

01;05;07

## Моделирование эксперимента по полному внешнему отражению тормозного излучения электронов

© Ф.К. Алиев, Г.Р. Алимов, А.Т. Муминов, Б.С. Османов, В.В. Скворцов

Научно-исследовательский институт прикладной физики Национального университета Узбекистана,  
700174 Ташкент, Узбекистан  
e-mail: gleb@iaph.tkt.uz

(Поступило в Редакцию 19 июля 2004 г.)

Проведено компьютерное моделирование эксперимента по рассеянию сильно коллимированного пучка тормозного излучения электронов с энергией 13 MeV от макроскопически гладкой поверхности на сверхмалые углы методом Монте-Карло с учетом взаимодействия пучка с протяженной воздушной средой. Сравнение расчетов и эксперимента указывает на возможность существования явления полного внешнего отражения  $\gamma$ -квантов в области энергий  $\leq 1$  MeV.

### Введение

При падении мягкого рентгеновского излучения ( $E \leq 10$  keV) на поверхность (границу раздела двух сред) с неровностями, не превышающими по высоте четверти длины волны  $\lambda$  излучения, под углом  $\psi$  меньше критического

$$\alpha_{cr} = (e \cdot h/E)(Z \cdot N_A \cdot \rho / \pi \cdot A \cdot m)^{1/2},$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $Z$ ,  $A$ ,  $\rho$  — заряд, атомная масса и плотность вещества отражающей поверхности;  $h$  — постоянная Планка;  $N_A$  — число Авогадро, наблюдается явление полного внешнего отражения (ПВО) [1], которое уже используется в различных рентгеновских системах [2]. Выявление возможности создания таких систем в более жестком диапазоне электромагнитного излучения в значительной степени обуславливает интерес к исследованиям малоуглового рассеяния жестких  $\gamma$ -квантов.

В отличие от мягкого в жестком рентгеновском диапазоне длина волны излучения сопоставима, а в  $\gamma$ -диапазоне на 2–3 порядка меньше среднего межатомного расстояния  $d$  в твердом теле и жидкости и любая макроскопическая гладкая поверхность для этих излучений является отчетливо дискретной, состоящей из отдельных рассеивающих центров. Авторы [3–5] показали, что при взаимодействии излучения с  $\lambda \ll d$  с такой поверхностью имеет место как упругое, так и неупругое рассеяние квантов и при любой длине волны существует так называемый „конус когерентности“  $\theta_{coh}$ , в пределах которого амплитуда когерентного рассеяния является практически постоянной, а вне его с ростом угла быстро спадает. Причем с ростом энергии фотонов уменьшается угловой размер конуса  $\theta_{coh} \leq 10^{-2}\lambda$  и соответственно величина критического угла ПВО  $\alpha_{cr} \sim \theta_{coh}/10$ . Проведенные расчеты предельного угла ПВО [3] полностью совпали с соответствующим выражением, полученным на основе классической теории дисперсии рентгеновских лучей, развитой первоначально для мягкого рентгена и неоднократно экспериментально подтвержденной.

Что касается экспериментального установления ПВО в  $\gamma$ -диапазоне, нам известно лишь одно сообщение о его наблюдении в постановке эксперимента по рассеянию  $\gamma$ -излучения 122 keV  $^{57}\text{Co}$  на десятиметровой пролетной базе [6]. Очевидно, что для получения более убедительных данных необходимы значительно бóльшая пролетная база и более мощный источник направленного  $\gamma$ -излучения. Такие эксперименты начаты нами на пучке тормозного излучения электронов (ТИЭ) микротрона МТ-22С, установленного в бункерном помещении, к которому примыкает пролетный канал (длина 300 м, сечение  $2.5 \times 2.5$  м) [7,8]. В настоящей работе приведены результаты компьютерного моделирования этих экспериментов и их сравнение с отдельными предварительными экспериментальными данными.

### Схема эксперимента

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Выведенный из микротрона пучок ускоренных электронов ( $E_e = 13$  MeV, средний ток  $I_a \leq 30 \mu\text{A}$ , длительность импульса электронов  $\tau = 2.5 \mu\text{s}$ , частота следования импульсов  $f = 386$  Hz, сечение пучка  $\varnothing \sim 5$  мм) направляется на тормозную мишень  $T$  (горизонталь-

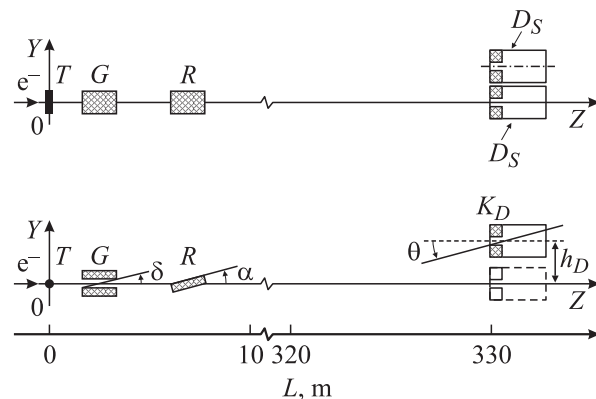


Рис. 1. Схема эксперимента.

но натянутая вольфрамовая проволока  $\varnothing 1$  mm). Генерируемое в ней ТИЭ (естественная расходимость  $\sim 35$  mrad, телесный угол  $\Omega \sim 3 \cdot 10^{-4}$  sr) формируется только по вертикали с помощью щелевого коллиматора  $G$  (высота зазора  $\Delta X_G \geq 10 \mu$ , вертикальная апертура  $\delta \geq 15 \mu$ rad). Нижняя часть ( $\theta < 0$ ) сформированного пучка ТИЭ поглощается в торце рефлектора  $R$  (стекло,  $\Delta Z_R = 600$  mm,  $\Delta Y_R = 300$  mm,  $\Delta X_R = 30$  mm, чистота поверхности — 14-й класс, угол скольжения, т.е. наклон поверхности к оси пучка, регулируется в пределах  $a = 0-1.5$  mrad с шагом  $\Delta a \geq 15 \mu$ rad), верхняя — рассеивается от поверхности при  $\theta = 0 - \alpha$  или пролетает над ней без взаимодействия при  $\theta > \alpha$ . На отметке 330 m  $\gamma$ -кванты пучка регистрируются быстрым счетным  $D_f$  ( $Y = 100$  mm) и медленным спектрометрическим  $D_s$  ( $Y_s = 0$ ) детекторами. Детекторы жестко скреплены между собой и перемещаются по вертикали с шагом  $h_D \geq 1$  mm, при этом угол детектирования (между осью пучка  $OZ$  и линией  $TD$ ) может изменяться в пределах  $\theta = 0 \pm 30$  mrad ( $\Delta\theta \geq 3 \mu$ rad). Горизонтальные щелевые коллиматоры  $K_D$  детекторов имеют зазор высотой  $\Delta X_K = 1$  mm, соответствующий телесному углу детектирования  $\Omega_D = 4 \cdot 10^{-11}$  sr, и в зависимости от величины среднего тока выведенных электронов через них в цикле ускорения ( $\tau = 2.5 \mu$ s) проходят от единиц до сотни  $\gamma$ -квантов.

Юстировка элементов стенда (тормозная мишень  $T$ , щелевой коллиматор  $G$ , рефлектор  $R$  и детектор  $D_s$ ) относительно оси пучка ТИЭ проводится с точностью  $\sim 10 \mu$ rad. Для уменьшения фонового вклада, обусловленного рассеянными  $\gamma$ -квантами и заряженными частицами, в регистрируемые детекторами события производится очистка первичного (после мишени  $T$ ), сформированного (после щелевого коллиматора  $G$ ) и отраженного (после отражателя  $R$ ) пучка ТИЭ вспомогательными коллиматорами и постоянными магнитами (не приведенными на схеме) соответственно и блокировка регистрации на временной интервал  $2.5 \mu$ s между концом одного и началом следующего цикла ускорения.

Эксперимент сводится к измерению детекторами  $D_s$  и  $D_f$  соответственно спектров и интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов ТИЭ в зависимости от высоты  $\Delta X_G$  зазора щелевого коллиматора  $G$ , угла наклона  $\alpha$  рефлектора  $R$  и угла детектирования  $\theta$ .

Геометрические параметры элементов экспериментального стенда соответствуют условиям обнаружения ожидаемого эффекта ПВО жесткого  $\gamma$ -излучения в области энергии  $E < 13$  MeV, однако в области  $E \leq 4$  MeV эффект будет несколько ослаблен взаимодействием  $\gamma$ -квантов с воздушной средой (рис. 2). Что касается отражающей способности поверхности рефлектора, используемого в стенде, расчеты и эксперименты по отражению  $\gamma$ -излучения 122 keV  $^{57}\text{Co}$  [6] от подобного рефлектора (стекло с поверхностью, полированной по 14 классу, высота шероховатостей  $\sim 500$  Å) показали, что при углах  $\alpha < 264 \mu$ rad коэффициент отражения  $\gamma$ -квантов близок к единице.

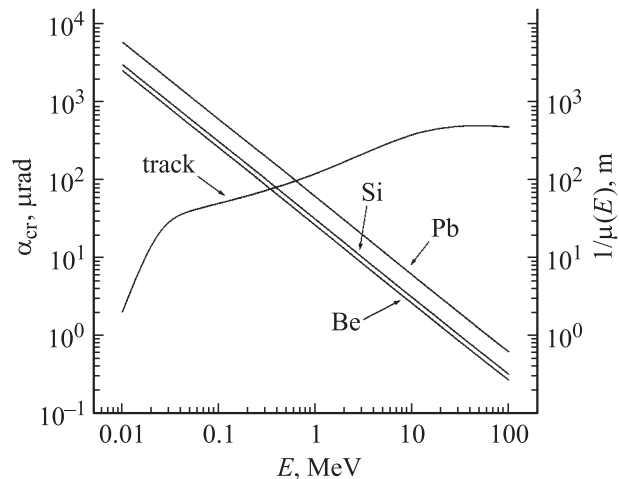


Рис. 2. Критические углы ПВО квантов, рассчитанные по формуле (1). Длина свободного пробега квантов в воздухе [10].

Очевидно, что при фиксированном угле скольжения  $\alpha$  рефлектора  $\gamma$ -кванты низкоэнергетической части спектра ТИЭ, для которых  $\psi = 0 - \alpha_{cr}$ , должны испытывать ПВО, а в высокоэнергетической части, в которой  $\psi > \alpha_{cr}$ , — нет.

Высокое угловое разрешение стенда, несмотря на размытие эффекта ПВО из-за краевых эффектов на коллиматорах и рефлекторе, взаимодействия  $\gamma$ -квантов с 300-метровой воздушной средой, а также из-за конечных размеров тормозной мишени и зазоров щелевых коллиматоров, позволяет надеяться на его проявление в эксперименте.

## Моделирование эксперимента

Так как решаемая задача достаточно сложна, для оценки влияния указанных выше факторов на ожидаемый результат разработана статистическая модель эксперимента с использованием метода Монте-Карло. Компьютерная модель эксперимента создана с помощью системы компьютерной математики Mathematica на компьютерах класса Intel Pentium III и выше. В этой программе энергия тормозных  $\gamma$ -квантов считается распределенной по известной формуле Шиффа [9]. Положения  $\gamma$ -квантов в плоскости мишени распределены в горизонтальной и вертикальной проекциях по нормальному закону с одинаковым средним квадратичным отклонением, равным 1.5 mm. Малость телесного угла  $\gamma$ -квантов, используемых в эксперименте, позволяет с хорошим приближением представлять их направление равномерно распределенным и соответственно имитировать его с помощью двух случайных величин. Соответственно корреляция между угловым и энергетическим распределением тормозных  $\gamma$ -квантов не учитывалась.

Программа упрощенно предполагает исчезновение  $\gamma$ -кванта при пересечении его имитируемой траектории с любыми материальными объектами эксперименталь-

ной установки, кроме рефлектора и воздуха. Влияние воздуха на каждый  $\gamma$ -квант разыгрывается вероятностным путем. Для этого использовались табличные данные зависимости значений полного коэффициента поглощения  $\gamma$ -квантов в воздухе от энергии [10]. Предполагалось, что любое взаимодействие  $\gamma$ -кванта с воздухом приводит к его исчезновению. Случай с рефлектором рассматривается следующим образом. При пересечении траектории  $\gamma$ -кванта с рефлектором сначала определяется его угол скольжения относительно поверхности рефлектора, который затем сравнивается с критическим углом рассеяния  $\alpha_{cr}$ , вычисляемым для заданной энергии  $\gamma$ -кванта  $E$  по формуле (1). Если этот угол оказывается больше критического, то  $\gamma$ -квант считается исчезающим в результате поглощения и программа переходит к новому испытанию, т.е. генерируют в тормозной мишени параметры нового, очередного  $\gamma$ -кванта. Если же этот угол оказывается меньше критического, то программа заменяет параметры траектории падающего на рефлектор  $\gamma$ -кванта на параметры зеркально отраженной траектории. Траектория  $\gamma$ -кванта за рефлектором прослеживается до конца канала, где определяется, в каком из положений детектора и с какой энергией он будет зарегистрирован. При этом программа предполагает 100%-ную эффективность его регистрации.

С помощью данной программы рассмотрено влияние различных значений длины пролета, зазора щелевого коллиматора и угла наклона рефлектора на энергетическое и вертикальное угловое распределение  $\gamma$ -квантов.

## Результаты моделирования и их обсуждение

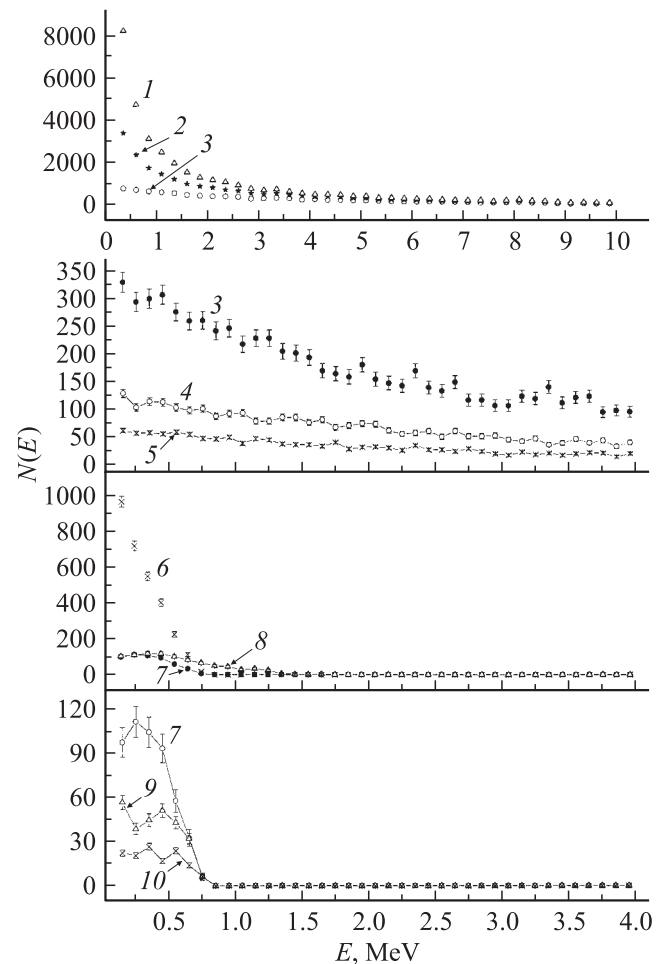
При рассмотрении представленных ниже результатов моделирования необходимо иметь в виду следующее.

Высота щели щелевого коллиматора задана тремя значениями: 50, 20, 10  $\mu\text{m}$ , при этом ось пучка ТИЭ совмещена с центром щели. Передняя кромка отражающей поверхности по вертикали совмещена с нижней плоскостью щелевого коллиматора, а расстояние по горизонтали от нее до выхода щели, как и в эксперименте, составляло 30 см. Расчеты произведены при значениях угла наклона рефлектора по отношению к оси пучка 20 и 40  $\mu\text{rad}$ . Эти значения соответствуют расчетным значениям критического угла ПВО для энергий  $\gamma$ -квантов соответственно 1.55 и 0.78 MeV. В пучке ТИЭ, падающем на рефлектор, всегда есть кванты, как удовлетворяющие, так и не удовлетворяющие условиям ПВО.

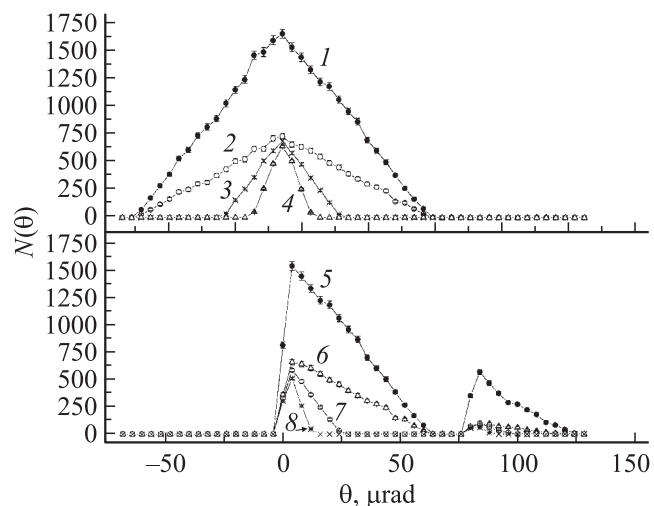
Энергия электронов, падающих на мишень, принималась равной 13 MeV, что соответствовало первому рабочему режиму микротрона МТ-22С. Разыгрываемая энергия квантов ТИЭ ограничена снизу значением 0.01, а сверху — 12.5 MeV.

Чтобы иметь возможность сравнивать между собой данные, полученные при различных характеристиках моделирования (соответствующих различным условиям

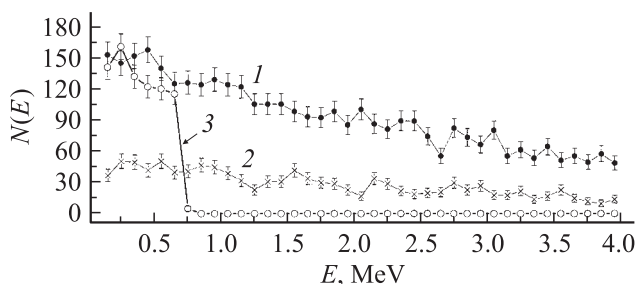
эксперимента), они пересчитаны с учетом нормирующих коэффициентов к данным, полученным при высоте щели щелевого коллиматора, равной 50  $\mu\text{m}$ . При этом число разыгранных программой  $\gamma$ -квантов ТИЭ, сформированных такой щелью, было несколько больше 50 тысяч  $\gamma$ -квантов. На рис. 3 иллюстрируется трансформация энергетического спектра  $\gamma$ -квантов в пучке ТИЭ (проинтегрированного по всем виртуальным положениям детектора  $D_S$ ) в зависимости от длины  $L$  пролетной базы, угловой апертуры  $\delta$  щелевого коллиматора и угла наклона  $\alpha$  рефлектора  $\alpha$ , а на рис. 4 — эти же зависимости для вертикального углового распределения интенсивности  $\gamma$ -квантов с энергией  $E < 12.5$  MeV. Спектры  $\gamma$ -квантов ТИЭ, рассеянных рефлектором на углы  $\theta = 3, 40$  и 80  $\mu\text{rad}$  при фиксированных углах  $\delta = 62$  и  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ , приведены на рис. 5. Рассмотрение этих данных позволило получить количественное



**Рис. 3.** Спектры пучка ТИЭ. Без отражателя: 1 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ , в вакууме; 2 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $L = 120$  м; 3 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м; 4 —  $\delta = 25 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м; 5 —  $\delta = 12 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м. С отражателем: 6 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 120$  м; 7 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м; 8 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 20 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м; 9 —  $\delta = 25 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м; 10 —  $\delta = 12 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330$  м.



**Рис. 4.** Вертикальное распределение интенсивности пучка ТИЭ. Без отражателя: 1 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $L = 120 \text{ m}$ ; 2 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ ; 3 —  $\delta = 25 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ ; 4 —  $\delta = 10 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ . С отражателем: 5 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 120 \text{ m}$ ; 6 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ ; 7 —  $\delta = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ ; 8 —  $\delta = 12 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ .

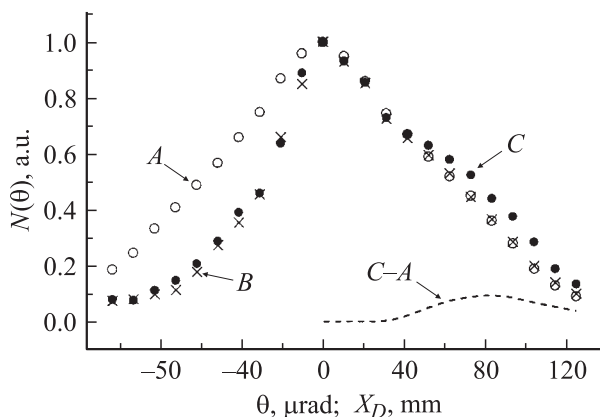


**Рис. 5.** Спектры пучка ТИЭ при  $\delta_G = 62 \mu\text{rad}$ ,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$ .  $\theta = 3$  (1),  $40$  (2),  $80 \mu\text{rad}$  (3).

представление о влиянии условий эксперимента на интенсивность, энергетическое и угловое распределение регистрируемых  $\gamma$ -квантов пучка ТИЭ: а) ослабление в воздухе интенсивности  $\gamma$ -квантов пучка ТИЭ возрастает с уменьшением их энергии и при длине пролетной базы  $L = 330 \text{ m}$  для  $\gamma$ -квантов с  $E \leq 4 \text{ MeV}$  достигает одного порядка (1 и 3 на рис. 3); б) интенсивность сформированного пучка ТИЭ пропорциональна угловой апертуре  $\delta$  щелевого коллиматора (3–5 на рис. 3, 2–4 на рис. 4); в) при введении в сформированный пучок ТИЭ рефлектора с ростом его угла наклона  $\alpha$  усиливаются трансформация спектра в низкоэнергетическую область (7, 8 на рис. 3) и смещение вертикального распределения в область больших углов  $\theta$ , при этом в области  $\theta \geq 2\alpha$  возникает компонент ПВО  $\gamma$ -квантов с энергией, соответствующей критическому углу  $\alpha_{cr} \leq \alpha$  (4–6 на рис. 4, 1–3 на рис. 5).

При длине пролетной базы  $L = 120 \text{ m}$  ожидаемый эффект ПВО проявляется заметно ярче, но при этом

угловое разрешение стенда в такой же степени хуже, что и в случае  $L = 330 \text{ m}$  ( $\Delta\theta/\Delta h_D = 8.3 \mu\text{rad}/\text{mm}$  при  $L = 120 \text{ m}$  и  $\Delta\theta/\Delta h_D = 3 \mu\text{rad}/\text{mm}$  при  $L = 330 \text{ m}$ ). Учитывая, что обнаружение эффекта требует в первую очередь высокого углового разрешения, в наших экспериментах использовалась пролетная база  $L = 330 \text{ m}$ . Некоторые полученные в предварительных экспериментах результаты можно сопоставить с результатами моделирования. На рис. 6 приведены экспериментальные распределения интенсивности  $\gamma$ -квантов в сформированном с вертикальной апертурой  $\delta = 62 \mu\text{rad}$  пучке ТИЭ, измеренные без рефлектора (A) и с рефлектором, при углах его наклона  $\alpha = 3 \mu\text{rad}$  (B) и  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$  (C). Следует ожидать, что распределение A в интервале углов  $\theta = 0 \pm \delta$  должно иметь форму, близкую к нормальному, а распределения B и C (так как  $\delta > \alpha$ ) — компоненты, обусловленные непротиводействовавшими ( $\psi = \alpha - \delta$ ) и противодействовавшими ( $\psi = 0 - \alpha$ ) с отражателем  $\gamma$ -квантов. Последние в случае существования эффекта ПВО  $\gamma$ -квантов должны проявиться в виде пиков ПВО при углах  $\theta \geq 2\alpha$ , причем этот пик в распределении B не будет (так как  $2\alpha < \delta$ ), а в распределении C будет (так как  $2\alpha > \delta$ ) разрешаться от компонента непротиводействовавшего излучения. Эти ожидания с поправками на конечные размеры тормозной мишени T и коллиматоров G и K<sub>D</sub> выполняются в расчетном распределении C'. Что касается экспериментального распределения C, то оно сильно размыто другими неучтенными факторами (уширение апертуры пучка из-за конечного коэффициента поглощения вещества коллиматоров G и K, рассеяния в воздушной среде, нестабильности электронного пучка и др.). Тем не менее в распределении C отчетливо наблюдается выпуклость в области  $\theta \sim 2\alpha$ . Если правый склон распределения A или B принять как компонент непротиводействовавшего излучения в распределении C, то разность C и A или B в первом приближении соответствует расчетному пику ПВО  $\gamma$ -излучения (распределение б на рис. 4).



**Рис. 6.** Вертикальное распределение интенсивности пучка ТИЭ при  $\delta_G = 62 \mu\text{rad}$ ,  $L = 330 \text{ m}$ . 1 — без отражателя; 2–4 — с отражателем;  $\alpha = 3$  (2);  $40$  (3); расчетное распределение,  $\alpha = 40 \mu\text{rad}$  (4).

Конечно, этот факт не следует рассматривать как прямое доказательство явления ПВО в  $\gamma$ -диапазоне, скорее это лишь указание на возможность его существования и на возможность его более четкого выделения при улучшении условий эксперимента (уменьшение вертикальных размеров сформированного пучка ТИЭ и уровня фона, использование дистанционного управления наклоном отражателя и позиционно-чувствительных детекторов, повышение временной стабильности пучка ТИЭ, сокращение времени эксперимента и т.д.).

Проведенное сопоставление экспериментальных и расчетных распределений указывает на необходимость разработки более совершенной модели расчета, учитывающей краевые эффекты на щелевом коллиматоре и отражателе, комптоновское рассеяние в воздухе, а также близкую к реальной зависимость коэффициента отражения  $\gamma$ -квантов ТИЭ от угла наклона отражателя.

## Список литературы

- [1] *Блохин М.А.* Физика рентгеновских лучей. М.: Гостехиздат, 1957. 455 с.
- [2] *Kitakhov M.A.* // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4765. P. 20–25.
- [3] *Аркадьев В.А., Кумахов М.А., Огнев Л.И.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1307–1311.
- [4] *Hubbel J.H., Overbo I.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1979. Vol. 8. P. 69–105.
- [5] *Kissel L., Pratt R.H., Roy S.C.* // Phys. Rev. 1980. Vol. 22. N 5. P. 1970–2004.
- [6] *Глебов В.И., Денисов Э.И., Жеваго Н.К.* и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1785–1792.
- [7] *Kumarhov M.A., Muminov T.M., Salikhbaev U.S.* et al. // Proc. SPIE. 2000. Vol. 4155. P. 48–52.
- [8] *Aliiev F.K., Alimov G.R., Ikromov A.K.* et al. // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4765. P. 145–148.
- [9] *Schiff L.I.* // Phys. Rev. 1952. Vol. 83. P. 252.
- [10] *Стародубцев С.В., Романов А.М.* Взаимодействие гамма-квантов с веществом. Ч. 1. Ташкент: Наука, 1964. 249 с.