

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 620.179.15

# ФОРМИРОВАНИЕ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИШЕНЕЙ МАЛОГО РАЗМЕРА

©2024 г. В. Б. Сорокин<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Инженерная школа неразрушающего контроля и безопасности  
Национального исследовательского Томского политехнического университета  
Россия, 634050, Томск, ул. Савиных, 7  
e-mail: soryb@tpu.ru

Поступила в редакцию 14.12.2023 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Исследованы основные закономерности формирования фокусных пятен тормозного излучения при взаимодействии пучка электронов бетатрона с различными мишенями малого размера на основе модели, определенной ранее при экспериментальном и модельном исследованиях метода измерения фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с плоскими мишенями. Размеры фокусных пятен зависят от соотношения между размером мишени вдоль оси пучка электронов и размерами мишени по нормали к оси пучка. Мишени в виде параллелепипеда с соответствующими соотношениями размеров формируют круговые фокусные пятна. Последняя версия метода с использованием щелевого коллиматора определяет размер фокусных пятен мишеней малого размера в виде ширины распределений на половине высоты нормальных аппроксимаций реальных распределений квантов в фокусных пятнах. Выход тормозного излучения из фокусного пятна мишени малого размера намного превышает выход из компоненты вторичного фокусного пятна с такими же размерами при коллимировании тормозного излучения, выходящего из плоской мишени.

DOI: 10.31857/S0032816224060098 EDN: ELDCJV

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Тормозное излучение (ТИ), генерируемое при взаимодействии ускоренных электронов с мишенью, используется в неразрушающем контроле (НК). Параметры средств НК в значительной мере определяются размерами фокусных пятен ТИ и выходом квантов из них.

Наибольший выход соответствует взаимодействию всех электронов пучка с плоской мишенью оптимальной толщины с размерами, превышающими размеры сечения пучка. Конструкция мишени, ее крепление и система охлаждения такой мишени просты.

Линейные ускорители с плоскими мишенями формируют круговые фокусные пятна ТИ

размером около 1 мм [1], а бетатроны — эллиптические пятна размерами несколько долей миллиметра в плоскости ускорения и несколько миллиметров в нормальной к ней плоскости [2, 3]. Круговая форма фокусных пятен ТИ линейных ускорителей является универсальной. Эллиптическая же форма фокусных пятен бетатронов делает результаты НК зависимыми от ориентации объекта контроля.

Для получения ТИ бетатронов с формой и размерами фокусных пятен такими же, как у линейных ускорителей, обычно используются коллиматоры, с помощью которых выделяется область в пределах фокусного пятна на поверхности плоской мишени. Кванты из этой области проходят через апертуру коллиматора, после

коллиматора формируется вторичный источник ТИ с фокусным пятном в плоскости поверхности коллиматора.

Очевидной альтернативой применению коллиматоров является ограничение объема материала мишени в пределах пучка электронов за счет уменьшения размеров мишени. Такое решение в принципе позволяет получать фокусные пятна с любыми малыми размерами при любых соотношениях размеров.

Однако для получения максимального выхода ТИ из мишени малого размера (ММР) она должна располагаться на оси пучка электронов, а выход квантов из элементов крепления ММР должен быть намного меньше выхода квантов из самой ММР. Выполнение этого условия делает конструкцию мишенного узла с ММР намного более сложной по сравнению с конструкцией узла с плоской мишенью, так как элементы крепления должны иметь малую толщину, низкий атомный номер и малую плотность материала с высокой радиационной стойкостью и прочностью при больших температурах ММР в условиях высокого вакуума.

Примером конструкции может быть использованный в эксперименте по измерению распределения электронов на равновесной орбите бетатрона в процессе ускорения [4] мишенный узел с шаровидной ММР на отдельном углеродном волокне.

Другой пример: при использовании протяженных ММР для ориентации ММР вдоль пучка электронов ко всему прочему требуется специальный гониометр в ускорительной камере [5].

Сложность конструкции мишенного блока с ММР и, соответственно, меньшая надежность, зависимость формирования фокусного пятна от взаимоположения электронного пучка и ММР и зависимость от стабильности распределения электронов в пучке вызывают необходимость контроля размеров фокусного пятна. Важно оценить возможности методов определения размеров фокусных пятен ТИ при использовании ММР, тем более что появились утверждения [5] о неприменимости известных методов и необходимости разработки специальных.

В чем преимущество использования ММР по сравнению с традиционным коллиматором ТИ из плоских мишеней?

## 2. АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МИШЕНИ МАЛОГО РАЗМЕРА

Серийные бетатроны имеют плоские мишени с толщинами, оптимизированными по максимальному выходу ТИ в соответствии с энергией электронов. Размеры мишени относительно оси пучка заведомо превышают размеры области поверхности мишени, облучаемой электронами, и не влияют на параметры ТИ. Кванты ТИ выходят в пределах фокусного пятна на поверхности плоской мишени. Пространственно-энергетическое распределение квантов в фокусном пятне определяется толщиной и материалом мишени, а также энергией электронов и их распределением в облучающем пучке.

Экспериментальное измерение распределений прямым детектированием невозможно выполнить ни для электронов в облучающем мишень пучке, ни для квантов в фокусном пятне ТИ.

Параметры распределения электронов в облучающем пучке бетатрона с энергией 4 МэВ были определены при модельном исследовании метода измерения фокусного пятна ТИ с использованием щелевого коллиматора с регулируемым размером щели, предложенного при измерении фокусного пятна ТИ линейного ускорителя [6], доработанного, протестированного с применением выявленного объективного критерия достоверности результатов и реализованного при определении размеров фокусного пятна ТИ бетатрона с энергией 4 МэВ [2, 3].

При этом моделировалась генерация ТИ из плоской мишени, идентичной мишени бетатрона с энергией 4 МэВ, при различных распределениях электронов в пучке (рис. 1). Была определена связь между параметрами распределения квантов на поверхности мишени и параметрами распределения электронов.

При экспериментальной реализации метода с использованием результатов моделирования были определены реальные параметры распределения квантов на поверхности мишени и, соответственно, параметры распределения электронов в пучке.

Распределение электронов в облучающем пучке бетатрона с энергией 4 МэВ [3] на поверхности плоской танталовой мишени, закрепленной на инжекторе бетатрона, показано на рис. 2. Размеры мишени вне пределов

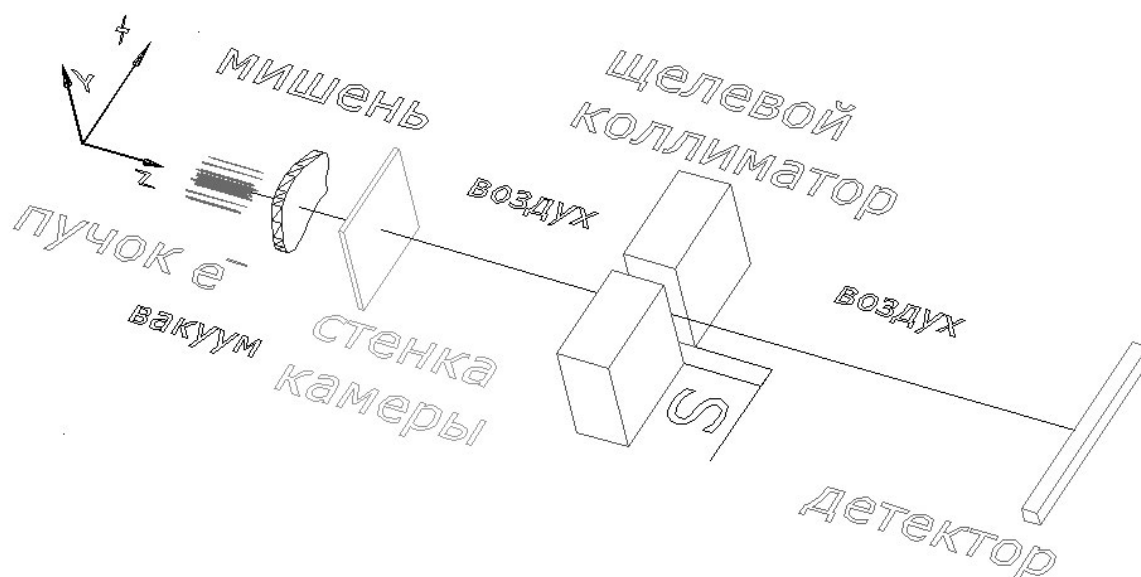


Рис. 1. Схема генерации ТИ из мишени и реализации метода определения размеров фокусного пятна ТИ с использованием щелевого коллиматора.

инжектора заведомо больше размеров области (изолиния 1%), облучаемой пучком электронов, и формирование фокусного пятна ТИ не зависит от размеров плоской мишени относительно оси пучка. Кванты ТИ распределены в фокусном пятне на поверхности мишени нормально (рис. 3) в обоих направлениях. И естественно принять ширину распределения на половине его высоты (FWHM — Full Width at Half Maximum) в каждом направлении за размер фокусного пятна (РФП) в этом направлении. В плоскости ускорения  $FWHM_x = 0.36$  мм, а в нормальном к ней направлении  $FWHM_y = 3.5$  мм.

На рис. 4 показаны зависимости FWHM ( $S$ ) распределений дозы в детекторе от размера щели коллиматора  $S$ , по которым были определены  $FWHM_x^* = 0.355$  мм и  $FWHM_y^* = 3.49$  мм, как соответствующие размерам щели  $S_f$ , при которых наблюдается минимум производной зависимости FWHM ( $S$ ).

Размер фокусного пятна в нормальном к плоскости ускорения направлении на порядок больше размера в плоскости ускорения.

Традиционно источник ТИ с меньшим РФП в нормальном к плоскости ускорения направлении можно получить, устанавливая после мишени коллиматор. При соответствующей апертуре коллиматора вторичное фокусное пятно ТИ на выходе коллиматора имеет форму и размеры, близкие к желаемым.

Альтернативным решением является применение ММР с размерами относительно оси пучка электронов, меньшими размеров сечения пучка облучающих электронов.

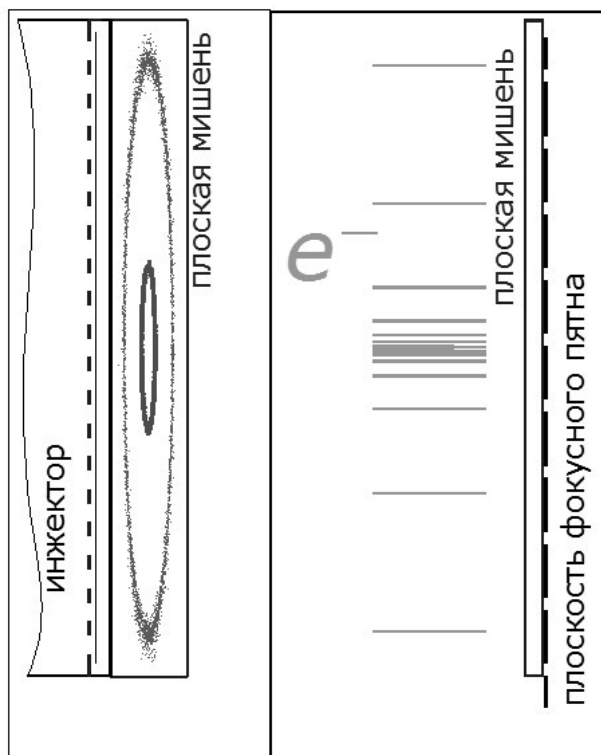
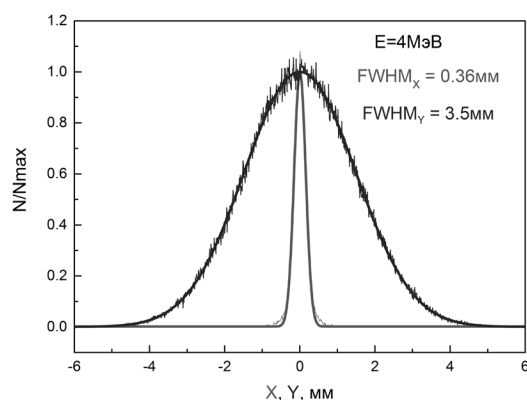


Рис. 2. Распределение электронов в пучке на плоской мишени серийного бетатрона на 4 МэВ.



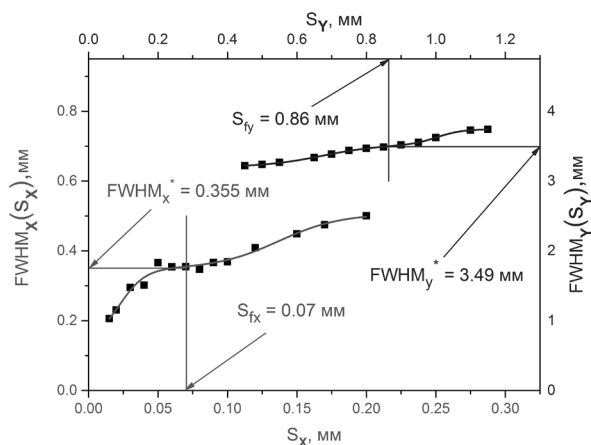
**Рис. 3.** Распределения квантов в фокусном пятне серийного бетатрона на 4 МэВ в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости.

Сложность исполнения ММР и большая затратность практически исключают экспериментальную оценку параметров ТИ из ММР разных видов. Моделирование же дает возможность оценить перспективность применения ММР.

Для выяснения основных особенностей формирования фокусных пятен ТИ при использовании ММР удобна модель ММР в виде параллелепипеда на оси пучка электронов, схема которой на фоне распределения электронов в пучке приведена на рис. 5.

На ММР падает только часть электронного пучка вблизи оси с наибольшей плотностью потока, а остальная часть пучка проходит мимо мишени. При взаимодействии с материалом ММР электроны и кванты имеют вероятность выходить не только с торцевой поверхности, но и с боковых поверхностей ММР. Фокусное пятно ТИ в плоскости торца ММР формируется всеми квантами, выходящими из всей поверхности ММР. Распределение квантов в фокусном пятне зависит от формы поверхности мишени, ее размеров и от ориентации ММР в пучке.

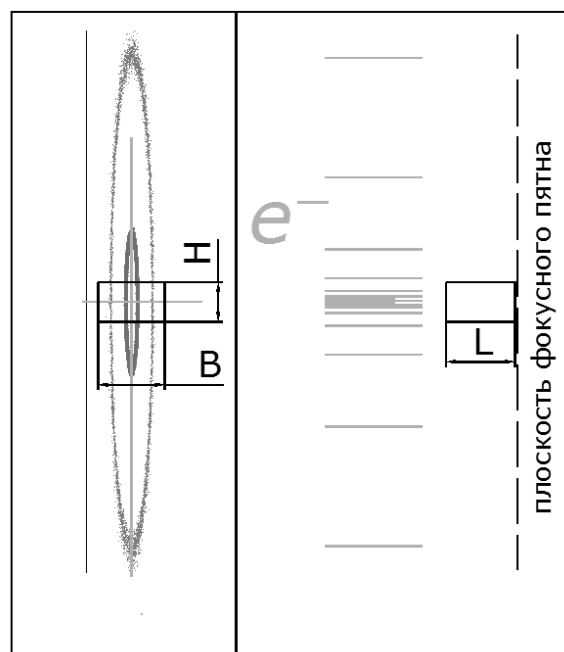
На рис. 6 в качестве примера представлены распределения квантов в фокусном пятне ТИ при применении ММР с размерами  $B = H = 0.36$  мм, равными размеру фокусного пятна в плоскости ускорения серийного бетатрона, при размерах вдоль пучка  $L = 0.3$  мм и  $L = 2.4$  мм. Распределения отличаются от нормальных, однако они аппроксимируются нормальными, которые можно принять за эффективные нормальные.



**Рис. 4.** Зависимости  $\text{FWHM}_{x,y}$  распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения серийного бетатрона и в нормальной к ней плоскости от размера щели щелевого коллиматора  $S_{x,y}$

В плоскости торца мишени фокусное пятно формируется не только квантами, вышедшими из торца, но и квантами из боковых поверхностей по всей длине мишени  $L$  вдоль оси пучка. Вследствие этого эффективный РФП при длине мишени  $L = 2.4$  мм,  $\text{FWHM}_{\text{эфф}} = 0.75$  мм, намного превышает размеры  $B$  и  $H$ .

На рис. 7 показана зависимость размера фокусного пятна,  $\text{FWHM}_{\text{эфф}}$ , от размера ММР вдоль оси пучка  $L$ . Только при  $L$ , меньших  $L_0$ , РФП не превышает торцевой размер ММР.



**Рис. 5.** Схема ММР на фоне распределения электронов в пучке.

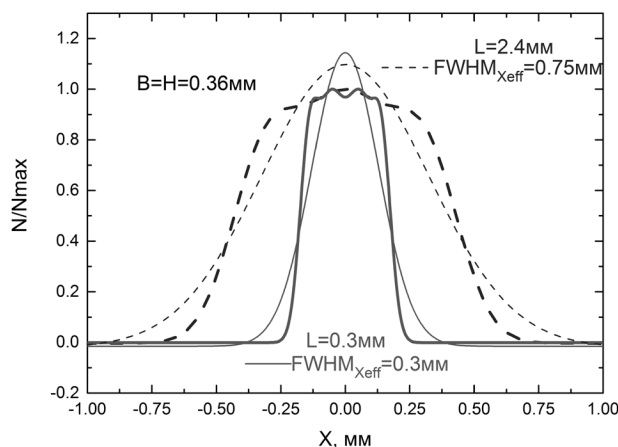


Рис. 6. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения бетатрона при разных размерах ММР вдоль оси пучка электронов, а также их нормальные аппроксимации.

РФП по направлениям  $X$  и  $Y$  по-разному зависят от соотношений между размерами ММР. На рис. 8 показаны зависимости размеров фокусного пятна при фиксированном размере ММР вдоль плоскости ускорения  $B = 0.36$  мм и при разных размерах ММР вдоль оси пучка  $L$  от размера  $H$  в нормальном к плоскости ускорения направлении. Зависимости для  $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$  и  $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$  различаются; при соотношениях между  $B$  и  $H$ , соответствующих пересечениям зависимостей,  $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$  равны  $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$ , причем их значения разные при разных  $L$ .

Таким образом, имеется возможность получения ТИ с круговыми фокусными пятнами

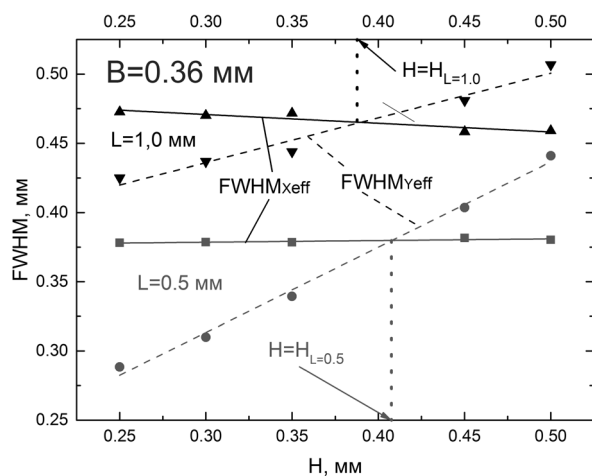


Рис. 8. Зависимости размеров  $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$  и  $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$  фокусного пятна при фиксированном размере ММР вдоль плоскости ускорения  $B$  и при разных размерах ММР вдоль оси пучка  $L$  от размера  $H$  в нормальном к плоскости ускорения направлении.

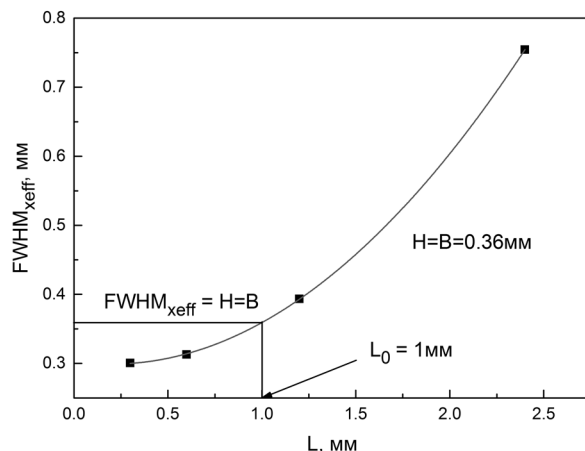


Рис. 7. Зависимость  $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$  нормальной аппроксимации распределения квантов в фокусном пятне от размера ММР вдоль оси пучка электронов.

разных размеров, подобными фокусным пятнам ТИ линейных ускорителей, за счет изменения соотношений размеров ММР.

Для реализации этого варианта ММР необходим мишенный блок с элементами крепления с минимальными размерами в пределах электронного пучка из материала с малым атомным номером и с малой плотностью, как в работе [4], причем с возможностью ориентации ММР в пучке, как в работе [5].

Проблема ориентации не возникает при применении мишенного блока с шаровидной ММР, аналогичного использованному при исследовании пучка электронов в процессе ускорения [4] (рис. 9).

На рис. 10 приведены распределения квантов в фокусном пятне ТИ при использовании ММР в виде шара диаметром 0.6 мм. Плоскость фокусного пятна определена как касательная к поверхности ММР и нормальная к оси пучка ТИ.

В плоскости ускорения распределение квантов нормальное. В противоположном направлении распределение существенно отличается от нормального вследствие широкого распределения электронов в пучке в этом направлении. Качественное соотношение эффективных размеров фокусного пятна  $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$  и  $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$  сохраняется с изменением диаметра ММР, а фокусное пятно ТИ незначительно, но всегда отличается от кругового.

Моделирование метода определения размеров фокусного пятна версии, реализованной для ТИ из плоской мишени, показывает, что, несмотря

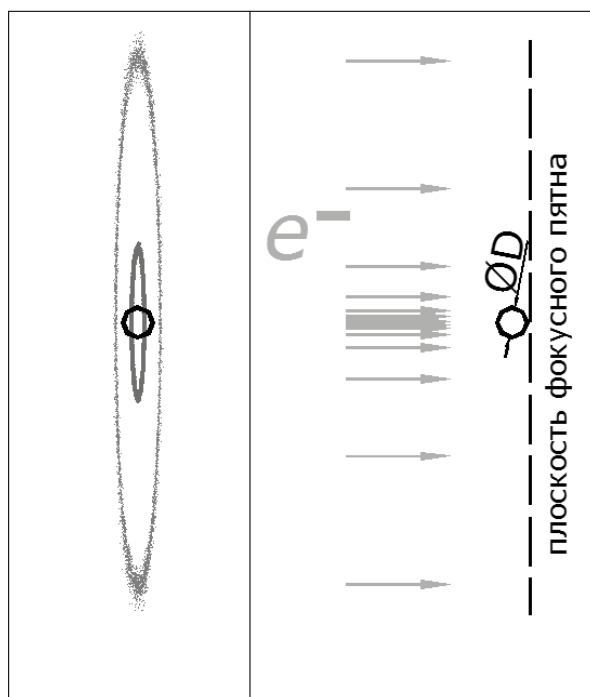


Рис. 9. Схема ММР в виде шара на фоне распределения электронов в пучке.

на существенное отличие распределения квантов в фокусном пятне в нормальном к плоскости ускорения направлении от нормального распределения, результатом определения размера (рис. 11) в этом направлении является  $\text{FWHM}_{\text{yeff}}$  нормальной аппроксимации распределения (рис. 10).

Сложность конструкции и технологии блока с шаровидной ММР на отдельном углеродном волокне [4] ограничивает перспективы ее применения.

Наиболее практичным представляется формирование фокусного пятна с нужными размерами по осям  $X$  и  $Y$  путем изменения размеров мишени в мишенном узле серийного бетатрона (рис. 12).

Например, при размерах выступающей за пределы инжектора части мишени  $H = 0.62$  мм,  $B = 0.36$  мм и  $L = 0.4$  мм (рис. 12 по сравнению с рис. 2) эффективные РФП (рис. 13) совпадают с эффективными размерами фокусного пятна при формировании ТИ с ММР в виде шара диаметром  $D = 0.6$  мм (рис. 10).

Как и при использовании сферической ММР, метод определения размеров фокусного пятна на основе щелевого коллиматора (рис. 14) дает эффективные значения размеров (рис. 13) этого варианта ММР с достаточной точностью.

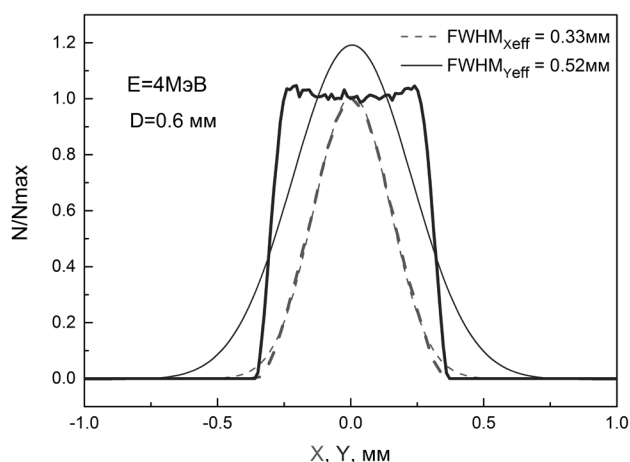


Рис. 10. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости, а также их нормальные аппроксимации для ММР в виде шара.

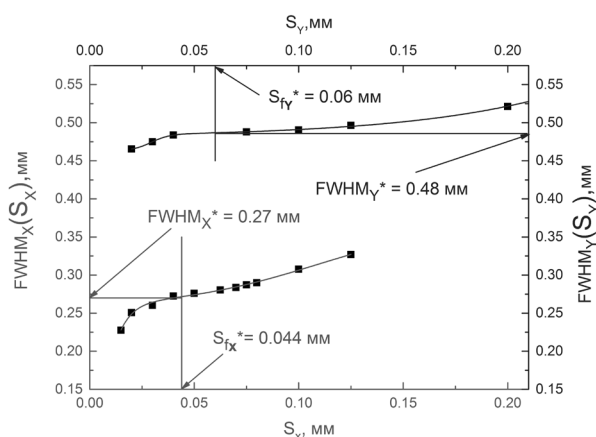
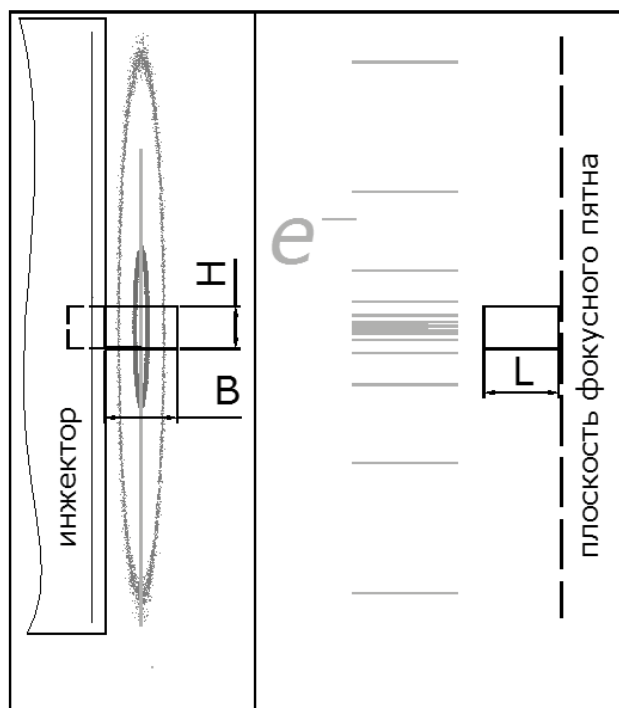


Рис. 11. Зависимости FWHM распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости от размеров щели щелевого коллиматора  $S_X$  и  $S_Y$  при определении размеров фокусного пятна, сформированного ММР в виде шара, с использованием щелевого коллиматора.

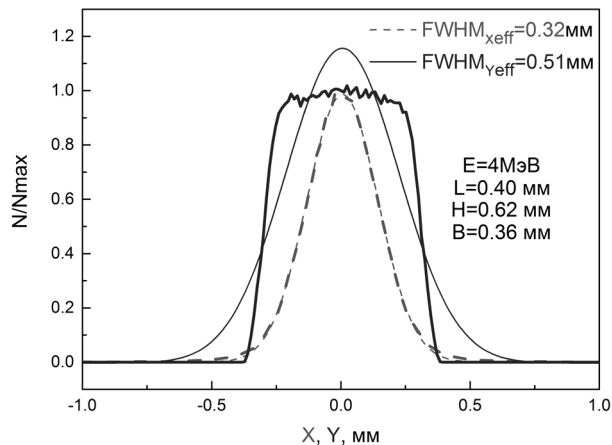
Таким образом, особенности формирования фокусных пятен ТИ бетатронов с использованием ММР позволяют формировать фокусные пятна с требуемыми размерами, а метод с использованием щелевого коллиматора — достоверно определять и контролировать их размеры.

### 3. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ФОРМИРОВАНИЯ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Обычно фокусные пятна с малыми размерами формируют путем коллимирования ТИ из плоской мишени (рис. 15). Используется

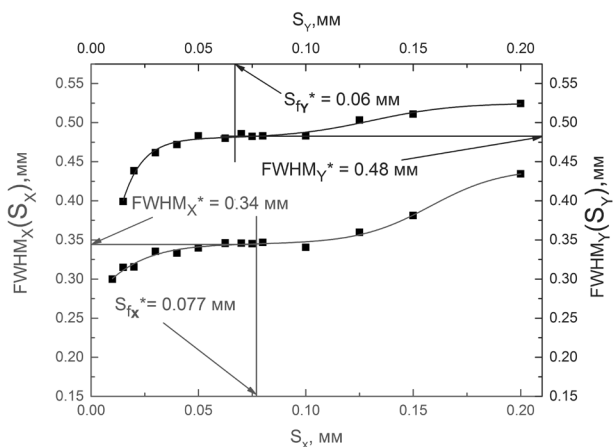


**Рис. 12.** Схема МРР в виде параллелепипеда на фоне распределения электронов в пучке для формирования фокусного пятна с заданными по разным направлениям размерами на основе модернизации мишенного узла серийного бетатрона.



**Рис. 13.** Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости, а также их нормальные аппроксимации.

коллиматор из материала с высоким атомным номером и большой плотностью с апертурой необходимых размеров и формы. При этом ТИ из мишени бетатрона проходит через стенку ускорительной камеры и облучает коллиматор. Часть ТИ проходит через апертуру коллиматора, остальные кванты взаимодействуют с материалом коллиматора. На выходе коллиматора формируется вторичное фокусное пятно, вклю-



**Рис. 14.** Зависимости FWHM распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости от размеров щели коллиматора  $S_x$  и  $S_y$  при определении размеров фокусного пятна, сформированного МРР в виде параллелепипеда, с использованием щелевого коллиматора.

чающее ТИ из апертуры коллиматора и ТИ, не поглощенное материалом коллиматора.

Распределение квантов во вторичном фокусном пятне (рис. 16) представляет собой узкое нормальное распределение квантов, прошедших через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, на пьедестале  $N_0$  широкого фонового распределения квантов, прошедших через материал коллиматора.

При использовании свинцового коллиматора толщиной  $T = 10$  мм, расположенного вне пределов ускорительной камеры на расстоянии 50 мм от мишени, с размерами апертуры вдоль плоскости ускорения  $b = 0.44$  мм и в противоположном направлении  $h = 0.61$  мм,  $\text{FWHM}_{\text{xeff}}$  и  $\text{FWHM}_{\text{yeff}}$  узкой компоненты распределения совпадают с таковыми для приведенных выше вариантов МРР.

Выходы ТИ рассмотренных вариантов формирования фокусного пятна по отношению к их выходу из плоской мишени оценены по мощности дозы в детекторе из  $\text{CdSO}_4$  на оси пучка с размерами  $5 \times 5 \times 10$  мм<sup>3</sup> на расстоянии 50 мм от фокусного пятна (табл. 1).

Выход ТИ (табл. 1, колонка 5), прошедшего через апертуру коллиматора и формирующего узкую компоненту распределения во вторичном фокусе со свойствами, аналогичными свойствам ТИ из фокусных пятен при использовании МРР, на два порядка меньше выхода ТИ из фокусных пятен при использовании МРР (табл. 1,



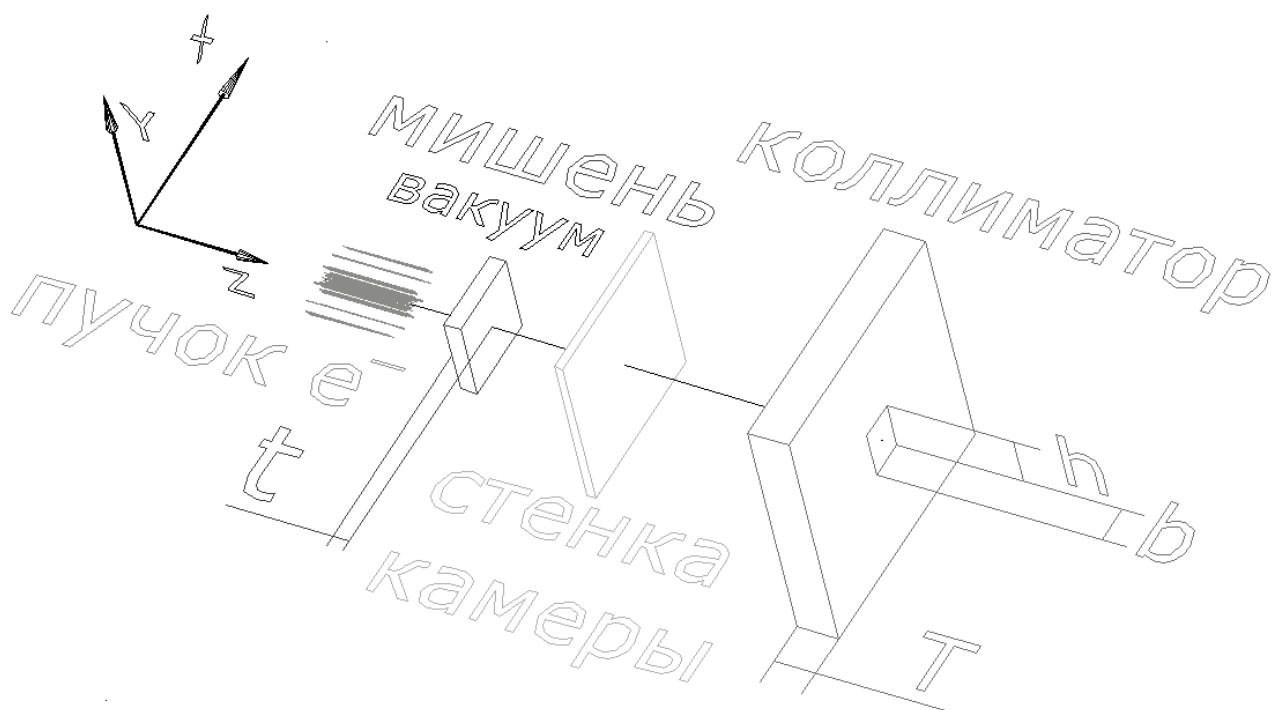


Рис. 15. Схема формирования ТИ с вторичным фокусным пятном малых размеров коллимацией ТИ из плоской мишени.

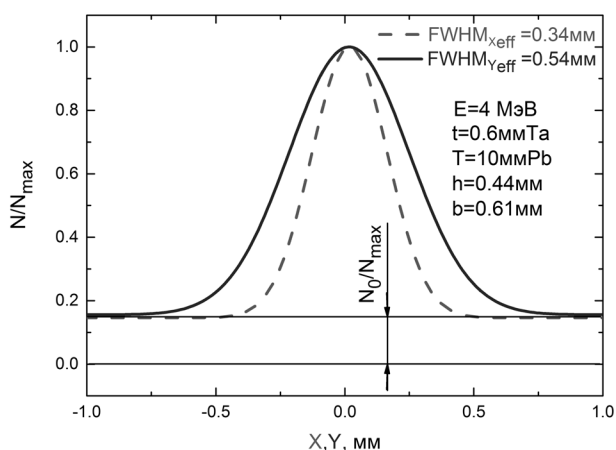


Рис. 16. Распределения квантов во вторичном фокусном пятне в плоскости поверхности коллиматора.

колонки 2, 3). Вариант ММР в виде параллелепипеда легко реализуется модернизацией плоской мишени серийных бетатронов (рис. 2, 12).

#### 4. ФОРМИРОВАНИЕ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА С ЭНЕРГИЕЙ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ 18 МЭВ

Выход ТИ из фокусных пятен бетатронов с малыми энергиями ускорения электронов относи-

тельно небольшой. Поскольку радиационные потери энергии электронов при взаимодействии с веществом возрастают с увеличением энергии, актуальна оценка параметров ТИ из ММР при таких энергиях, тем более что в опытной эксплуатации имеется бетатрон с энергией ускорения электронов до 18 МэВ.

В настоящее время этот бетатрон оснащен мишенным блоком с ММР в виде танталовой полоски длиной  $L = 4$  мм вдоль оси пучка облучающих электронов с размерами в нормальных относительно оси пучка направлениях  $B = 0.013$  мм в плоскости ускорения и  $H = 10$  мм в нормальном к ней направлении. Мишенный блок установлен в ускорительной камере на специальном гониометре, обеспечивающем совмещение плоскости полоски с осью пучка электронов.

Тестирование модели формирования тормозного излучения бетатрона с энергией 18 МэВ и анализа его параметров проведено с использованием результатов измерения возмущающего действия на распределение дозы в детекторе при введении в пучок ТИ бетатрона тестовой полоски, идентичной ММР мишенного блока [5], по схеме рис. 17.

Часть электронов пучка попадает на торец мишени, и при взаимодействии с материалом ми-



Таблица 1. Соотношение выходов ТИ разных вариантов формирования фокусного пятна

1	2	3	4	5
Плоская мишень	ММР D = 0.6 мм	ММР параллелепипед ( $H = 0.62$ мм, $B = 0.36$ мм и $L = 0.4$ мм)	Плоская мишень + коллиматор ( $T = 10$ мм, $h = 0.44$ мм, $b = 0.61$ мм), с фоном $N_0$	Плоская мишень + коллиматор ( $T = 10$ мм, $h = 0.44$ мм, $b = 0.61$ мм), без фона $N_0$
1	0.15	0.18	0.06	0.0016

шени эти электроны испытывают радиационные и ионизационные потери энергии и рассеяние. При этом ТИ выходит как из торца мишени, так и из боковых поверхностей мишени.

Введение тестовой полоски приводит к изменению распределения дозы в детекторе. Сравнение экспериментального [5] и модельного распределений дозы показано на рис. 18.

Экспериментальный ( $\text{FWHM}_{\text{exp}}$ ) и модельный ( $\text{FWHM}_{\text{mod}}$ ) параметры распределений в области возмущения совпадают.

Равенство  $\text{FWHM}_{\text{exp}}$  и  $\text{FWHM}_{\text{mod}}$  показывает возможность анализа формирования фокусных пятен ТИ путем моделирования.

Фокусное пятно в плоскости торца мишени формируется квантами, выходящими из торца, а при отношении  $B/L = 0.00325$  — в основном квантами, выходящими из боковых поверхностей.

Фокусное пятно в плоскости торца является результатом вкладов от распределенных по всей длине ММР (рис. 17) вдоль оси пучка частичных фокусных пятен.

Распределения квантов в плоскостях, отстоящих от облучаемого электронами торца полоски на расстояния  $p = 0.1L$ ,  $p = 0.5L$  и  $p = 1.0L$  и выходящих из ММР в диапазоне углов относительно оси пучка до  $10^\circ$ , показаны на рис. 19.

Только в плоскости, близкой к облучаемому электронами торцу ММР ( $p = 0.1L$ ), распределение нормальное. Распределение в плоскости положения фокусного пятна на торце мишени ( $p = 1.0$ ) значительно отличается от нормального, а его эффективный размер  $\text{FWHM}_{\text{eff}} = 0.11$  мм на порядок больше толщины мишени в нормальном к оси пучка направлении.

Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости торца ММР-полоски для квантов с углами отклонения от оси пучка в пределах

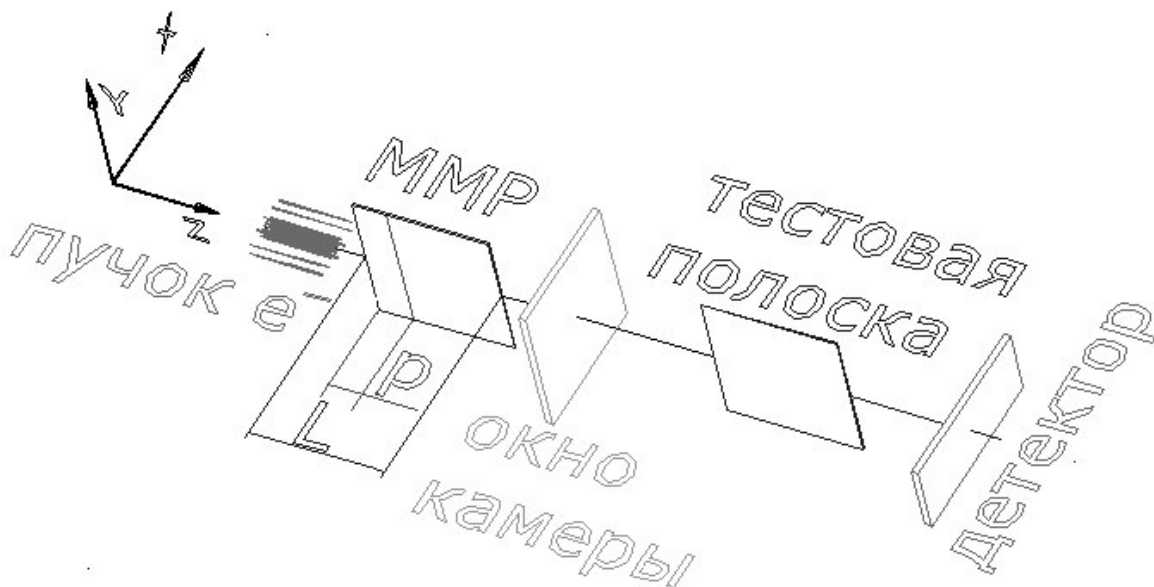
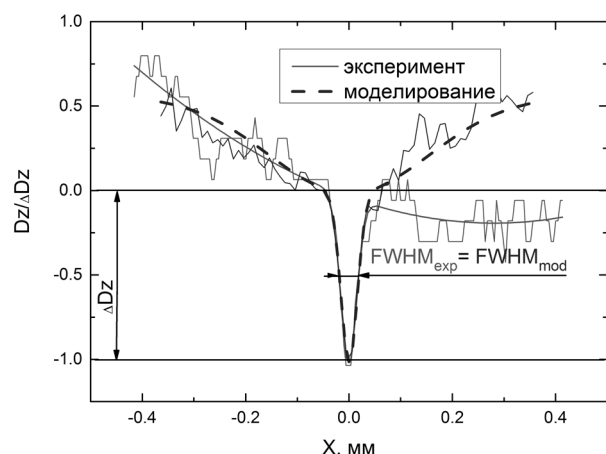
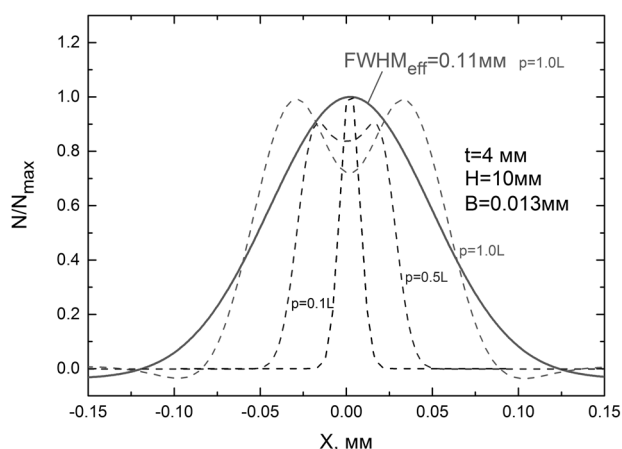


Рис. 17. Схема тестирования модели и анализа ТИ бетатрона с энергией 18 МэВ.



**Рис. 18.** Экспериментальное распределение дозы при введении тестовой полоски [5] в ТИ бетатрона и его сравнение с модельным распределением дозы.



**Рис. 19.** Распределения квантов в плоскостях на разных расстояниях от облучаемого электронами торца ММР для квантов с углами отклонения от оси пучка до  $10^\circ$ .

до  $1^\circ$ ,  $3^\circ$ ,  $10^\circ$  и их нормальные аппроксимации показаны на рис. 20.

РФП ( $\text{FWHM}_{\text{eff}}$ ) квантов является возрастающей функцией границы диапазона углов отклонения от оси пучка.

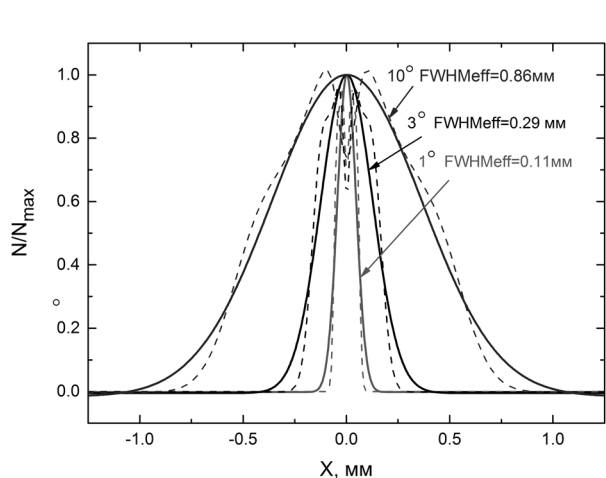
Зависимость размера фокусного пятна квантов ТИ с углами отклонения от оси пучка, меньшими  $\delta$ , от границы диапазона углов отклонения  $\delta$  показана на рис. 21.

Очевидно, что ТИ с такими свойствами фокусного пятна может использоваться только в каких-то специальных задачах.

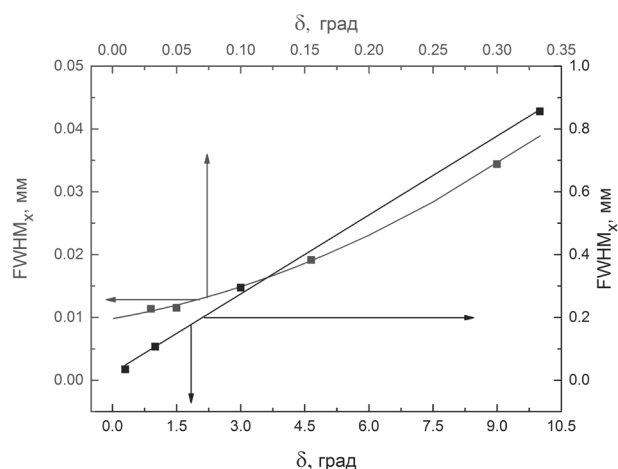
Для решения типовых задач достаточно иметь ТИ с фокусным пятном без таких угловых

зависимостей, для формирования которого, как следует из приведенных здесь результатов, оптимально использовать ММР с размером вдоль оси пучка  $L$ , сравнимым с  $B$ , что к тому же не потребовало бы применения гониометра в ускорительной камере бетатрона.

Как было показано выше, наиболее практичным для формирования фокусного пятна с размерами в доли мм в обоих направлениях является вариант ММР в виде параллелепипеда с соответствующим соотношением сторон, аналогичный показанному на рис. 12. Для сравнения выходов ТИ проведено моделирование распределения квантов в фокусном пятне для ММР с размерами  $L = 1.05$  мм,  $H = 0.63$  мм,



**Рис. 20.** Распределение квантов в фокусном пятне, сформированном ММР-полоской, для квантов с разными углами отклонения от оси пучка.



**Рис. 21.** Зависимость размера фокусного пятна квантов ТИ с углами отклонения от оси пучка, меньшими  $\delta$ , от границы диапазона углов отклонения  $\delta$ .

$B = 0.38$  мм, при котором эффективные РФП равны эффективным размерам фокусного пятна подобного варианта при энергии 4 МэВ (рис. 22).

Как и при рассмотрении формирования фокусных пятен ТИ предыдущих вариантов ММР, результаты моделирования метода определения размеров фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора (рис. 23) хорошо согласуются с результатами моделирования распределений квантов в фокусном пятне (рис. 22).

Выход ТИ из фокусного пятна, формируемого этой ММР, оцененный по мощности дозы в детекторе более чем в 40 раз больше выхода

из фокусного пятна таких же размеров, формируемого аналогичной ММР при энергии электронов 4 МэВ.

Приведенное выше исследование формирования фокусных пятен и метода измерения РФП с использованием щелевого коллиматора основано на анализе распределений квантов ТИ, оно показывает достоверность результатов как при малых энергиях ускорения электронов, так и при больших.

Вместе с тем, в связи с формированием линейного фокусного пятна ТИ бетатрона с энергией 18 МэВ с ММР в публикации [5] для определения РФП предложен так называемый “новый подход”.

В этом “новом подходе” РФП рассматривается не как значение параметра ТИ: он умозрительно назначен равным толщине вводимой в ТИ тестовой полоски (рис. 17) — толщине, которая в концепции “подхода” предпочтительно равна толщине ММР, т.е. известной до выполнения “нового подхода” величине.

Но измерение в типичном понимании — это определение неизвестного. Поскольку до реализации “нового подхода” заведомо известен его результат, “новый подход” является бессмысленным.

В сущности, “новый подход” — это всего лишь некая иллюстрация возможности обнаружения тестовой полоски малой толщины в ТИ бетатрона, но не демонстрация нового метода определения размеров фокусного пятна ТИ. Название публикации [5] не соответствует ее содержанию, а утверждение о неприменимости известных методов исследования параметров ТИ при больших энергиях электронов необоснованно.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формирование фокусных пятен ТИ бетатронов с размерами в доли миллиметра по любому направлению с достаточно высоким выходом ТИ возможно при использовании ММР.

Анализ на основе экспериментально протестированной модели пучка ускоренных в бетатроне электронов показал, что РФП в плоскости торца ММР задаются в основном квантами, выходящими из боковых поверхностей ММР. Только при малых размерах ММР вдоль оси пучка электронов РФП близки к размерам торца ММР.

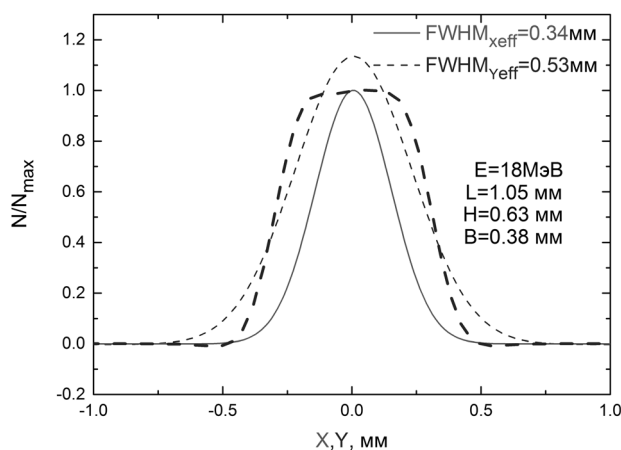


Рис. 22. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости, а также их нормальные аппроксимации.

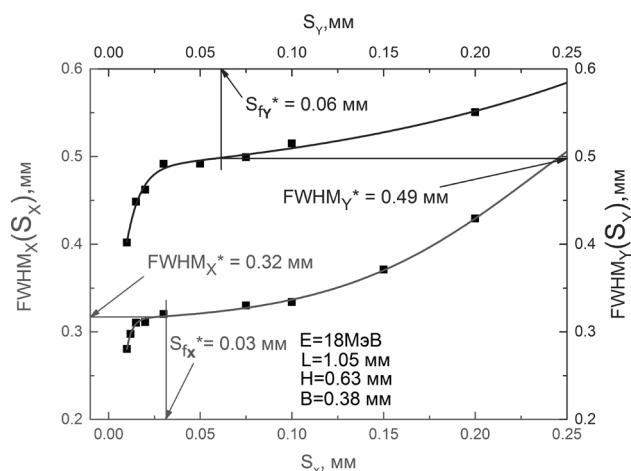


Рис. 23. Зависимости FWHM распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости от размеров щели коллиматора  $S_x$  и  $S_y$  при определении размеров фокусного пятна, сформированного ММР в виде параллелепипеда, с использованием щелевого коллиматора.

РФП определяются соотношением размеров ММР, что позволяет формировать фокусные пятна с заданными или одинаковыми размерами в доли миллиметра на основе модернизации мишеней серийных бетатронов.

Выход квантов из формируемых ММР фокусных пятен, оцениваемый по мощности дозы в детекторе, во много раз больше выхода из вторичных фокусных пятен с такими же эффективными размерами, сформированных при коллимировании ТИ из первичных фокусных пятен на поверхности плоской мишени, а повышение энергии ускорения, например от 4 до 18 МэВ, дополнительно увеличивает выход во много десятков раз.

Эффективный контроль размеров фокусных пятен в виде нормальных аппроксимаций распределений квантов обеспечивает последняя версия метода определения размеров фокусных пятен ТИ с использованием щелевого коллиматора.

Экспериментально протестированное моделирование является эффективным средством анализа методов измерений, минимизирующим субъективность.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ускорители электронов для радиационной дефектоскопии. <https://atomsz.ru/postavka-oborudovaniya/defektoskop/>
2. *Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г.* // ПТЭ. 2018. №2. С. 38. <https://doi.org/10.7868/S0032816218020088>
3. *Сорокин В.Б.* // ПТЭ. 2020. №1. С. 10. <https://doi.org/10.31857/S0032816219060247>
4. *Сорокин В.Б.* Зонд для диагностики пучков заряженных частиц. // ПТЭ. 2015. №3. С. 85. <https://doi.org/10.7868/S0032816215020251>
5. *Рычков М.М., Каплин В.В., Смолянский В.А.* // ПТЭ. 2020. №1. С. 101. <https://doi.org/10.31857/S0032816219060223>
6. *Gambaccini M., Cardarelli P., Taibi A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2011. V. 269. P. 1157. <http://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089>