vol. 31. P. 839–858.
10. Wuerfel J.U. Dose measurements in small fields // *Med. Phys. Int.*, 2013. Vol. 1. P. 81–90.
11. Andreo P., Burns D.T., Nahum A.E. et al. Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry. – Wiley-VCH. Weinheim, Germany, 2017.
12. Andreo P., Benmakhlouf H. Role of the density, density effect and mean excitation energy in solid-state detectors for small photon fields // *Phys. Med. Biol.* 2017. Vol. 62. P. 1518–1532.
13. Benmakhlouf H., Andreo P. Spectral distribution of particle fluence in small field detectors and its implication on small field dosimetry // *Med. Phys.* 2017. Vol. 44. P. 713–724.
14. Andreo P. Review. The physics of small megavoltage photon beam dosimetry. Department of Medical Radiation Physics and Nuclear Medicine, Karolinska University, Hospital, and Department of Oncology-Pathology, Karolinska Institutet, SE-171 76. – Stockholm, Sweden. 2017.
15. Bouchard H., Seuntjens J. Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams // *Med. Phys.* 2004. Vol. 31. P. 2454–2465.

16. Capote R. et al. An EGSnrc Monte Carlo study of the microionization chamber for reference dosimetry of narrow irregular IMRT beamlets // *Med. Phys.* 2004. Vol. 31. P. 2416–2422.
17. ICRU. Prescribing, Recording and Reporting of Stereotactic Treatments with Small Photon Beams. ICRU Report 91. International Commission on Radiation Units and Measurements. – Bethesda, MD, 2017.
18. Andreo P., Burns D.T., Nahum A.E. et al. Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry. – Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2017.
19. Sheikh-Bagheri, Rogers D.W.O. Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code // *Med. Phys.* 2002. Vol 29. № 3. P. 391–402.
20. Yin Z., Hugtenburg R.P., Beddoe A.H. Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry // *Phys. Med. Biol.* 2004. Vol. 49. P. 3691–3702.
21. Mohan R, Chui C., Lidofsky L. Energy and angular distribution of photons from medical linear accelerators // *Med. Phys.* 1985. Vol. 12. P. 592–597.
22. Yin Z., Hugtenburg R.P., Beddoe A.H. Response of silicon diode dosimeters to scattered radiation from megavoltage photon beams // *Radiat. Prot. Dosim.* 2002. Vol. 101. P. 415–428.
23. Krauss A., Kapsch R.P. Experimental determination of k_Q factors for cylindrical ionization chambers in 10 cm × 10 cm and 3 cm × 3 cm photon beams from 4 MV to 25 MV // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 4227–4246.
24. Sahoo N., Kazi A.M., Hoffman M. Semi-empirical procedures for correcting detector size effect on clinical MV x-ray beam profiles // *Med. Phys.* 2008. Vol. 35. P. 5124–5133.
25. Kamio Y., Bouchar H. Correction-less dosimetry of nonstandard photon fields: a new criterion to determine the usability of radiation detectors // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 4973–5002.
26. Sauer O.A. Determination of the quality index „Q” for photon beams at arbitrary field sizes // *Med. Phys.* 2009. Vol. 36. № 9. P. 4168–4172.
27. BJR-25. Central axis depth dose data for use in radiotherapy // *Brit. J. Radiol.* 1996. Suppl. 25. P. 62–109.
28. Palmans H. Determination of the beam quality index of high-energy photon beams under nonstandard reference conditions // *Med. Phys.* 2012. Vol. 39. № 9. P. 5513–5519.
29. Almond P.R, Biggs P.J, Coursey B.M. AAPM’s TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams // *Med. Phys.* 1999. Vol. 26. № 9. P. 1847–1870.
30. PTW. Absorbed Dose Determination in Small Fields of High Energy Photon Beams. Based on the German Standard DIN 6809-8. www.ptw.de.
31. Scott A.J.D., Kumar S., Nahum A.E., Fenwick J.D. Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields // *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. P. 4461–4476.
32. Andreo P., Palmans H., Marteinsdóttir M. et al. On the Monte Carlo simulation of small-field micro-diamond detectors for megavoltage photon dosimetry // *Phys. Med. Biol.* 2016. Vol. 61. P. L1–L10.
33. Griessbach I, Lapp M, Bohsung J, Gademann G., Harder D. Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams // *Med. Phys.* 2005. Vol. 32. P. 3750–3754.
34. Papaconstadopoulos P., Tessier F., Seuntjens J. On the correction, perturbation and modification of small field detectors in relative dosimetry // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 5937–5952.
35. Sauer O.A., Wilbert J. Measurement of output factors for small photon beams // *Med. Phys.* 2007. Vol. 34. P. 1983–1988.
36. Araki F. Monte Carlo study of a CyberKnife stereotactic radiosurgery system // *Med. Phys.* 2006. Vol. 33. P. 2955–2963.
37. Francescon P., Cora S., Cavedon C., Scalchi P. Application of a Monte Carlo-based method for total scatter factors of small beams to new solid state micro-detectors // *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 2009. Vol. 10. P. 2939.
38. Cranmer-Sargison G., Weston S., Evans J. A. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization // *Phys. Med. Biol.* 2012. Vol. 57. P. 5141–5153.
39. Fenwick J.D., Kumar S., Scott A.J.D., Nahum A.E. Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields // *Phys. Med. Biol.* 2013. Vol. 58. P. 2901–2923.
40. Eklund K., Ahnesjö A. Modeling silicon diode energy response factors for use in therapeutic photon beams // *Phys. Med. Biol.* 2009. Vol. 54. P. 6135–6150.

41. Eklund K., Ahnesjo A. Modeling silicon diode energy response factors for small photon fields // *Phys. Med. Biol.* 2010. Vol. 55. P. 7411–7423.
42. Eklund K., Ahnesjo A. Fast modelling of spectra and stopping-power ratios using differentiated fluence pencil kernels // *Phys. Med. Biol.* 2008. Vol. 53. P. 4231–4247.
43. Khan F.M. *The Physics of Radiation Therapy*. Second Edition. – Warley company. 1994.
44. Serago C.F., Houdek P.V., Hartmann G.H. et al. Tissue maximum ratios (and other parameters) of small circular 4,6,10,15 and 24 MV x-ray beams for radiosurgery // *Phys. Med. Biol.* 1992. Vol. 37. № 10. P. 1943–1956.
45. Kamio Y., Bouchard H. Correction-less dosimetry of nonstandard photon fields: a new criterion to determine the usability of radiation detectors // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59. P. 4973–5002.

DOSIMETRY OF SMALL FIELDS OF HIGH ENERGY BREMSSTRAHLUNG RADIATION OF MEDICAL ELECTRON ACCELERATORS. PART 2.

Dosimetry of Small Fields of Bremsstrahlung Photons with a Maximum Energy from 10 to 24 MeV

V.A. Klimanov^{1,2}, Yu.S. Kirpichev^{3,4}, M.A. Kolyvanova², P.V. Kazantsev⁵, A.N. Moiseev⁶

¹ National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

² A.I. Burnazyan Federal Medical Biophysical Center, Moscow, Russia

³ N.N. Blokhin National Medical Research Center of Oncology, Moscow, Russia

⁴ Center of Radiation Therapy “OnkoStop”, Moscow, Russia

⁵ International Atomic Energy Agency

⁶ LLC Medskan, Moscow, Russia

The paper presents an analytical review of the current state in the field of dosimetry of small fields generated by bremsstrahlung beams with a small cross section. Such beams are increasingly being used in modern technologies of distant radiation therapy (RT). However, experimental dosimetry of small fields encounters certain difficulties, primarily related to the violation of Bragg–Gray conditions in this area, large values of correction factors and inadequate assumptions about the mutual independence of individual field disturbance factors when introducing dosimetric detectors into it. Two years ago, the IAEA published TRS-483, in which the results of research in the field of small fields dosimetry of bremsstrahlung radiation with a maximum energy of up to 10.0 MeV were analyzed in sufficient detail. The range of higher energies is not well investigated, so this work consists of two parts. The first part deals with the specific problems of absolute and relative dosimetry of small fields, in particular, the criteria for small field, the influence on the detector readings of the variation in the photon spectrum, the size, the material of the sensitive area and the design of the detectors, the field perturbations by introducing the detectors and the output factors for the narrow beams of the bremsstrahlung radiation with a maximum energy of up to 10.0 MeV. The second part analyzes the available literature information for higher energies. In conclusion, the conditions are considered under which there is no need to use complex techniques developed for the dosimetry of small fields, i.e. a field can be considered as not belonging to the class of small fields.

Key words: *distant radiation therapy, bremsstrahlung, dosimetry of small fields*

E-mail: yaklimanov@mail.ru