

## СТАТУС ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ И ИССЛЕДОВАНИЮ ДИФРАГИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МИКРОТРОНЕ НИИЯФ МГУ

Д.А. Бакланов<sup>1)</sup>, И.Е. Внуков<sup>1)</sup>, В.К. Гришин<sup>2)</sup>,  
А.Н. Ермаков<sup>2)</sup>, Ю.В. Жандармов<sup>1)</sup>, Р.А. Шатохин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Белгородский государственный университет, Белгород, Россия  
e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

<sup>2)</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики при МГУ, Москва, Россия

Обсуждается возможность экспериментального обнаружения дифрагированного излучения каналированных электронов с энергией 15-40 МэВ на микротроне НИИ ЯФ МГУ. Предложен новый способ ориентации кристалла на электронных ускорителях средних энергий с коротким временем цикла ускорения и сброса электронов на мишень (микротрон, линейный ускоритель) по интегральным характеристикам выхода мягкого излучения из тонких металлических мишеней, обеспечивающий существенное сокращение временных затрат на ориентацию кристалла. Создана экспериментальная установка, разработан и отлажен комплекс программ для работы с аппаратурой, проведены тестовые измерения, то есть, выполнен весь комплекс работ, позволяющий уже в ближайшее время проводить экспериментальные исследования характеристик излучения, возникающего при взаимодействии быстрых электронов с упорядоченными и частично упорядоченными средами.

**Ключевые слова:** каналирование, дифракция, кристалл, дифрагированное излучение каналированных электронов, эксперимент, ориентация кристалла

### Введение

Дифрагированное излучение каналированных электронов (DCR – Diffracted Channeling Radiation) или, как его иногда называют, дифрагированное (дифракционное) излучение релятивистского осциллятора (ДИО) [1-3], одно из интересных физических явлений, происходящих при прохождении быстрых заряженных частиц через упорядоченные среды, предсказанных в 70-80-ых годах в работах В.Г. Барышевского с соавторами. Часть из них, например, параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) быстрых заряженных частиц в кристаллах и ПРИ под малыми углами к направлению скорости частицы, экспериментально зарегистрирована [4,5].

ДИО, являющееся результатом когерентного суммирования двух процессов – излучения фотона и его дифракции в кристалле (см. [1-3,6] и цитированную там литературу), до последнего времени оставалось вне поля зрения экспериментаторов как вследствие недостаточной ясности в величине эффекта, так и очевидной сложности его выделения на фоне конкурирующих процессов: ПРИ и дифрагированного тормозного излучения (ДТИ). Дополнительную сложность с точки зрения возможности проведения исследований по поиску проявления эффекта представляет ограниченный диапазон энергии частиц, где возможно его четкое проявление (10-40 МэВ), и очень узкий диапазон энергий фотонов, где оно может отчетливо проявиться, что предъявляет жесткие требования к выбору угла наблюдения и коллимации излучения [7].

В последнее время, после появления цикла работ [7-10], ситуация с оценкой величины эффекта прояснилась. В соответствии с результатами цитируемых работ в узком угловом интервале выход дифрагированного излучения каналированных электронов может на несколько порядков превышать выход ПРИ. В случае справедливости этой оценки можно надеяться на создание нового интенсивного источника рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией, поскольку с практической точки зрения



источник излучения на основе механизма ПРИ в совершенных кристаллах себя не оправдал [11]. Весьма интересным выглядит и утверждение авторов [6] о возможности интерференции механизмов излучения при каналировании и ПРИ. В этом случае при выполнении условий дифракции для фотонов, испущенных при переходе электрона из одного связанного состояния в другое, можно ожидать изменения соотношения пиков в спектре излучения при каналировании. Поскольку интерференция когерентного тормозного излучения и излучения при каналировании наблюдалась экспериментально [12,13], регистрация эффекта интерференции механизмов излучения при каналировании и ПРИ представляется интересной физической задачей. Исходя из вышеизложенного, экспериментальные исследования, направленные на верификацию теоретических предсказаний о величине и характеристиках ДИО, бесспорно важны и актуальны.

### 1. Постановка задачи

В соответствии с теоретическими предсказаниями [7-10] проявление обсуждаемого эффекта возможно для практически любого угла наблюдения и, соответственно, энергий фотонов, при выполнении условия  $\omega_g \leq \omega_{ch}$ , где  $\omega_{ch}$  - энергия фотонов излучения при каналировании, а  $\omega_g$  - брэгговская энергия для этого угла наблюдения. Однако характер и степень проявления эффекта кардинально зависит от соотношения этих энергий. Если брэгговская энергия близка к энергии любого пика в спектре излучения при каналировании, то в центре углового распределения ПРИ, соответствующего минимуму интенсивности этого типа излучения, должен наблюдаться резкий максимум, амплитуда которого в несколько десятков раз превышает выход ПРИ [10].

Если это условие не выполняется, то на угловом распределении ПРИ появляются узкие сдвоенные пики с амплитудой, значимо превышающей выход ПРИ. Число этих пиков с каждой стороны от центра углового распределения ПРИ совпадает с количеством пиков в спектре излучения при каналировании [7, 10]. Другими словами, для энергий электронов  $E_0 > 20-30$  МэВ, для которых спектр излучения при каналировании содержит несколько пиков, при измерении углового распределения или ориентационной зависимости (ОЗ) выхода излучения с помощью детектора с конечной угловой апертурой можно ожидать некоторого увеличения интенсивности для всех точек в угловом распределении или ориентационной зависимости выхода ПРИ.

Как отмечено во введении, целенаправленный поиск обсуждаемого механизма излучения не проводился. Эксперимент [14] для энергии электронов 900 МэВ и угла наблюдения 90 градусов ( $\omega_g \sim 7-20$  кэВ), где контролировалось наличие режима плоскостного и осевого каналирования, показал полное отсутствие какого либо влияния эффекта каналирования на спектр и угловое распределение ПРИ, что, по-видимому, обусловлено большой разницей между брэгговской энергией и характерной энергией излучения при каналировании для этой энергии электронов ( $\omega_h \sim 3-5$  МэВ), см. например, [7]. В экспериментах по исследованию ПРИ выполнение режима каналирования обычно не контролируется, к тому они чаще всего выполняются с использованием кристаллов с толщиной много большей длины деканалирования ( $\sim 2-10$  мкм, для энергии электронов меньше 100 МэВ), требуемой для уверенного проявления эффекта.

Однако анализ опубликованных экспериментальных данных показывает, что в нескольких экспериментах его проявление всё-таки могло регистрироваться. В работе [15] сообщалось о двукратном превышении зарегистрированного выхода излучения из тонких кристаллов кремния и алмаза под углом 180 градусов по сравнению с предсказаниями кинематической теории ПРИ. Поскольку для строго брэгговской ориентации этот угол наблюдения соответствует режиму осевого каналирования, а кристаллы обычно вырезаются и устанавливаются так, что их грани параллельны кристаллографическим плоскостям, не исключено, что ориентационные зависимости выхода ПРИ

вокруг вертикальной оси, полученные в этом эксперименте, измерялись при выполнении условий каналирования в горизонтальной плоскости. Характерная энергия излучения при плоскостном каналировании электронов с энергией 30 – 87 МэВ (несколько десятков кэВ) значительно больше брэгговской энергии для этого угла наблюдения (~2-5 кэВ), поэтому обсуждаемый эффект мог проявиться в увеличении интенсивности регистрируемого излучения, что и наблюдалось в цитируемой работе. Объяснение этого превышения вкладом динамических эффектов, свойственных отражению рентгеновского излучения в геометрии Брэгга, предложенное авторами [15], представляется не правомерным, поскольку в других экспериментах, так же выполненных в геометрии Брэгга, см., например, [14], значимого увеличения интенсивности по сравнению с предсказаниями теории не наблюдалось.

В эксперименте [16] проведено измерение ОЗ выхода ПРИ для отражения (111) в кристалле кремния толщиной 17 мкм. Геометрия измерений была выбрана так, что ориентационные зависимости измерялись при движении электронов под малыми углами к плоскости (112). Результаты этого эксперимента интересны тем, что для энергии электронов 15.7 МэВ с учетом вклада ДТИ никаких отклонений от предсказаний кинематической теории ПРИ не наблюдалось, а для  $E_0=25.7$  МэВ, где энергия излучения при плоскостном (112) каналировании больше энергии фотонов первого порядка отражения для условий цитируемой работы (10-15 кэВ), зарегистрированный выход излучения во всех точках измеренной зависимости оказался примерно на 30 процентов больше, чем это предсказывает теория ПРИ.

Из проведенного анализа следует, что обсуждаемый эффект скорее всего существует, но для его уверенной идентификации измерения должны быть выполнены для такой геометрии и энергии электронов, для которых брэгговская энергия близка к энергии хотя бы одного пика в спектре излучения при каналировании. С методической точки зрения наиболее привлекательным представляется диапазон энергий фотонов 20 – 35 кэВ. Он может быть реализован на ускорителях с энергией 20 – 30 МэВ. Из-за низкого поглощения фотонов этих энергий в воздухе эксперимент можно провести без вакуумирования фотонной трассы, а детектор отнести на большое расстояние от ускорителя для уменьшения фона. Эксперимент предполагается провести на разрезном микротроне НИИ ЯФ МГУ с током ~3 мА (~ $10^{12}$  частиц за цикл ускорения), частотой 10 Гц, длительностью цикла излучения  $\tau \sim 8-10 \mu$ с и эмиттансом  $\approx 1 \text{ мм} \times \text{мрад}$  [17]. Наличие выведенного электронного пучка, нужный энергетический диапазон (14.6-67.4 МэВ) и возможность изменения энергии частиц позволяют надеяться на успешное выделение этого типа излучения на фоне ПРИ и ДТИ.

Исходя из условий простоты эксперимента, плоскость каналирования должна совпадать с горизонтальной, а плоскость, на которой происходит дифракция излучения при каналировании, развернута вокруг вертикальной оси на требуемый угол. Для регистрации искомого излучения предполагается использовать NaI детекторы (как показывает практика, для энергий фотонов больше 20 кэВ их разрешения вполне достаточно, что бы выделить ПРИ на непрерывном фоне) или pin-детектор.

Для уверенного выделения искомого эффекта планируется провести измерения угловых распределений выхода рентгеновского излучения для нескольких порядков отражения. Как отмечено выше, при выполнении условия  $\omega_s \leq \omega_{ch}$  в центре углового распределения ПРИ должен появиться узкий максимум с большой амплитудой. Контрольной проверкой будет проведение таких же измерений для другой энергии электронов. Все условия для генерации ПРИ и ДТИ изменятся достаточно слабо, тогда как совпадения энергий излучения при каналировании и дифрагированных фотонов, требуемого для проявления искомого эффекта в его наиболее яркой форме, не будет, а форма углового распределения должна будет совпадать с предсказаниями теории ПРИ.



Для наблюдения эффекта необходимо сориентировать плоскость кристалла вдоль направления электронного пучка, то есть выйти на режим плоскостного каналирования. Методы ориентации кристаллов по выходу излучения при каналировании с помощью ионизационной камеры [18] или NaI(Tl) детектора в комптоновской геометрии [19], обычно используемые на ускорителях более высоких энергий для электронов средних энергий не пригодны, поскольку характерная энергия излучения при каналировании таких частиц не превышает 50-100 кэВ.

Использование счётного режима работы детекторов, обычно применяемое на ускорителях низких и средних энергий (см., например, [20] и цитируемую там литературу) на ускорителях с коротким временем цикла ускорения практически не возможно, так как типичная длительность импульса с детектора излучения ( $\sim 1-6$  мс), в зависимости от типа используемого детектора, сопоставима с длительностью цикла ускорения (6-10 мс). В связи с этим для исключения наложений ток ускорителя должен поддерживаться таким, что бы за один цикл ускорения регистрировалось не более 0.2-0.4 импульсов. Для получения статистической ошибки на уровне 5% при частоте ускорителя 10 Гц необходимо не менее 100 – 200 секунд для каждой ориентации кристалла. В процессе ориентации кристалла обычно измеряется несколько ориентационных зависимостей с числом точек от 100 до 200. Другими словами ориентация кристалла требует 10-20 часов непрерывной работы ускорителя, что в наших условиях практически не осуществимо. Ориентация по спектрам излучения требует увеличения временных затрат как минимум в несколько раз и поэтому так же не может быть использована на этапе первоначальной ориентации кристалла. Следует отметить, что в процессе ориентации необходимо измерять токи на уровне  $10^3 - 10^5$  частиц за цикл ускорения, что представляет собой отдельную техническую задачу.

Традиционный метод ориентации кристалла с помощью тонкостенной и толсто-стенной ионизационных камер [18], где используется интегральный режим работы детекторов, в наших условиях заведомо не пригоден вследствие низкой энергии излучения при каналировании электронов средних энергий. Поэтому для ориентации кристалла предполагается использовать рентгеновский NaI детектор толщиной 1 мм, расположенный под углом  $90^\circ$  и регистрирующий изменение выхода характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из тонкой металлической мишени, установленной на  $\gamma$ -пучке, в зависимости от ориентации кристалла. Такой метод ориентации в счётном режиме использовался в условиях ускорительного зала томского синхротрона для энергии электронов 500 МэВ и показал хорошую чувствительность [21]. Путём замены рассеивателя можно добиться оптимального соотношения сигнал/фон и выделить изменение интенсивности той или иной линии в спектре регистрируемого излучения (см. следующий раздел). Измерения предполагается проводить в токовом режиме включения детектора. Это позволит работать в обычном для ускорителя режиме и сократить время ориентации кристалла.

## 2. Моделирование

Для проверки применимости предлагаемого метода ориентации кристалла для меньших энергий электронов, чем в эксперименте [21], проведено моделирование зависимости интегрального отклика детектора, то есть энергии поглощённой в детекторе, от спектра анализируемого излучения, материала и толщины мишени. Расстояние от металлической мишени до детектора 1 м. Угол коллимации рассеянного излучения  $2^\circ$ . В процессе моделирования учитывались эффективность детектора, поглощение первичного и рассеянного излучения в материале мишени и в воздухе на пути от кристалла до мишени и от неё до детектора.

Для сопоставления были использованы результаты эксперимента [22] по исследованию излучения при плоскостном (110) каналировании электронов с энергией 30 МэВ

в кристалле кремния толщиной 15 мкм. На рис. 1 приведены начальные участки спектров излучения, использованных при моделировании.

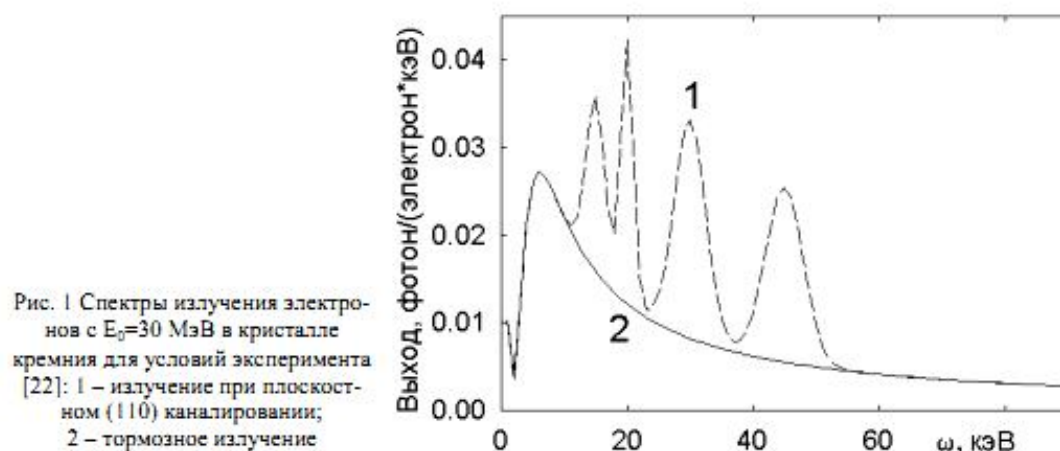


Рис. 1 Спектры излучения электронов с  $E_0=30$  МэВ в кристалле кремния для условий эксперимента [22]: 1 – излучение при плоскоугловом (110) каналировании; 2 – тормозное излучение

Модельный спектр излучения при каналировании (кривая 1) воспроизводит экспериментальный спектр [22] с погрешностью не более 30%. Тормозной спектр (кривая 2) рассчитан исходя из спектрально-углового распределения Шиффа [23] с учётом параметров цитируемого эксперимента: начальной расходимости пучка электронов, многократного рассеяния частиц в кристалле и угла коллимации излучения (0.5 мрад). Полное число фотонов в спектре излучения при каналировании на 25-30% выше, чем в спектре тормозного излучения из разориентированного кристалла. В соответствии с результатами расчёта основной вклад в выход регистрируемого излучения даёт процесс фотопоглощения квантов первичного пучка в мишени. Вклад фотонов, испытавших в мишени когерентное и некогерентное рассеяние, для всех мишеней не превышал долей процента, что обусловлено как малым значением сечения, так и низкой эффективностью детектора для энергий фотонов  $\omega > 100$  кэВ.

Расчёт выполнен для мишеней из свинца, олова, серебра, молибдена, ниобия и меди, то есть для тех распространённых металлов, из которых можно изготовить тонкие фольги. На рис. 2 приведена зависимость отклика прибора от толщины мишени для нескольких материалов и разных спектров излучения. Верхние кривые соответствуют регистрации излучения при каналировании, а нижние – тормозного излучения.

Как видно из рисунка, вещества с большим  $Z$  обеспечивают больший отклик из-за большей энергии фотонов ХРИ. В то же время различие величины отклика для спектров каналированного и тормозного излучений, наиболее важное с точки зрения эффективности предложенного ме-

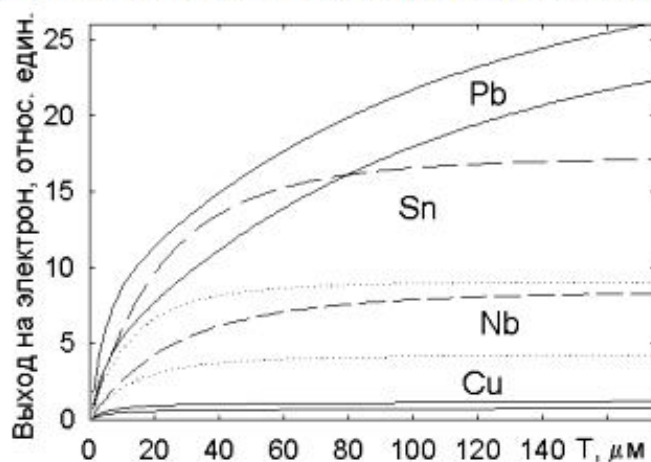


Рис. 2. Зависимость отклика детектора рассеянного излучения от спектра излучения, падающего на мишень, её материала и толщины

тода ориентации кристаллов, максимально для веществ с средним  $Z$  (олово, серебро, см. рис. 3). Следует отметить, что выход регистрируемого излучения практически выходит на насыщение для толщин мишеней 40-70 мкм, что обусловлено большим сечением фотопоглощения в области интересующих нас энергий.

На рисунке 3 приведена зависимость отношения выходов регистрируемого излучения для спектров каналированного и тормозного излучений и мишеней из свинца, олова, серебра, ниобия и меди.

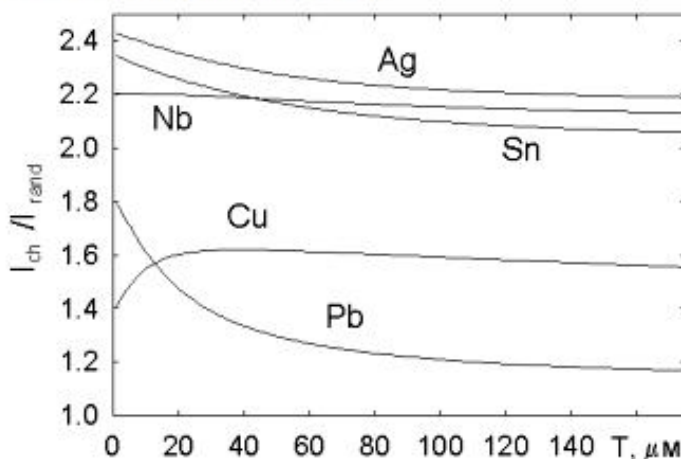


Рис. 3. Зависимость отношения отклика детектора к излучению разного спектрального состава от материала и толщины металлической мишени

Из рисунка видно, что лучшими мишенями для реализации предлагаемого метода ориентации кристаллов по интегральному выходу рассеянного излучения являются серебро и олово. Вещества с малым  $Z$  (медь) проигрывают из-за меньшей величины превышения и малой величины отклика, что приводит к увеличению доли фона. Вещества с большим  $Z$  (свинец) несмотря на большую величину отклика (см. рис. 2) так же не подходят. Вследствие большой энергии порога фотопоглощения на К оболочке ( $\sim 88$  кэВ), превышающей спектральную область излучения при каналировании (см. рис. 1) для анализируемых условий, выход фотонов ХРИ с К оболочки не зависит от ориентации кристалла. Разница в выходе рассеянного излучения для этой мишени и когерентного и некогерентного спектров излучения обусловлена фотопоглощением на L оболочке. Для мишеней оптимальной толщины отношение регистрируемых выходов рассеянного излучения для анализируемых спектров ( $\sim 2.4 - 1.7$ ) существенно лучше, чем отношение числа фотонов в этих спектрах  $\sim 1.3$ .

Достаточно высокая чувствительность предлагаемого метода и пороговый характер зависимости сечения фотопоглощения от энергии фотонов позволяет осуществить проверку существования интерференции механизмов ПРИ и излучения при каналировании в случае выполнения условий дифракции для фотонов того или иного пика в спектре излучения (см. введение и [6]) не проводя трудоёмких спектральных измерений. Возьмём для определённости кристалл кремния с ориентацией  $\langle 111 \rangle$  и электроны с энергией 30 МэВ. Плоскость (110) совпадает с горизонтальной плоскостью, а (112) с вертикальной. В соответствии с [22] (см. рис. 1) в спектре излучения при (110) плоскостном каналировании электронов с  $E_0 = 30$  МэВ в кремнии наблюдаются четыре ярко выраженных пика с энергиями 45 кэВ, 29.2 кэВ, 19.7 кэВ и 13.6 кэВ.

Для ориентации  $\langle 111 \rangle$  и выбранной геометрии расположения плоскостей кристалла наиболее сильное отражение должно наблюдаться на плоскости (112) (отражение (224)) и двух плоскостях типа (110) (отражение (220)), развёрнутых относительно вертикальной плоскости на углы  $\pm 30^\circ$ , см. например, [5]. Дифракция на плоскостях типа (112), развёрнутых на угол  $\pm 60^\circ$  относительно вертикальной плоскости, должна на-

блюдаться для больших углов разориентации оси и поэтому не рассматривается. Если искомый эффект существует, то в спектрах излучения при каналировании должны наблюдаться особенности для углов разориентации оси кристалла вдоль плоскости (110)  $\Theta = 82.9$  мрад и  $124.6$  мрад ( $\omega = 45$  кэВ),  $\Theta = 127.9$  мрад и  $192.2$  мрад ( $\omega = 29.2$  кэВ),  $\Theta = 192$  мрад и  $287.8$  мрад ( $\omega = 19.7$  кэВ),  $\Theta = 277$  мрад и  $424.6$  мрад ( $\omega = 13.6$  кэВ). Первое значение угла разориентации соответствует выполнению брэгговского условия для фотонов этих энергий на плоскостях (110), а второе на плоскости (112). В случае интерференции этих механизмов излучения для этих углов разориентации оси выход регистрируемого излучения должен изменяться.

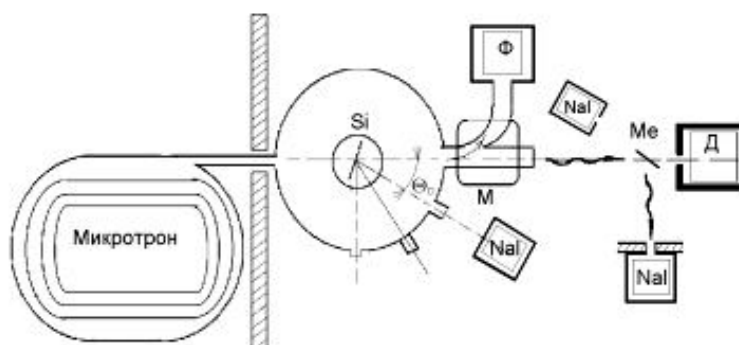
Порог фотопоглощения на К оболочке для олова –  $29.2$  кэВ, для серебра –  $25.51$  кэВ, для ниобия –  $18.99$  кэВ, а для меди –  $8.98$  кэВ, поэтому при измерении ориентационных зависимостей с использованием тонких фольг из этих материалов изменение спектров, обусловленное выполнением условия дифракции будет проявляться не одинаково. Например, тонкая мишень из ниобия должна обладать наибольшей чувствительностью к изменению интенсивности пика с  $\omega = 19.7$  кэВ для углов ориентации  $\Theta = 190 - 300$  мрад, тогда как для мишеней из олова или серебра изменение интенсивности этого пика не влияет на выход регистрируемого излучения.

С увеличением толщины кристалла и угла коллимации излучения соотношение интенсивностей каналированной и тормозной компонент излучения уменьшается. Тем не менее, для толщины кристалла  $0.2$  мм и того же угла коллимации ( $0.5$  мрад) в предположении, что каналирование происходит только в приповерхностном слое кристалла толщиной меньше  $0.015$  мм, отношение выходов регистрируемого излучения для спектра излучения при каналировании и тормозного излучения остается  $\sim 1.1-1.2$ . С учётом эффекта объёмного захвата электронов в режим плоскостного каналирования в глубине кристалла [24] это соотношение должно быть несколько лучше, что позволяет надеяться на успешную регистрацию искомого эффекта и при увеличении толщины кристалла или угла коллимации излучения.

### 3. Экспериментальная методика и предварительные результаты

Схема предполагаемого эксперимента приведена на рис. 4. Электроны с пятой или шестой орбиты микротрона ( $E_0 = 25.2$  МэВ или  $30$  МэВ) выводятся в камеру рассеяния, где расположен трёхосевой гониометр с установленным на нём кристаллом и есть несколько окон для вывода излучения. Рабочий диапазон углов вращения кристалла вокруг вертикальной и горизонтальной оси  $\Theta_v$  и  $\Theta_h, \pm 45^\circ$  и  $\pm 5^\circ$ , соответственно. Шаг вращения –  $0.01^\circ$ . Диапазон углов вращения вокруг оси электронного пучка  $\varphi - \pm 5^\circ$  с шагом  $0.04^\circ$ . Для вращения гониометра используется предложенная в [25] схема управления шаговыми двигателями через LPT порт компьютера, позволяющая осуществить автоматический переход двигателей на ток удержания при отсутствии вращения, что целесообразно с точки зрения работы гониометра в вакууме, где недопустим нагрев двигателей из-за ухудшения вакуума. Размер электронного пучка на выходе из ускорителя  $3 \times 7$  мм<sup>2</sup> соответствует расходимости  $\sim 0.2$  мрад [17], что вполне достаточно для планируемых измерений.

Рис. 4. Схема расположения экспериментальной аппаратуры. М – очистной магнит;  $\Phi$  – цилиндр фарадея; Me – металлическая пластина; Д – дозиметр; Si – кристалл кремния, установленный в гониометре





Выведенный электронный пучок измеряется магнитоиндукционным датчиком в режиме большого тока, либо в режиме спектральных измерений монитором вторичной эмиссии. Прошедшие через кристалл электроны отворачиваются в могильник очистным магнитом. Там же может быть установлен цилиндр Фарадея для калибровки датчика вторичной эмиссии. Основная проблема, которую предстоит решить, состоит в том, что до последнего времени ускоритель использовался для проведения исследований сечений ядерных реакций, где нет особой необходимости в точном измерении тока в каждом цикле ускорения, и отсутствуют датчики для измерения малых токов. Эта часть аппаратуры в настоящее время разрабатывается и, частично, настраивается.

Основной задачей первого этапа измерений была проверка развиваемого метода ориентации кристаллов на ускорителях средних энергий с коротким циклом ускорения по интегральному выходу рассеянного излучения из мишени, установленной на пучке  $\gamma$ -излучения из кристалла. Из-за отсутствия камеры рассеяния эксперимент выполнен на воздухе и без поворота прошедших через кристалл электронов. Пучок электронов с энергией 30 МэВ из микротрона проходил титановую фольгу толщиной 0.05 мм, падал на установленный в гониометре кристалл кремния, находящийся на расстоянии ~10-15 см от выходного фланца, и рассеивался в воздухе. Наличие фольги и слоя воздуха перед кристаллом увеличивало расходимость пучка до ~20 мрад.

Тормозное излучение, рожденное в титановой фольге и кристалле, проходило через металлическую фольгу и регистрировалось дозиметром (Д). В эксперименте использовался кристалл кремния диаметром 40 мм и толщиной 0.23 мм. Ось  $\langle 111 \rangle$  совпадала с нормалью к поверхности мишени с точностью не хуже долей градуса. Первоначально кристалл устанавливался перпендикулярно направлению электронного пучка с погрешностью не более 5-7 градусов, причём плоскость (110) была расположена горизонтально с погрешностью на уровне 4-6 градусов. Рассеянное в мишени (Me) излучение регистрировалось рентгеновским NaI(Tl)-спектрометром диаметром 40 мм и толщиной 1 мм, расположенным под углом 90 градусов относительно направления фотонного пучка. Для подавления фона спектрометр находился в свинцовой защите с толщиной стенок 15 см. Расстояние от мишени до рабочего объема детектора ~80 см.

В эксперименте исследовалась зависимость показаний рентгеновского NaI(Tl) детектора, регистрирующего рассеянное  $\gamma$ -излучения из тонкой металлической мишени, от материала мишени и ориентации кристалла. На рис. 5 приведены сглаженные спектры излучения для мишени из ниобия размерами 80×150 мм и толщиной 0.4 мм, измеренные детектором за одинаковое время (5 мин). Спектр излучения измерялся только в течение цикла ускорения (см. рис. 7а), что позволило существенно уменьшить вклад фона, обусловленного наведённой активностью в зале микротрона.

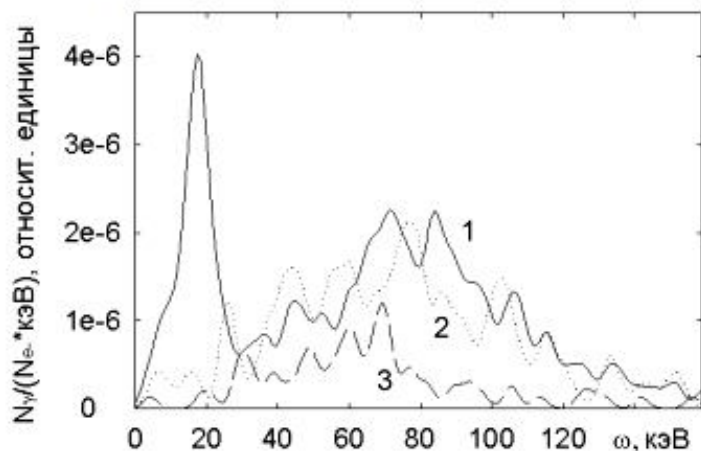


Рис. 5. Спектры излучения для мишени из ниобия: 1 – спектр с мишенью, 2 – спектр без мишени, 3 – трасса рассеянного излучения перекрыта свинцом толщиной 1 мм



Из рисунка видно, что наряду с уверенным пиком ХРИ ниобия ( $\omega \approx 16.6$  кэВ) присутствует излучение с энергией  $\omega \sim 70-100$  кэВ, причём выход этого излучения с мишенью и без мишени примерно одинаков. Наличие «сложных» пиков обусловлено низкой статистикой (полное число событий  $\sim 300-400$ ). Перекрытие трассы рассеянного излучения свинцовой пластиной толщиной 1 мм добавило фотоны ХРИ свинца ( $\omega \sim 70$  кэВ) и практически полностью «срезало» это излучение, то есть оно идёт непосредственно с участка трассы тормозного пучка, просматриваемого детектором.

Наиболее вероятно, что появление таких амплитуд в спектре регистрируемого излучения обусловлено когерентным и некогерентным рассеянием фотонов пучка  $\gamma$ -излучения из кристалла и титановой фольги в слое воздуха, просматриваемом детектором. Для расстояния от кристалла до мишени 2 м и наших мишеней (титан и кремний), установленных на пути электронного пучка микротрона, поперечный размер пучка тормозного излучения в месте расположения мишени порядка 40 см. Продольный размер области, откуда рассеянное излучение может попасть в детектор, так же несколько десятков сантиметров, то есть значимо больше, чем рабочая область металлической мишени. Поэтому вклад рассеянных комптоновских фотонов достаточно велик.

Для проверки этого предположения было проведено моделирование спектра излучения, регистрируемого детектором рассеянного излучения толщиной 1 мм, при прохождении пучка  $\gamma$ -излучения из кристалла кремния в воздухе для условий нашего эксперимента. Угол коллимации пучка тормозного излучения – 100 мрад. Использовалась та же самая методика и условия моделирования, как и в предыдущем разделе. Сглаженный спектр, полученный в результате моделирования, приведён на рис. 6.

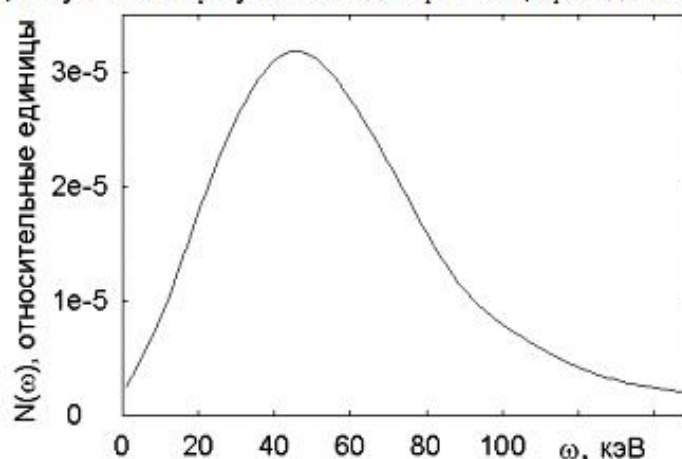


Рис. 6. Модельный спектр излучения, попадающего в детектор при рассеянии тормозного излучения в воздухе

Из рисунка видно, что форма спектра рассеянного излучения, полученного в результате моделирования, достаточно близка к форме экспериментального спектра, то есть это пик с максимумом в районе 50-60 кэВ. Спад в низкоэнергетичной области спектра обусловлен поглощением излучения в тормозных мишенях и воздухе, а в области жёстких фотонов связан с резким снижением эффективности NaI(Tl) детектора из-за его малой толщины (1 мм).

Полного совпадения нет, так в данном случае нас интересовала только физическая природа регистрируемого спектра. Поэтому в процессе моделирования не учитывался разлёт фотонов пучка тормозного излучения, а предполагалось, что фотонный пучок, не имеющий линейных размеров, рассеивается в воздухе. Учёт поперечных размеров должен привести к увеличению эффективной толщины детектора и, следова-

тельно, к увеличению эффективности регистрации жёстких фотонов, то есть сдвигу максимума модельного спектра в область больших энергий фотонов. К тому же следует отметить, что из-за малой статистики форма экспериментального спектра определена не достаточно точно. Можно надеяться, что использование достаточно простых мер, например, «разнесённого» коллиматора уменьшит область просматриваемого детектором участка воздуха и увеличит долю фотонов ХРИ.

Для выхода на режим спектральных измерений путём уменьшения тока накала катода электронной пушки ток ускорителя снижался с 5 мА (мощность дозы ~20 Зв/час) до ~0.5 мА (мощность дозы ~2-3 мЗв/час), что обеспечило загрузку детектора ~ 1 Гц, при частоте ускорителя 10 Гц. В качестве примера такого режима работы ускорителя на рис. 7а приведена осциллограмма выходного сигнала с детектора (зависимость 1), измеренная за несколько десятков циклов ускорения. Здесь и на следующих рисунках зависимость 2 – огибающая ускоряющего ВЧ поля. Из рисунка видно, что в этом режиме наложение сигналов в детекторе в течении одного цикла ускорения отсутствует, а сами импульсы возникают только в момент цикла ускорения.

Как отмечено выше, спектрометрический и счётный режим работы детектирующей аппаратуры не может использоваться для ориентации кристалла в первую очередь из-за больших временных затрат. С увеличением тока число фотонов, попадающих в детектор, резко возрастает, и на выходе детектора наблюдается широкий импульс, обусловленный наложением сигналов от разных фотонов и их интегрированием на выходном сопротивлении (рис. 7, б). Для обеспечения интегрального режима съёма информации с детектора разработано устройство, синхронизированное с циклом ускорения и интегрирующее этот сигнал (рис. 7, г). После окончания цикла ускорения в нём формируется импульс управления АЦП (рис. 7, в), выполненного в стандарте КАМАК и подключённого к интегратору.

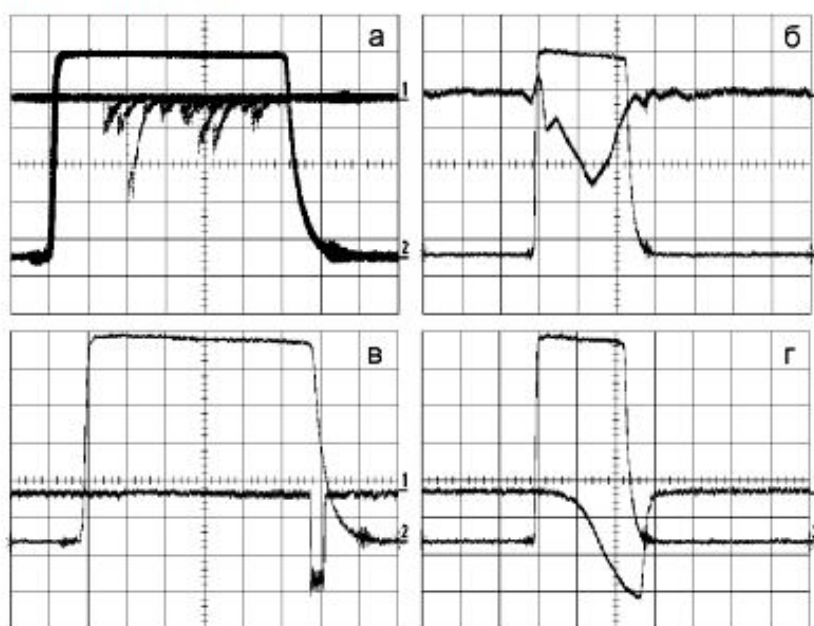


Рис. 7. Осциллограммы импульсов с рентгеновского детектора:  
 а) временное распределение импульсов с детектора в режиме спектральных измерений (1~1-3 мА) за несколько циклов ускорения;  
 б) сигнал с детектора в режиме большого тока (1~1-3 мА);  
 в) временное положение импульса управления АЦП; г) Импульс после интегратора

Измерения показали, что ток микротрона неконтролируемо меняется в пределах 20-30%. Поскольку ожидаемое изменение выхода излучения в зависимости от ориентации кристалла такого же порядка, необходимо измерять ток во время каждого цикла ускорения с погрешностью не больше одного процента. Для этого использовался детектор NaI(Tl) большего размера также включённый в интегральном режиме и регистрирующий обратно рассеянное излучение из могильника, куда направлялось рождённое в кристалле тормозное излучение. Известно, что для энергий электронов больше 15 МэВ обратно рассеянное излучение формируется за счёт перерассеяния фотонов с энергией больше нескольких МэВ, поэтому для энергии электронов  $E_0 = 30$  МэВ полная энергия этого излучения не должна зависеть от ориентации кристалла.

На рис. 8 приведена зависимость амплитуд сигналов, зарегистрированных каждым детектором, и их отношение для неизменной ориентации кристалла.

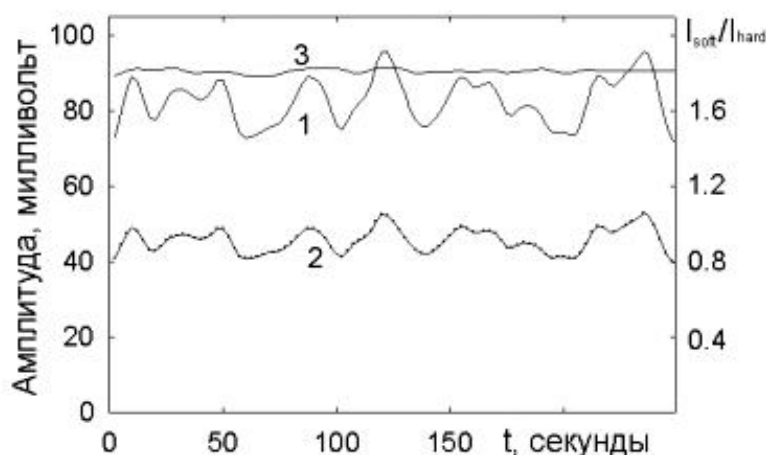


Рис. 8. Зависимость амплитуды сигналов с рентгеновского и «фонового» детекторов от времени и их отношение: 1 – показания детектора рассеянного излучения; 2 – показания детектора «фонового» излучения; 3 – отношение показаний детекторов

Из рисунка видно, что спонтанные колебания тока ускорителя приводят к изменению амплитуд регистрируемых сигналов на 30-40%, тогда как изменение отношения амплитуд не превышает  $\pm 1\%$ . Исходя из ожидаемого выхода параметрического рентгеновского излучения  $\sim 10^7 \cdot 10^8$  фотон/электрон, в процессе измерений угловых распределений и ориентационных зависимостей выхода ПРИ для относительного мониторинга может быть использован этот же способ измерения тока микротрона. Для измерений спектров излучения при каналировании его чувствительности будет уже не достаточно, и нужно развивать новые методики измерения.

Разработанный комплекс экспериментальной аппаратуры позволил провести измерения ориентационных зависимостей выхода рассеянного излучения от ориентации кристалла. На рисунке 9 приведена одна из ОЗ, измеренная с шагом 0.02 градуса. На пучке излучения установлена мишень из олова размерами  $80 \times 15$  мм<sup>2</sup> и толщиной 60 мкм. Каждая точка ОЗ соответствует 20 циклам ускорения (2 секунды). Полное число точек – 1000, время измерения – 37 минут. Такое же число точек с измерением счёта фотонов или спектров излучения и статистической ошибкой на уровне 5% заняло бы около 100 часов.

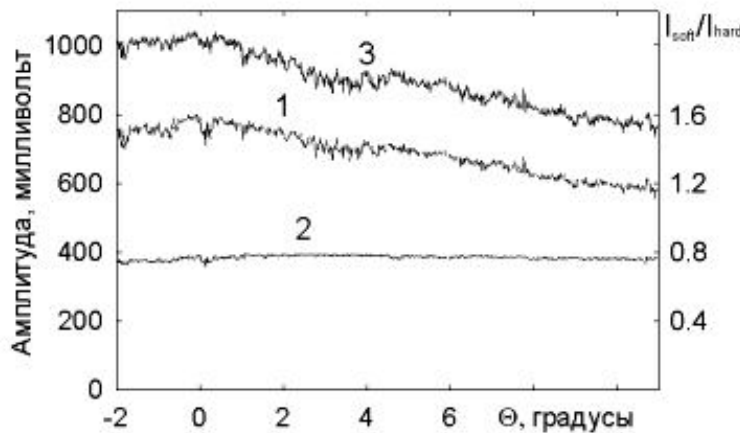


Рис. 9. Ориентационная зависимость выхода излучения для энергии электронов 30 МэВ и кристалла кремния. Обозначения совпадают с обозначениями предыдущего рисунка

Из рисунка видно, что при изменении угла поворота кристалла выход рассеянного излучения плавно возрастает, достигает максимума и затем начинает спадать, причем не плавно. Можно заметить появление второго пика для угла разориентации  $\sim 4^\circ$ . Однако, ожидаемые узкие пики, связанные с излучением при плоскостном каналировании электронов в кремнии, отсутствуют. Наиболее вероятно, что отсутствие этих пиков обусловлено двумя причинами. Во-первых, из-за наличия фольги на выходном фланце и слоя воздуха перед кристаллом расходимость электронного пучка  $\nu_e \sim 20$  мрад больше угла плоскостного каналирования  $\mathcal{D}_c \sim 1$  мрад. Во-вторых, большим вкладом фотонов, рассеянных на воздухе. Как уже отмечалось при обсуждении результатов измерений спектров рассеянного излучения, размеры просматриваемого детектором участка трассы пучка излучения намного больше размеров металлической мишени, поэтому вклад фотонов ХРИ, с которым связана ожидаемая регистрация излучения при каналировании, мал.

Зарегистрированная зависимость показаний детектора от ориентации кристалла обусловлена увеличением выхода фотонов когерентного тормозного излучения (КТИ) [26] при уменьшении угла между направлениями кристаллографической оси и пучка электронов. Для энергии электронов  $E_0 = 30$  МэВ в зависимости от угла между импульсом электрона и кристаллографическими плоскостями энергия фотонов КТИ может меняться от нескольких сотен кэВ до единиц МэВ, то есть находиться в том диапазоне энергий, для которого сечение комптоновского рассеяния достаточно велико. Для подтверждения вышесказанного, на рис. 10 приведена модельная ориентационная зависимость, рассчитанная по той же методике, как и при моделировании зависимости отклика детектора от толщины металлической мишени, для рассеяния пучка фотонов КТИ в воздухе в зависимости от ориентации кристалла. Расчёт спектров КТИ выполнен по методике работы [27] для угла разориентации оси  $\langle 111 \rangle$   $\Theta_r = 6.5^\circ$  и азимутального угла разворота плоскости  $(110)$   $\varphi = 5^\circ$ .

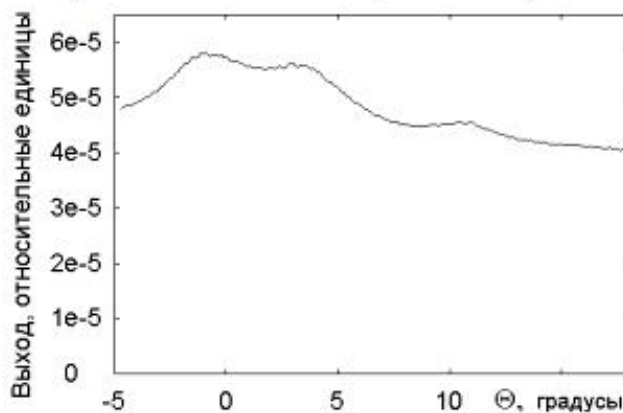


Рис. 10. Модельная ориентационная зависимость показаний детектора, обусловленная механизмом рассеянием на воздухе КТИ электронов с  $E_0 = 30$  МэВ из кристалла кремния

Из рисунка видно, что модельная ориентационная зависимость имеет такую форму, как и экспериментальная. Как и на рисунке 9 здесь можно выделить два широких пика, один из которых выше другого. Как и в случае с моделированием спектра рассеянного излучения здесь нет полного согласия экспериментальной и расчетной зависимостей, поскольку нас интересует только физическая природа наблюдаемых ориентационных зависимостей. Тем не менее, как уже отмечалось выше, при использовании достаточно простых мер, например, разнесенного коллиматора, вклад воздуха в показания детектора можно уменьшить как минимум на порядок, и уверенно регистрировать пики, связанные с излучением при каналировании.

#### Заключение

Наличие необходимого минимума требуемой аппаратуры, проведенные оценки и тестовые измерения позволяют надеяться на успешное выполнение предлагаемых исследований после изготовления и установки подключенной к вакуумной системе ускорителя камеры рассеяния. На первом этапе будет окончательно проверен предлагаемый метод ориентации кристалла по выходу рассеянного излучения, проведен поиск влияния выполнений условий дифракции на выход излучения при каналировании и выполнено измерение угловых и ориентационных зависимостей выхода параметрического рентгеновского излучения при выполнении условий каналирования. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648) и программы внутренних грантов БелГУ.

#### Литература

1. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Сложный и аномальный эффект Доплера для каналированного позитрона (электрона) // ДАН СССР. 1976. Т.231. N.6. С.1335-1338.
2. Baryshevsky V.G., Dubovskaya I.Ya. Coherent radiation of the channeling positron (electron) // Phys. stat. sol. (b). 1977. v.82. P.403-412.
3. Барышевский В.Г., Градовский О.Т., Дубовская И.Я. О дифракционном излучении осциллятора в периодической среде (эффект Барышевского-Дубовской) // Вестник АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1987. N.6. С.77-81.
4. Воробьев С.А., Калинин Б.Н., Пак С., Потылицын А.П. Обнаружение монохроматического рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистских электронов с монокристаллом алмаза // Письма ЖЭТФ. 1985. т. 41, вып. 1, С.3-6.
5. Алейник А.Н., Балдин А.Н., Богомазова Е.А., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шарафутдинов А.Ф. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистских электронов, движущихся в кристалле вольфрама // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т.80. Вып.6. С.447-451.
6. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. М.: ВИНТИ. 1991. т. 4, С.129-225.
7. Богданов О.В., Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л. Угловое распределение дифрагированного рентгеновского излучения при (111) каналировании электронов в Si: влияние зонной структуры энергетических уровней // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т.85. вып.11. С.684-688.
8. Ikeda T., Matsuda Y., Nitta H. and Ohtsuki Y.H. Parametric X-ray radiation by relativistic channeled particles // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. 1996. v.115. P.380-383.
9. Matsuda Y., Ikeda T., Nitta H. and Ohtsuki Y.H. Numerical calculation of parametric X-ray radiation by relativistic electrons channeled in a Si crystal // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. 1996. v.115. P.396-400.
10. Yabuki R., Nitta H., Ikeda T. and Ohtsuki Y.H. Theory of diffracted channeling radiation // Phys. Rev. B. 2001. v.63. 174112
11. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Шатохин Р.А. Использование мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения // Письма ЖЭТФ. 2007. Т.33. вып.14. С.87-94.
12. Andersen J.U. and Laesgaard E. Coherent bremsstrahlung and sidebands for channeled electrons // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. 1988. v.33. P.11-17
13. Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. и др. Влияние эффекта каналирования ультрарелятивистских электронов на спектр когерентного тормозного излучения типа Б. // Письма в ЖЭТФ. 1992. т.55. вып.8. С.587-590.



14. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Каратаева Е.А. О вкладе дифракции реальных фотонов в наблюдаемые спектры параметрического рентгеновского излучения электронов в совершенных кристаллах// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2006. вып. 4. С.72-85.
15. Freudenberger J., Genz H., Morokhovskii V.V., Richter A., Sellschop J.P.L. Parametric X rays observed under Bragg conditions: Boost of intensity by factor of two// Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. N.2. P.270-273.
16. Shchagin A. V., Pristupa V. I., Khizhnyak N. A. A fine structure of parametric X-ray radiation from relativistic electrons in a crystal //Phys. Lett. A. 1990. V.148. P.485-488.
17. Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Karev A.I., Knapp E.A., Sobenin N.P. and Trower W.P. 70 MeV electron racetrack microtrone commissioning // Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, p.2596-2598.
18. Lackey D., Scwitters R.F. Methods of crystal alignment for the production of coherent bremsstrahlung// Nucl. Instrum. and Meth. 1970. v.81. P.164-172.
19. Калинин Б.Н., Коновалова Е.И., Плешков Г.А., Потылицын А.П., Тарасов В.М., Томчаков В.К., Хакбердыев И. Автоматизированная система ориентирования монокристаллических мишеней в электронном ускорителе // ПТЭ. 1985. № 3, С.31-35.
20. Berman B.L. Channeling radiation: A historical perspective// H. Wiedemann (ed.) Electron-Photon Interaction in Dense Media, NATO Science Series, II Mathematics, Physics and Chemistry – Vol. 49. P.7-24. 2002 Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands
21. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. Влияние мозаичности кристаллов на характеристики параметрического рентгеновского излучения// Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. 2006. Т.744. серия физическая. "Ядра, частицы, поля". вып.3(31). С.51-65.
22. Gary C.K., Fisher A.S., Pantell R.H., Harries J., Piestrup M.A. Channeling of electrons in Si produces intense quasimonochromatic, tunable, picosecond x-ray bursts// Phys. Rev. B. 1990. v.42. No.1 (1990), P.7-14.
23. Schiff L.I. Energy – angle distribution of thin target bremsstrahlung //Phys. Rev. 1951. v.83. P.252-257.
24. Амосов К.Ю., Андрияшкин М.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Сарычев В.П. Исследование угловых распределений мягкой компоненты релятивистских электронов вблизи плоскостной ориентации монокристаллов большой толщины// Известия ВУЗов, "Физика". 1991. Т.34. N6. С.70-80.
25. Шатохин Р.А. Драйвер управления униполярным шаговым двигателем от LPT порта с автоматическим переходом на ток удержания. //Схемотехника. 2207. No.6. С.45-47.
26. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АРМ ССР, Ереван, 1969, 459с.
27. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Потылицын А.П., Исследование характеристик когерентного тормозного излучения электронов в монокристаллах большой толщины //Известия ВУЗов "Физика". 1991.Т.34. N 6. С.21-43.

#### STATUS OF THE EXPERIMENT ON SEARCH AND INVESTIGATION OF ELECTRON DIFFRACTED CHANNELING RADIATION ON THE RINP MSU MICROTRONE

D.A. Baklanov<sup>1)</sup>, I. E. Vnukov<sup>1)</sup>, V.K. Grishin<sup>2)</sup>, A.N. Ermakov<sup>2)</sup>,  
Yu.V. Zhandarmov<sup>1)</sup>, R. A. Shatokhin<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Belgorod State University, 14 Studencheskaya str., 308007 Belgorod, Russia,  
e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

<sup>2)</sup>Research Institute of Nuclear Physics, MSU, Moscow, Russia

The possibility of experimental observation of the diffracted electron channeling radiation energy of 15-40 MeV on the RINP MSU microtrone. A new method of a crystal orientation alignment to the radiation yield under channeling on the electron accelerators of the average energies with the short spill (microtrone, linear accelerator) by the integral characteristics of the soft radiation yield from the thin metal targets is proposed. It provides the ten times reduction of time spending on the orientation. The main part of necessary experimental equipment is prepared and test measurements are taken. It allows in future time to carry out experimental investigation of emission generated under fast electron interaction with streamlined or partially streamlined media.

**Key words:** channeling, diffraction, crystal, diffracted channeling radiation, experiment, crystal alignment.